



Ф. Ф. МЕНДЕ,
И. И. БОНДАРЕНКО,
А. В. ТРУВИЦЫН

**СВЕРХ-
ПРОВОДЯЩИЕ
И ОХЛАЖДАЕМЫЕ
РЕЗОНАНСНЫЕ
СИСТЕМЫ**

АКАДЕМИЯ НАУК УКРАИНСКОЙ ССР
ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУР

Ф. Ф. МЕНДЕ, И. Н. БОНДАРЕНКО,
А. В. ТРУБИЦЫН



СВЕРХ-
ПРОВОДЯЩИЕ
И ОХЛАЖДАЕМЫЕ
РЕЗОНАНСНЫЕ
СИСТЕМЫ



ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКОВА ДУМКА»
КИЕВ — 1976

6Ф2.12
М50

УДК 537.312.62 : 621.372.834

Ответственный редактор
акад. АН УССР *Б. И. Веркин*

Рецензенты:
д-р техн. наук *М. Б. Голант*,
канд. физ.-мат. наук *В. Д. Филь*

Редакция
физико-математической
литературы.

М $\frac{30407-177}{M221(04)-76}$ 187-76

© Издательство «Наукова думка», 1976

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	7
От авторов	9
Основные обозначения и единицы измерения используемых величин	11

Г Л А В А 1

СВОЙСТВА ТВЕРДЫХ ТЕЛ ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

1. Теплоемкость и коэффициент линейного расширения диэлектриков и нормальных металлов	15
2. Явления переноса	22
Решеточная и электронная теплопроводность	22
Теплопроводность и электропроводность нормальных металлов	24
3. Сверхпроводящее состояние	27
Идеальные проводники и сверхпроводники	29
Длина когерентности и энергетическая щель	31
Сверхпроводники I и II рода	33
Глубина проникновения статического поля	38
Промежуточное и смешанное состояния	41
Термодинамические свойства сверхпроводников	44

Г Л А В А 2

ПОВЕРХНОСТНЫЙ ИМПЕДАНС МЕТАЛЛОВ ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

1. Граничные условия и комплексная глубина проникновения	47
2. Аномальный скин-эффект	50
3. Скин-эффект в сверхпроводниках	54

4. Поверхностный импеданс сверхпроводников в феноменологических моделях	56
5. Поверхностный импеданс сверхпроводников в микроскопической теории	65
6. Остаточные потери в сверхпроводниках	69

Г Л А В А 3

ИЗГОТОВЛЕНИЕ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ И ОХЛАЖДАЕМЫХ РЕЗОНАНСНЫХ СИСТЕМ

1. Требования к материалам	73
2. Методы изготовления свинцовых и ниобиевых резонаторов	75
Свинцовые резонаторы	75
Ниобиевые резонаторы	81
3. Технология получения покрытий из Nb_3Sn	88
4. Влияние внешних факторов на свойства резонансных систем	92
5. Практические конструкции	98
6. Методы охлаждения резонансных систем	107

Г Л А В А 4

ИЗМЕРЕНИЕ ОСНОВНЫХ ПАРАМЕТРОВ РЕЗОНАНСНЫХ СИСТЕМ, ГЛУБИНЫ ПРОНИКНОВЕНИЯ ПОЛЯ И ПОВЕРХНОСТНОГО ИМПЕДАНСА

1. Основные соотношения	118
2. Методы измерения нагруженной добротности	122
Метод передачи	123
Фазовый метод	131
Метод декремента	137
3. Методы измерения коэффициентов связи и собственной добротности	143
4. Измерение малых изменений резонансной частоты и добротности	148
5. Методы измерения глубины проникновения поля и поверхностного импеданса	157

Г Л А В А 5

СТАБИЛИЗАЦИЯ ЧАСТОТЫ СВЧ ГЕНЕРАТОРОВ СВЕРХПРОВОДЯЩИМИ И ОХЛАЖДАЕМЫМИ РЕЗОНАТОРАМИ

1. Методы стабилизации частоты СВЧ генераторов с помощью высокодобротных резонаторов	166
2. Высокостабильные генераторы с лампой бегущей волны	168

3. Усилители с переносом усиления на промежуточную частоту	171
Усилитель с амплитудной модуляцией сигнала опорного генератора	172
Усилитель с частотной модуляцией сигнала опорного генератора	174
Автогенераторы на основе усилителей с переносом усиления на промежуточную частоту	179
Система стабилизации с частотной автоподстройкой опорного генератора	183
Система стабилизации с фазовой автоподстройкой частоты опорного генератора	188
4. Сверхпроводящие резонаторы в системах затягивания частоты	191
Система стабилизации с включением резонатора на проход	192
Трехконтурная система стабилизации с включением высокодобротного резонатора на отражение .	196
5. Моноотронный генератор	198
6. Системы частотной автоподстройки с охлаждаемыми и сверхпроводящими резонаторами	202
7. Высокостабильные СВЧ генераторы с перестройкой частоты	211
8. Сравнительная оценка методов стабилизации частоты с помощью сверхпроводящих и охлаждаемых резонаторов	221

Г Л А В А 6

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТЕЙ ПРИМЕНЕНИЯ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ И ОХЛАЖДАЕМЫХ РЕЗОНАНСНЫХ СИСТЕМ В НАУКЕ И ТЕХНИКЕ

1. Охлаждаемые преселекторы в радиоприемных устройствах	225
2. Высокочувствительное детектирование частотно-модулированного сигнала	231
3. Исследование свойств диэлектриков и полупроводников	234
4. Сверхпроводящие гравиметры	237
5. Другие применения	240
Приложение I. Приведенные значения концентрации нормальных электронов $n_H/n_0 = I_H(t_{пр})$, вычисленные на основе микроскопической теории	243
Приложение II. Поверхностный импеданс сверхпроводников в теории Маттиса — Бардина	246

Приложение III. Значения σ_1/σ_N и σ_2/σ_N при различных частотах и температурах	248
Приложение IV. Значения действительной ($R_c, R_{c\infty}$) и мнимой ($X_c, X_{c\infty}$) частей поверхностного импеданса олова, свинца и ниобия на частоте 11,2 ГГц, вычисленные на основе микроскопической теории и модели Маттиса — Бардина	249
Приложение V. Выражения для вычисления $\theta(\omega)$ и Z_c в теории Абрикосова — Горькова — Халатникова при различных соотношениях $\Delta, \hbar\omega$ и kT	250
Литература	254
Предметный указатель	268

ПРЕДИСЛОВИЕ

В последнее десятилетие исследования в области физики и техники низких температур развиваются очень быстро. Повышенный интерес к ним связан с большими возможностями, которые открывает глубокое охлаждение в самых различных областях науки и техники. По-видимому, особенно широкое применение в технике может найти сверхпроводимость.

Благодаря усилиям советских ученых В. Л. Гинзбурга, Л. Д. Ландау, Н. Н. Боголюбова, А. А. Абрикосова, Л. П. Горькова, а также зарубежных ученых Ф. и Г. Лондонов, Дж. Бардина, Л. Н. Купера, Дж. Р. Шриффера практически полностью завершена разработка основных положений как феноменологических, так и микроскопической теорий сверхпроводимости, и тем самым заложен фундамент для дальнейшего развития экспериментальных исследований в этой области.

Повышение к. п. д. и уменьшение габаритов устройств, предназначенных для генерирования, преобразования и передачи больших мощностей, увеличение чувствительности и точности различных измерительных приборов, улучшение селективности, помехозащищенности, а также шумовых параметров приемных устройств, совершенствование таких характеристик, как быстродействие и объем памяти вычислительных машин, — вот далеко не полный перечень тех направлений, в которых применение физики и техники низких температур, и в частности сверхпроводимости, дает возможность получать качественно новые результаты. Можно с уверенностью сказать, что дальнейшее успешное развитие ряда областей техники в значительной степени связано с тем, насколько интенсивно будут развиваться эти направления и насколько быстро они будут внедряться в практику. Ознакомлению с накопленными результатами и практическому их использованию препятствует разрозненность публикаций по этим вопросам. Предлагаемая монография в известной мере восполняет этот пробел. В ней рассмотрены и обобщены данные по исследованию сверхпроводящих и охлаждаемых резонансных систем и применению их для решения задач как научного, так и прикладного характера. Значительное

внимание уделено использованию явлений сверхпроводимости и некоторых низкотемпературных свойств металлов и диэлектриков в СВЧ технике. Подробно рассмотрены физические принципы работы сверхпроводящих и охлаждаемых систем, а также результаты их практического применения.

Книга написана хорошим языком, очень физично и может быть полезна широкому кругу специалистов, работающих в области применения низких температур в науке и технике, так как содержит, с одной стороны, обзор результатов, полученных в этой области исследований, а с другой — подробное рассмотрение непосредственно исследования, изготовления и практического использования сверхпроводящих и охлаждаемых резонансных систем.

Академик Н. Д. Десятков

ОТ АВТОРОВ

С каждым годом растет число публикаций по использованию низкотемпературных явлений в различных областях науки и техники. Однако эти публикации разбросаны по многочисленным журналам и сборникам статей. Первой попыткой систематизации полученных в этом направлении результатов является книга А. Н. Диденко «Сверхпроводящие волноводы и резонаторы» (1973 г.), в которой обобщены данные, относящиеся в основном к использованию сверхпроводящих резонаторов и волноводов в ускорительной технике.

В предлагаемой монографии систематизированы результаты исследований и применения сверхпроводящих и охлаждаемых резонансных систем в радиофизике, электропике, радиоизмерительной технике. Подробно рассмотрены измерение их параметров, а также использование сверхпроводящих и охлаждаемых резонаторов для стабилизации частоты СВЧ генераторов, методы и технологические приемы их изготовления.

При написании книги использованы работы, опубликованные в отечественной и зарубежной печати, в том числе материалы конференций, совещаний и симпозиумов по физике низких температур, фундаментальной и прикладной сверхпроводимости, а также результаты исследований, выполненных авторами.

Успешное исследование и использование охлаждаемых резонансных систем тесно связано с такими отраслями знаний, как физика, радиотехника, радиофизика, измерительная техника, техника низких температур. Поэтому в монографии на основе курса лекций по криогенной радиофизике, прочитанного авторами студентам радиофизического факультета Харьковского университета, кратко описана сущность некоторых физических явлений и рассмотрен принцип действия или построения систем и устройств, в которых используются охлаждаемые резонансные цепи.

В книге использована система СИ. Однако для удобства чтения давление дано не только в паскалях (Па), но и в мил-

лиметрах ртутного столба (мм рт. ст.), в некоторых случаях (преимущественно при изложении практических рекомендаций по технологии) температура указана в градусах Цельсия, длина свободного пробега и глубина проникновения в ряде случаев даны в ангстремах (Å).

Все главы написаны авторами совместно, параграф 7 гл. 3 — с участием Н. Н. Пренцлау. В книге использованы результаты работ, выполненных авторами совместно с В. М. Дмитриевым, Е. В. Христенко, Г. Е. Чуриловым, Н. Н. Пренцлау, И. Т. Барановым, В. Д. Синенко, В. А. Чаркиным, А. И. Спицыным.

Авторы считают своим приятным долгом выразить глубокую благодарность академику АН УССР Б. И. Веркину за научное редактирование монографии, а также доктору технических наук М. Б. Голанту, кандидату физико-математических наук В. Д. Филю и кандидату технических наук З. Ф. Каплуну, замечания и пожелания которых способствовали улучшению рукописи. Большую пользу принесло авторам обсуждение ряда вопросов, изложенных в монографии, с докторами физико-математических наук И. М. Дмитренко, И. О. Куликом, А. В. Свидзинским, которым авторы выражают свою признательность. Авторы приносят благодарность также А. Б. Шалину, В. И. Тюковой, И. И. Уварову и другим сотрудникам отдела криогенных резонансных систем Физико-технического института низких температур АН УССР за участие в работе над рукописью.

Монография посвящена новой, быстро развивающейся области исследований, и, естественно, в ней возможны неточности. Авторы с благодарностью примут все замечания и пожелания читателей.

ОСНОВНЫЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ И ЕДИНИЦЫ ИЗМЕРЕНИЯ ИСПОЛЬЗУЕМЫХ ВЕЛИЧИН ¹

ОБОЗНАЧЕНИЯ ФИЗИЧЕСКИХ КОНСТАНТ

- $c = 3 \cdot 10^8$ м/с — скорость света в вакууме
 $e_0 = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл — заряд электрона
 $\hbar = 1,05 \cdot 10^{-34}$ Дж · с — постоянная Планка
 $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К — постоянная Больцмана
 $L_0 = 2,45 \cdot 10^{-8}$ Вт · Ом/К² — число Лоренца
 $m_0 = 9,11 \cdot 10^{-31}$ кг — масса электрона
 $\epsilon_0 = 4\pi \cdot 9 \cdot 10^9$ Ф/м — диэлектрическая проницаемость вакуума
 $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Г/м — магнитная проницаемость вакуума
 $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8}$ Вт/(м² · К⁴) — постоянная Стефана — Больцмана
 $\Phi_0 = 2,07 \cdot 10^{-15}$ Вб — квант магнитного потока

ОБОЗНАЧЕНИЯ РАЗЛИЧНЫХ ФИЗИЧЕСКИХ ВЕЛИЧИН

- A — работа, Дж
 A — магнитный вектор-потенциал, Т · м
 a — обобщенная расстройка
 C — емкость, Ф
 C_V — теплоемкость при постоянном объеме, Дж/К
 C_V^p — теплоемкость решетки, Дж/К
 C_V^e — теплоемкость электронного газа, Дж/К
 E — напряженность электрического поля, В/м
 E_{mnl} — тип колебаний в резонансной полости
 E_T — абсолютная величина тангенциальной компоненты вектора электрического поля, В/м
 ξ_F — энергия Ферми, Дж
 F — свободная энергия, Дж
 F_N — свободная энергия нормальной фазы, Дж
 F_C — свободная энергия сверхпроводящей фазы, Дж
 $F(\varphi)$ — нормированная характеристика фазового детектора
 f_0 — резонансная частота, Гц
 f_Γ — частота генератора, Гц
 f_{mnl} — резонансная частота данного типа колебаний, Гц
 G — коэффициент (фактор) формы резонатора, Ом
 G' — фактор заполнения резонатора
 H — напряженность магнитного поля, А/м

¹ Обозначения, не включенные в этот список, поясняются в тексте.

- $H_{кр}$ — критическое значение напряженности термодинамического поля, А/м
 $H_{кр1}$ — первое критическое значение напряженности магнитного поля сверхпроводника II рода, А/м
 $H_{кр2}$ — второе критическое значение напряженности магнитного поля сверхпроводника II рода, А/м
 $H_{кр3}$ — третье критическое значение напряженности магнитного поля сверхпроводника II рода, А/м
 $H_{кр}^{\sim}$ — критическое значение напряженности переменного магнитного поля, А/м
 H_{mnl} — тип колебаний в резонансной полости
 H_T — абсолютная величина тангенциальной компоненты вектора магнитного поля, А/м
 I — электрический ток, А
 i — мнимая единица
 $J_i(m)$ — функция Бесселя i -го порядка от аргумента m
 K_e — коэффициент теплопроводности электронного газа, Вт/(м · К)
 K_p — коэффициент теплопроводности решетки, Вт/(м · К)
 K_{Σ} — суммарный коэффициент теплопроводности, Вт/(м · К)
 $K_p(\omega)$ — коэффициент передачи резонатора
 $K_{СВЧ}$ — коэффициент усиления СВЧ усилителя
 $K_{ст}$ — коэффициент стабилизации
 $K_{\Omega}(p)$ — коэффициент передачи УПЧ в операторной форме
 k — относительный коэффициент передачи резонансной системы
 $k_{фон}$ — волновой вектор фонона
 L — индуктивность, Г
 l_0 — средняя длина пробега электрона, м
 $l_{фон}$ — средняя длина пробега фонона, м
 M — коэффициент амплитудной модуляции
 m — индекс частотной модуляции
 N — число атомов или молекул в кристалле
 $N(0)$ — плотность состояний вблизи поверхности Ферми, 1/(Дж · м³)
 n — единичный вектор, нормальный к поверхности
 n_0 — удельная плотность электронов в металле, 1/м³
 n_H — концентрация нормальных электронов, 1/м³
 $n_{H.эф}$ — эффективная концентрация нормальных электронов, 1/м³
 n_c — концентрация сверхпроводящих электронов, 1/м³
 P — мощность, Вт
 p — давление, Па
 $p = d/dt$ — дифференциальный оператор
 p — импульс, кг · м/с
 $p_{фон}$ — импульс фонона, кг · м/с
 p_F — импульс, соответствующий фермиевской скорости, кг · м/с
 Q — добротность
 R — поверхностное сопротивление, Ом
 R_H — поверхностное сопротивление нормального металла в области классического скин-эффекта, Ом
 $R_{H\infty}$ — поверхностное сопротивление нормального металла в области аномального скин-эффекта, Ом
 R_{nl} — поверхностное сопротивление нормального металла в промежуточном случае, Ом
 R_c — поверхностное сопротивление сверхпроводника, Ом

- $R_{c\infty}$ — поверхностное сопротивление сверхпроводника в пиппардовском пределе, Ом
 $R_{c.ост}$ — остаточное поверхностное сопротивление сверхпроводника, Ом
 S — площадь, м²
 S_0 — крутизна электронной настройки клистрона в центре зоны генерации, Гц/В
 T — температура, К
 $T_{кр}$ — критическая температура, К
 $T_{ш}$ — шумовая температура, К
 t — время, с
 $t_{пр}$ — приведенная температура
 U — энергия, Дж
 U_0 — энергия нулевых колебаний, Дж
 U_e — энергия электронного газа, Дж
 u_0 — химический потенциал, Дж
 V — напряжение или его амплитуда на различных элементах схемы, В
 v_d — дрейфовая скорость электронов, м/с
 v_e — скорость электронов, м/с
 v_F — скорость электронов у поверхности Ферми, м/с
 $v_{п}$ — поперечная скорость звука, м/с
 $v_{пр}$ — продольная скорость звука, м/с
 $v_{ф}$ — фазовая скорость, м/с
 $v_{фон}$ — скорость фононов, м/с
 W — тепловое сопротивление, м · К/Вт
 X — мнимая часть поверхностного импеданса, Ом
 $X_{п}$ — мнимая часть поверхностного импеданса нормального металла в области классического скин-эффекта, Ом
 $X_{H\infty}$ — мнимая часть поверхностного импеданса нормального металла в области аномального скин-эффекта, Ом
 X_{Hl} — мнимая часть поверхностного импеданса нормального металла в промежуточном случае, Ом
 X_c — мнимая часть поверхностного импеданса сверхпроводника, Ом
 $X_{c\infty}$ — мнимая часть поверхностного импеданса сверхпроводника в пиппардовском пределе, Ом
 Y — волновая проводимость линии передачи, См
 Z — поверхностный импеданс металла, Ом
 Z_H — поверхностный импеданс нормального металла в области классического скин-эффекта, Ом
 $Z_{H\infty}$ — поверхностный импеданс нормального металла в области аномального скин-эффекта, Ом
 Z_c — поверхностный импеданс сверхпроводника, Ом
 $Z_{c\infty}$ — поверхностный импеданс сверхпроводника в пиппардовском пределе, Ом
 Z_k — функция состояния k -го осциллятора
 Z_{Σ} — функция состояния кристалла
 α — сжимаемость, 1/Па
 α_R — характеристический параметр в теории аномального скин-эффекта
 $\alpha(T)$ — коэффициент в уравнениях Гинзбурга — Ландау, Дж
 β — коэффициент линейного расширения, 1/К; коэффициент связи
 $\beta(T)$ — коэффициент в уравнениях Гинзбурга — Ландау, Дж
 Γ — коэффициент отражения
 $\gamma_{Г}$ — постоянная Грюнайзена
 $\gamma_{З}$ — постоянная Зоммерфельда, Дж/(м³ · К³)

- Δ, δ — приращение или изменение физической величины
 Δ — полуширина энергетической щели, Дж
 Δf_0 — полуширина полосы пропускания резонансной системы, Гц
 $\Delta \omega_0$ — полуширина полосы пропускания резонансной системы, рад/с
 δ — комплексная глубина проникновения, м
 δ_0 — плазменная глубина проникновения, м
 $\delta_{\text{Л}}$ — лондоновская глубина проникновения, м
 $\delta_{\text{н}}$ — глубина проникновения поля в нормальный металл в области классического скин-эффекта, м
 $\delta_{\text{н}\infty}$ — глубина проникновения поля в нормальный металл в области аномального скин-эффекта, м
 $\delta_{\text{П}}$ — пиншардовская глубина проникновения, м
 $\delta_{\text{с}}$ — глубина проникновения поля в сверхпроводник, м
 ε — диэлектрическая проницаемость вещества, Ф/м
 $\varepsilon^{\text{фон}}$ — энергия фонона, Дж
 $\varepsilon^{\text{фот}}$ — энергия фотона, Дж
 θ — угол пролета, рад
 Θ_{D} — характеристическая температура Дебая, К
 Θ_{Σ} — суммарный тепловой поток, Вт
 $\kappa_{\text{Г-Л}}$ — параметр Гинзбурга — Ландау
 $\lambda_{\text{в}}$ — длина волны в волноводе, м
 μ — магнитная проницаемость вещества, Г/м
 μ_{mn} — n -й корень функции Бесселя m -го порядка
 ν — частота колебаний квантового осциллятора, 1/с
 ν_{max} — максимальная частота упругих колебаний в твердом теле, 1/с
 ν_{mn} — n -й корень первой производной функции Бесселя m -го порядка
 $\nu^{\text{фон}}$ — частота фонона, 1/с
 $\nu^{\text{фот}}$ — частота фотона, 1/с
 ξ — длина когерентности сверхпроводника, зависящая от длины свободного пробега, м
 ξ_0 — длина когерентности сверхпроводника, м
 ρ — волновое сопротивление, Ом; удельное сопротивление, Ом · м
 $\sigma_{\text{н}}$ — удельная проводимость нормального металла на постоянном токе, См/м
 $\tilde{\sigma}_{\text{н}}$ — удельная проводимость нормального металла на переменном токе, См/м
 $\sigma_{\text{эф}}$ — удельная эффективная проводимость, См/м
 τ_0 — время релаксации электрона, с
 τ_i — крутизна фазовой характеристики соответствующих элементов или время задержки в них, с
 φ — сдвиг фазы, рад
 $\tilde{\psi}$ — эффективная волновая функция Гинзбурга — Ландау
 ψ_i — фаза коэффициента отражения, рад
 Ω, ω — угловая частота, рад/с

ГЛАВА 1

СВОЙСТВА ТВЕРДЫХ ТЕЛ ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

Улучшение параметров резонансных систем при их охлаждении основано на использовании различных физических свойств твердых тел, которые проявляются при низких температурах. Это в первую очередь явления, связанные с уменьшением удельного сопротивления металлов при протекании тока или с полной потерей этого сопротивления при постоянном токе в процессе перехода в сверхпроводящее состояние [76, 112, 152]. При понижении температуры не только улучшается проводимость металлов, но и часто уменьшаются потери в диэлектриках, что также дает возможность повысить добротность систем, в которых такие диэлектрики используются [5, 121].

Важную роль в улучшении эталонных и механических характеристик могут сыграть низкотемпературные явления, связанные с изменением механических свойств при понижении температуры. Уменьшение температурного коэффициента частоты может быть достигнуто за счет снижения температурных коэффициентов расширения элементов, из которых состоит резонансная система [22]. Правильный подход к решению вопроса об охлаждении всей резонансной системы или ее отдельных элементов возможен только при условии знания физических и механических свойств их при низких температурах. В этой главе рассмотрены такие низкотемпературные явления, которые в наибольшей степени влияют на параметры охлаждаемых резонансных систем и должны учитываться при их разработке.

1. ТЕПЛОЕМКОСТЬ И КОЭФФИЦИЕНТ ЛИНЕЙНОГО РАСШИРЕНИЯ ДИЭЛЕКТРИКОВ И НОРМАЛЬНЫХ МЕТАЛЛОВ

Характерной особенностью твердых тел является определенная симметрия, при которой атомы или молекулы располагаются в узлах кристаллической решетки. Расстояния между атомами или молекулами в кристалле весьма малы — в общем того же порядка, что и расстояние между атомами в молекулах, а иногда и точно с ним совпадают. Например, расстояния между атомами углерода в алмазе ($1,54 \cdot 10^{-10}$ м) очень близки к расстоянию между

атомами углерода в соединениях типа углеводов с длинной цепью (алифатические соединения, расстояние С — С равно $1,51 \cdot 10^{-10}$ м) [88].

Расстояние между молекулами в кристаллах, построенных из молекул, всего в два-три раза больше внутримолекулярных расстояний. Благодаря малости расстояний между атомами взаимодействие между ними в кристаллах чрезвычайно велико. По порядку величины оно соответствует взаимодействию между атомами в молекуле. С этой точки зрения идеальный атомный кристалл можно рассматривать как одну гигантскую молекулу, состоящую из огромного числа связанных атомов. Как и в молекуле, в кристалле энергия взаимодействия между атомами очень велика и по порядку величины гораздо больше энергии теплового движения kT , поэтому каждый атом в кристалле может совершать только колебательные движения вокруг положения равновесия.

В кристалле, состоящем из N частиц, число степеней свободы равно приблизительно $3N$, и если на каждую степень свободы приходится энергия kT , то [88] $U = 3NkT$, а

$$C_V = (\partial U / \partial T)_V = 3Nk. \quad (1.1)$$

В таком представлении теплоемкость не зависит от температуры. Однако при низких температурах у всех кристаллических тел наблюдается быстрое падение теплоемкости [112]. Первые попытки объяснить это явление на основе квантовомеханических представлений были сделаны А. Эйнштейном в 1907 г. При этом предполагалось, что каждый атом является квантовомеханическим осциллятором, энергия которого может принимать дискретные значения: $U_n = h\nu \left(n + \frac{1}{2} \right)$, $n = 0, 1, 2 \dots$ Среднее значение энергии k -го квантового осциллятора может быть вычислено при помощи распределения Гиббса [88]:

$$U_k = \left(\sum_{n=0}^{\infty} U_n e^{-U_n/kT} \right) / Z_k = kT^2 \frac{\partial}{\partial T} \ln Z_k,$$

где

$$Z_k = \sum_{n=0}^{\infty} e^{-U_n/kT}. \quad (1.2)$$

Полная энергия N осцилляторов запишется в виде

$$U = NkT^2 \frac{\partial}{\partial T} \ln Z_k = \frac{3}{2} N h \nu + 3N h \nu / (e^{h\nu/kT} - 1). \quad (1.3)$$

В отличие от классического случая, энергия состоит из двух частей, причем первая часть от температуры не зависит (энергия нулевых колебаний). Используя (1.3), получаем соотношение

$$C_V = \frac{3Nk \left(\frac{h\nu}{kT} \right)^3 e^{h\nu/kT}}{e^{h\nu/kT} - 1}.$$

Как видим, в пределе низких температур, $kT \ll h\nu$, теплоемкость убывает по экспоненциальному закону. Однако экспериментальная зависимость соответствует кубической зависимости теплоемкости от температуры.

Количественное расхождение результатов, полученных Эйнштейном, с экспериментальными данными объясняется тем, что принятая модель в значительной степени не соответствует действительности. В кристаллической решетке связь между атомами сильная, поэтому возможны только коллективные колебания, подобные продольным или поперечным колебаниям струны. Задача в такой постановке была рассмотрена П. Дебаем [76]. Оказалось [88], что полное число упругих колебаний в частотном интервале от ν до $\nu + d\nu$ можно записать в виде

$$g(\nu) d\nu = 4\pi V \left(\frac{1}{v_{\text{пр}}^3} + \frac{2}{v_{\text{п}}^3} \right) \nu^2 d\nu, \quad (1.4)$$

где V — объем кристалла. Максимальная длина волны определяется размерами кристалла, а минимальная — его упругими свойствами. При этом максимальная частота, соответствующая минимальной длине волны, определяется из соотношения

$$\nu_{\text{max}} = \left(\frac{9}{4\pi} \frac{N}{V} \frac{v_{\text{п}}^3 v_{\text{пр}}^3}{v_{\text{п}}^3 + 2v_{\text{пр}}^3} \right)^{1/3}.$$

Если колебания решетки независимы, то функцию состояния всего кристалла можно записать в виде произведения функций состояний отдельных осцилляторов: $Z_{\Sigma} = \prod_{k=1}^{3N} Z_k$. Используя (1.2)

и переходя к интегрированию с учетом (1.4) (при макроскопических размерах кристалла спектр колебаний можно считать практически непрерывным), легко получаем

$$\ln Z_{\Sigma} \simeq \int_0^{\nu_{\text{max}}} \ln \frac{e^{-h\nu/2kT}}{1 - e^{-h\nu/kT}} g(\nu) d\nu. \quad (1.5)$$

Соотношение (1.5) дает возможность вычислить все интересные нас термодинамические функции кристалла. В пределе низких температур, $kT \ll h\nu$, теплоемкость кристалла (в дальнейшем будем называть ее теплоемкостью решетки) определяется соотношением

$$C_V^p \simeq \frac{12\pi^4}{5} Nk \left(\frac{T}{\Theta_D} \right)^3, \quad (1.6)$$

где $\Theta_D = \frac{h\nu_{\text{max}}}{k}$. Ниже этой температуры теплоемкость начинает быстро уменьшаться, и при $T \ll \Theta_D$ она пропорциональна T^3 . Приближенная зависимость теплоемкости от температуры (1.6) известна как закон T^3 Дебая. При достаточно низких температурах возбуждаются преимущественно длинные акустические

волны и этот закон выполняется. На рис. 1.1 видно хорошее согласие экспериментальных и теоретических данных. Значения температуры Дебая для ряда веществ приведены в табл. 1.1.

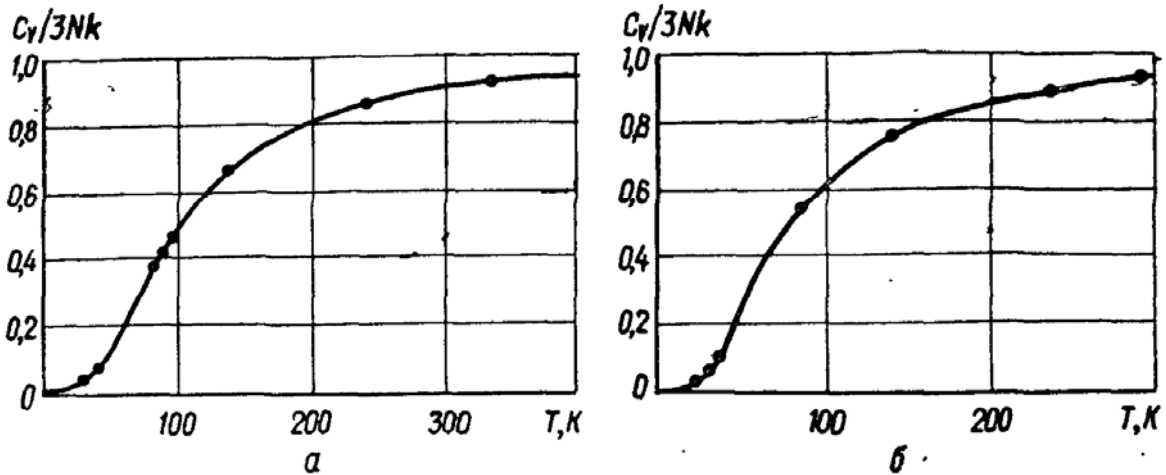


Рис. 1.1. Зависимость приведенной теплоемкости от температуры: а — алюминия, $\Theta_D = 420$ К; б — меди, $\Theta_D = 343$ К; — — теоретические, ● — экспериментальные результаты.

Выше рассматривалась только та часть поглощаемой твердым телом энергии, которая затрачивается на возбуждение тепловых колебаний, другие энергетические состояния не учитывались. Если такие состояния существуют, то это сразу должно ска-

Таблица 1.1

Элемент	Θ_D , К	Элемент	Θ_D , К	Элемент	Θ_D , К
Бериллий	1160	Вольфрам	405	Алюминий	420
Магний	406	Железо	467	Индий	110
Кальций	220	Медь	343	Таллий	89
Лантан	132	Никель	465	Кремний	670
Титан	278	Палладий	275	Германий	370
Цирконий	270	Платина	233	Свинец	95
Ванадий	273	Серебро	225	Висмут	117
Ниобий	250	Золото	165	Олово	190
Тантал	231	Цинк	305	Иридий	420
Хром	402	Кадмий	300	Кобальт	445
Молибден	425	Ртуть	75	Селен	89

заться на поведении теплоемкости [112]. Температура T_a , при которой наблюдается аномалия (теплоемкость зависит от природы процесса, обуславливающего аномалию), должна быть порядка $\Delta U/k$ (ΔU — энергия возбуждения данного процесса). Если величину ΔU можно оценить на основании теоретических соображений, то можно предсказать и T_a , форма же аномального участка на кривой теплоемкости зависит от роли взаимодействия в процессе возбуждения.

Поскольку в твердом теле существует очень сильная связь между атомами или молекулами, переход в возбужденное состоя-

ние, как правило, представляет собой коллективный процесс, т. е. вероятность перехода зависит от степени заселенности возбужденного уровня. В этом случае каждый атом, перешедший в возбужденное состояние, облегчает переход других атомов в такое же состояние [140] и поэтому процесс возбуждения носит кумулятивный характер. При T_a наблюдается резкое возрастание теплоемкости, причем крутизна кривой растет до тех пор, пока переход не завершится полностью. Участок на кривой теплоемкости, соответствующий такой особенности, сходен с греческой буквой λ (особенности такого рода получили название λ -аномалий). Форма пиков носит вполне общий характер и лишь слегка изменяется от случая к случаю, обычно резкий спад наблюдается на участке, который соответствует более высоким температурам.

Если в кристалле есть атомы, у которых расстояние между нижними электронными уровнями очень мало, то λ -аномалии наблюдаются при низких температурах. Например, у ионов гадолиния, входящих в кристалл сульфата гадолиния, нижний энергетический уровень состоит из восьми подуровней, расстояние между которыми порядка 1,6 К, поэтому при весьма низких температурах, $T \sim 7$ К, начинается резкий рост теплоемкости и при $T = 1,6$ К добавочная теплоемкость почти в 500 раз превышает решеточную. При дальнейшем понижении температуры теплоемкость падает до нуля.

Аномалии могут возникать и при переходах вещества из упорядоченного состояния в неупорядоченное, например разориентация магнитных или электрических диполей при нагревании [112]. Поскольку при этом теплоемкость может быть очень велика, аномалию можно использовать для стабилизации температуры или для накопления определенного количества холода.

В случае кристаллов, состоящих из сложных молекул, нельзя пренебрегать внутренней структурой молекул, в которых также могут происходить колебания. Энергия кристалла записывается как сумма энергии колебаний решетки и внутренних колебаний. Вклад внутренней теплоемкости может быть достаточно велик. Например, теплоемкость внутримолекулярных колебаний в бензоле составляет около 20% решеточной при $T \sim 150$ К.

Выше рассмотрены определение величины и особенности поведения C_V^p диэлектриков. При рассмотрении теплоемкости проводников следует учитывать также электроны проводимости, которые при нагревании проводника должны поглощать какую-то часть энергии. Поведение электронов проводимости в металле определяется прежде всего по принципу Паули, согласно которому два электрона не могут находиться в одном и том же квантовом состоянии. Распределение электронов по состояниям выражается функцией распределения газа Ферми:

$$dn = \frac{4\pi(2m_0)^{3/2}}{h^3} \frac{V \sqrt{u} du}{e^{(u-u_0)/kT} + 1} \quad (1.7)$$

(dn — среднее число электронов со значениями энергии от u до $u + du$), где химический потенциал u_0 определяется из условия нормировки

$$\frac{4\pi (2m_0)^{3/2}}{h^3} \int_0^{\infty} \frac{V \bar{u} du}{e^{(u-u_0)/kT} + 1} = n_0.$$

Используя (1.7), нетрудно вычислить среднее значение энергии электронного газа:

$$\bar{U}_e = \frac{4\pi (2m_0)^{3/2}}{h^3} \int_0^{\infty} \frac{u V \bar{u} du}{e^{(u-u_0)/kT} + 1}.$$

Далее, по определению $u_0|_{T=0} = \xi_F$. Поэтому

$$U_e = \frac{3}{5} n_0 \xi_F \left[1 + \frac{5\pi^2}{12} \left(\frac{kT}{\xi_F} \right)^2 \right]. \quad (1.8)$$

Видно, что даже при нулевой температуре полная энергия электронного газа не равна нулю: $U_e|_{T=0} = 3n_0 \xi_F / 5$. Дифференцируя (1.8), находим удельную теплоемкость

$$C_V^e = \frac{\pi^2 n_0 kT}{2\xi_F} = \gamma_3 T. \quad (1.9)$$

Теплоемкость электронного газа является линейной функцией температуры и обращается в нуль при $T = 0$. У простых металлов, например у меди и серебра, атомы которых имеют один валентный слабосвязанный электрон, число свободных электронов, приходящихся на один атом, можно считать равным единице. Тогда, например, теоретическое значение теплоемкости меди можно записать в виде $C_V^e \simeq n_0 kT \cdot 10^{-4}$. Сравнивая с (1.1), видим, что при обычных температурах теплоемкость электронного газа составляет малую долю теплоемкости решетки. Однако при переходе к низким температурам картина изменяется, так как при температуре ниже характеристической теплоемкость решетки убывает как T^3 , а теплоемкость электронного газа — только как T . Если число электронов проводимости равно числу атомов, то

$$\frac{C_V^e}{C_V^p} = \frac{5}{24\pi^2} \frac{kT}{\xi_{\max}} \left(\frac{\Theta_D}{T} \right)^3.$$

У меди $\xi_F = 5$ эВ, $\Theta_D = 343$ К, так что отношение теплоемкостей равно единице при $T \sim 3,3$ К. При температурах ниже 3,3 К электронная теплоемкость больше решеточной. Таким образом, у металлов в области очень низких температур кубическая зависимость теплоемкости переходит в линейную.

Выясним теперь, какой характер носит зависимость коэффициента линейного расширения твердых тел β от температуры. Внутренняя энергия твердого тела состоит из двух частей: энер-

гии нулевых колебаний, которая не зависит от температуры, и энергии, зависящей от температуры. Поэтому $U = U_0 + U(T)$, где $U(T)$ — часть энергии, обусловленная тепловыми колебаниями решетки (ее иногда называют энергией Дебая). Зависи-

Таблица 1.2

Элемент	γ_{Γ}^{∞}	γ_{Γ}^0	γ_e
Ниобий	1,60	$1,3 \pm 0,2$	$1,5 \pm 0,2$
Свинец	2,60	$2,7 \pm 0,2$	$1,7 \pm 0,5$
β -олово	2,25	—	—
Индий	2,40	2,2	—
Тантал	1,70	$1,5 \pm 0,2$	$1,3 \pm 0,1$
Алюминий	2,34	$2,7 \pm 0,4$	$0,7 \pm 1,5$
Кадмий	2,30	$2,6 \pm 0,1$	$1,8 \pm 0,1$
Серебро	2,50	$2,05 \pm 0,07$	0,66
Золото	3,00	2,92	1,23
Платина	2,60	2,70	$2,5 \pm 0,2$
Медь	$1,93 \pm 0,06$	$1,72 \pm 0,03$	$0,63 \pm 0,06$
Цинк	2,10	2,0	2,2
Железо	1,75	1,4	2,3
Никель	1,87	1,6	2,1

мость коэффициента линейного расширения от температуры легко найти с помощью уравнения состояния твердых тел Дебая [76]

$$p = -\partial U_0/\partial V + \gamma_{\Gamma} U(T)/V. \quad (1.10)$$

Постоянная Грюнайзена определяется по соотношению

$$\gamma_{\Gamma} = -\frac{d \ln \Theta_D}{d \ln V} = -\frac{V}{\Theta_D} \frac{d\Theta_D}{dV}.$$

Принимая коэффициент линейного расширения β как одну треть коэффициента объемного расширения, $\beta = (\partial V/\partial T)_p/3V$, а также вводя сжимаемость $\alpha = -(\partial V/\partial p)_T/V$, из (1.10) получаем

$$\beta = \alpha \gamma_{\Gamma} C_V/3V. \quad (1.11)$$

Соотношение (1.11) (формула Грюнайзена) однозначно связывает коэффициент линейного расширения с теплоемкостью. С уменьшением теплоемкости уменьшается и коэффициент линейного расширения. При очень низких температурах величина β может принимать пренебрежимо малые значения.

Следует заметить, что постоянная Грюнайзена зависит от температуры, хотя и незначительно, поэтому существуют ее высокотемпературный γ_{Γ}^{∞} и низкотемпературный γ_{Γ}^0 пределы. Значения γ_{Γ}^{∞} , γ_{Γ}^0 , γ_e (вклад электронов в γ_{Γ} при $T \rightarrow 0$) для некоторых элементов приведены в табл. 1.2 [118, 272].

При очень низких температурах, когда электронная теплоемкость становится соизмеримой с решеточной, $T \ll 0,03 \Theta_D$, фор-

мула (1.11) несколько усложняется, так как электронный вклад оказывается меньшим решеточного. Соотношение Грюнайзена в этом случае записывается в виде [118]

$$\beta = \frac{\alpha}{3V} \left(\frac{C_V^p \gamma_\Gamma^0}{(1 + \eta)} + C_V^e \gamma_e \right), \quad \eta = - \left(\frac{\partial \ln \Theta_D}{\partial \ln T} \right)_V.$$

2. ЯВЛЕНИЯ ПЕРЕНОСА

Решеточная и электронная теплопроводность

В замкнутой полости, внутренние стенки которой теплоизолированы от внешнего мира, тепловое излучение находится в равновесии со стенками, т. е. число квантов электромагнитного излучения, испускаемых и поглощаемых стенками в единицу времени, одинаково. Для равновесного теплового излучения справедливо следующее соотношение [88]:

$$(\partial F / \partial N)_{T, V} = u_0 = 0, \quad (1.12)$$

т. е. химический потенциал фотонного газа в данном случае равен нулю. Если учесть, что $\mathcal{E}^{\text{фот}} = h\nu^{\text{фот}}$, то распределение Бозе — Эйнштейна с учетом (1.12) запишется в виде

$$\bar{n} = 1 / (e^{h\nu^{\text{фот}}/kT} - 1).$$

Это известное распределение для равновесного излучения. В данном случае фотоны можно рассматривать как невзаимодействующие идеальные квазичастицы с энергией $\mathcal{E}^{\text{фот}}$.

Колебания решетки с определенной частотой можно рассматривать как квазичастицы с энергией $\mathcal{E}^{\text{фон}} = h\nu^{\text{фон}}$. Поскольку они находятся в тепловом равновесии, все сказанное о фотонах в замкнутой полости относится и к ним, т. е. нормальные колебания решетки можно представить как квазичастицы (фононы) с энергией и квазиимпульсом: $\mathcal{E}^{\text{фон}} = h\nu^{\text{фон}}$, $\mathbf{p}^{\text{фон}} = h\mathbf{k}^{\text{фон}}$. Фононный газ в первом приближении можно рассматривать невзаимодействующим, поэтому можно считать его идеальным и для расчета теплопроводности воспользоваться известной формулой из кинетической теории идеального газа [73]

$$K_p = C_V^p \nu_{\text{фон}} l_{\text{фон}} / 3. \quad (1.13)$$

Таким образом, для вычисления решеточной теплопроводности необходимо знать среднюю длину пробега фононов $l_{\text{фон}}$, которая может быть вычислена для диэлектриков на основании изучения двух процессов: геометрического рассеяния фононов (на границах кристалла и на различных дефектах) и рассеяния фононов на фононах [76].

Если силы, действующие между атомами, таковы, что приводят к чисто гармоническим колебаниям, то столкновение фононов

невозможно (некоторой аналогией может служить известное в радиотехнике правило о том, что смешение двух гармонических колебаний и получение их суммарной или разностной частоты может быть осуществлено только на нелинейном элементе). Таким образом, столкновение фононов может происходить только при ангармонических колебаниях. Приближенный расчет влияния ангармонических взаимодействий в решетке на длину свободного пробега фононов показал [76], что при высоких температурах $l_{\text{фон}} \sim 1/T$ и, следовательно, $K_p \sim 1/T$, так как теплоемкость остается практически постоянной. При низких температурах длина свободного пробега ограничена вследствие геометрического рассеяния и теплопроводность начинает падать по закону T^3 , стремясь к нулю при $T \rightarrow 0$.

Ангармонические колебания также являются единственным механизмом, посредством которого частотное распределение фононов может быть приведено в соответствие с температурой при ее изменениях. Геометрическое рассеяние ограничивает длину свободного пробега фононов не только в случае наличия дефектов в кристалле. Когда величина $l_{\text{фон}}$ становится соизмеримой с размерами образца, например диаметром, теплопроводность начинает зависеть от этих размеров. В.-И. де Гааз и Т. Бирмаш [76] показали, что при температурах ниже 5 К теплопроводность кристаллов KCl зависит от толщины кристалла. Размерный эффект может вызывать при низких температурах резкое уменьшение теплопроводности у очень чистых кристаллов.

Следует заметить, что некоторые кристаллические вещества могут иметь при низких температурах очень высокие значения теплопроводности. Например, теплопроводность синтетического сапфира (Al_2O_3) при температуре 50 К составляет $6000 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-1} \text{ К}^{-1}$, что превышает даже максимальную теплопроводность меди ($5000 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-1} \text{ К}^{-1}$) [169] (рис. 1.2). Теплопроводность стеклообразных веществ с понижением температуры всегда падает [178].

При рассмотрении теплопроводности электронного газа можно воспользоваться соотношением для теплопроводности идеального газа [76] $K_e = C_V^e \bar{v}_0 l_0 / 3$. Так как средняя скорость электронов, которые могут принимать участие в переносе тепла, приблизительно равна v_F , то, используя соотношение (1.9), а также учитывая, что $\mathcal{E}_F = m_0 v_F^2 / 2$, получаем

$$K_e = \pi^2 n_0 k^2 T \tau_0 / 3 m_0, \quad (1.14)$$

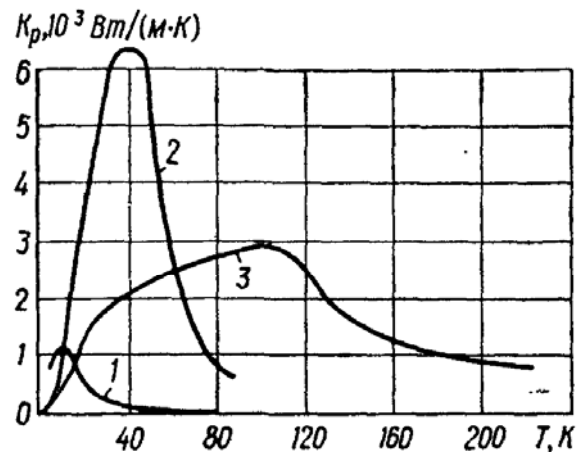


Рис. 1.2. Температурная зависимость теплопроводности кварца (1), синтетического сапфира (2) и алмаза (3) [76].

где величина τ_0 , $\tau_0 = l_0/v_F$, характеризует время установления равновесия в системе после наложения внешнего возмущения и может быть легко определена по измерениям проводимости.

Теплопроводность и электропроводность нормальных металлов

У кристаллических диэлектриков суммарный коэффициент теплопроводности K_Σ определяется соотношением (1.13), а у металлов

$$K_\Sigma = K_p + K_e. \quad (1.15)$$

Зная теплопроводность, легко вычислить поток тепловой энергии в линейном образце:

$$\Theta_\Sigma = K_\Sigma \frac{T_1 - T_2}{l} S, \quad (1.16)$$

где l и S — соответственно длина и площадь поперечного сечения образца; $T_1 - T_2$ — перепад температур на его концах. При этом следует учитывать, какое из слагаемых соотношения (1.15) играет основную роль в процессах теплопереноса, т. е. какая часть общей тепловой энергии переносится фононами, а какая — электронами.

Время релаксации при столкновении типа фонон — фонон [76]:

$$\tau_{\text{фон-фон}} = l_{\text{фон}}/v_{\text{фон}} \approx 10^{-11} \text{ с},$$

время релаксации при столкновении электронов с фононами:

$$\tau_{e\text{-фон}} = l_0/v_F \approx 10^{-13} \text{ с}.$$

Время релаксации при столкновениях фононов с электронами $\tau_{\text{фон-e}}$ можно оценить, исходя из принципа детального равновесия. Пусть N_e — число электронов, принимающих участие в столкновениях, $N_{\text{фон}}$ — число фононов, $N_{\text{ст}}$ — число актов столкновений. Тогда должно выполняться соотношение

$$N_e/\tau_{e\text{-фон}} = N_{\text{фон}}/\tau_{\text{фон-e}} = N_{\text{ст}}. \quad (1.17)$$

Число фононов по порядку величины в области характеристической температуры равно числу атомов, а число электронов, которые могут принимать участие в процессах обмена энергией с фононами, значительно меньше концентрации свободных электронов. Оно определяется величиной теплового размытия в области энергии Ферми, $N_e \sim n_0 kT/\mathcal{E}_F$. Если число свободных электронов равно числу атомов, то при $T \sim \Theta_D$ из (1.17) получаем

$$\tau_{\text{фон-e}} \approx \frac{\mathcal{E}_F \tau_{e\text{-фон}}}{k\Theta_D} \approx 10^2 \tau_{e\text{-фон}} \approx 10^{-11} \text{ с},$$

Теперь нетрудно найти соответствующие отношения коэффициентов теплопроводности при $T \sim \Theta_D$:

$$\frac{K_e}{K_p} = \frac{C_V^e v_F l_0}{C_V^p v_{\text{фон}} l_{\text{фон}}} \approx \frac{C_V^e v_F^2 \tau_{e-\text{фон}}}{C_V^p v_{\text{фон}}^2 \tau_{\text{фон}-e}}.$$

Обычно у чистых металлов отношение K_e/K_p составляет величину порядка нескольких десятков. Следовательно, в этом случае основная часть тепловой энергии переносится электронами и теплопроводность тем выше, чем больше время электрон-фононной релаксации. Отсюда можно также заключить, что в области дебаевских температур значения теплопроводности у диэлектриков гораздо ниже, чем у чистых металлов.

Поскольку теплопроводность металлов падает с уменьшением времени релаксации электронов, можно ожидать, что при внесении примесей, которые уменьшают длину свободного пробега электронов, теплопроводность металлов будет падать. Экспериментально показано, например, что в неупорядоченных сплавах отношение теплоемкостей составляет величину порядка нескольких единиц. У таких широко применяемых сплавов, как мельхиор, нержавеющая сталь и константан, $K_e \sim K_p$ в области температур от 2 до 90 К [168].

При рассмотрении теплопроводности металлов с примесями удобно пользоваться понятием теплового сопротивления, $W = 1/K = W_0 + W_i$, где W_0 и W_i — тепловое сопротивление, обусловленное рассеянием электронов соответственно на колебаниях решетки и на атомах примесей. При наличии примесей длина свободного пробега электронов не может увеличиваться беспредельно, с понижением температуры она стремится к какому-то пределу l_i . Известно, что электропроводность металла определяется соотношением [76]

$$\sigma_H = \frac{n_0 e_0^2 l_0}{m_0 \bar{v}_0}, \quad (1.18)$$

где \bar{v}_0 — средняя скорость электронов (в дальнейшем вместо \bar{v}_0 используется значение v_F , так как при рассматриваемых нами температурах всегда выполняется соотношение $T \ll T_F$). Из (1.14) и (1.18) легко получить

$$\frac{K_e}{\sigma} = \frac{\pi^2}{3} \left(\frac{k}{e_0} \right)^2 T = L_0 T.$$

Это известный закон Видемана—Франца. При низких температурах $l \rightarrow l_i$ и тепловое сопротивление, обусловленное рассеянием на примесях, может быть найдено из соотношения $W_i = \frac{1}{L_0 \sigma_i T}$, где

$\frac{1}{\sigma_i} = \frac{m_0 v_F}{n_0 e_0^2 l_i}$ — остаточное электросопротивление. Тепловое сопротивление W_0 пропорционально T^2 [76], поэтому выражение для полного теплового сопротивления имеет вид $W = aT^2 + b/T$ (коэффициенты a и b определяются экспериментально).

На рис. 1.3 [169] видно, что вначале при понижении температуры теплопроводность растет, так как увеличивается проводимость. Однако при определенной температуре проводимость вследствие наличия примесей и дефектов кристаллической решетки достигает своего предельного значения, после этого начинается падение теплопроводности примерно по линейному закону, что соответствует соотношению (1.14) при $\tau_0 = \text{const}$.

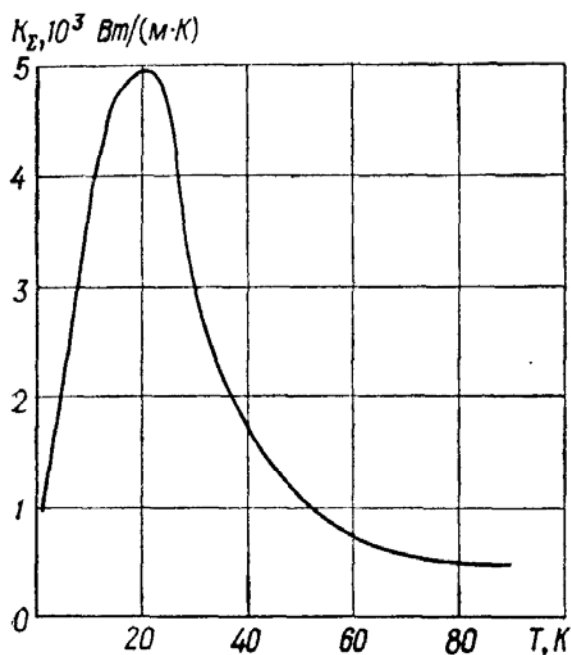


Рис. 1.3. Температурная зависимость теплопроводности меди.

Рассмотрим кратко вопрос об электропроводности металлов при низких температурах. Проводимость σ_H определяет связь между плотностью тока \mathbf{j} и напряженностью электрического поля \mathbf{E} . При постоянном токе $\mathbf{j} = \sigma_H \mathbf{E}$, где $\mathbf{j} = n_0 e_0 \mathbf{v}_d$, $\mathbf{v}_d = \frac{1}{n_0} \sum_{k=1}^{n_0} \mathbf{v}_k$.

Значение σ_H легко получить из уравнения движения электрона

$$m_0 \dot{\mathbf{v}}_d + \frac{\mathbf{v}_d}{\tau_0} = e_0 \mathbf{E}. \text{ При постоянном токе, } \mathbf{v}_d = 0, \text{ для проводимости справедливо соотношение (1.18),}$$

при переменном, $\dot{\mathbf{v}}_d \neq 0$, $\sigma_H \sim \frac{\sigma_H}{(1 + i\omega\tau_0)}$.

Обычно во всех расчетах в области радиочастот и СВЧ диапазона для определения σ_H пользуются соотношением (1.18), так как при обычных температурах выполняется неравенство $\omega\tau_0 \ll 1$. Однако в области низких температур это неравенство в указанном частотном диапазоне выполняется не всегда. Поэтому, прежде чем воспользоваться одним из этих соотношений, следует определить проводимость при постоянном токе, рабочую частоту, концентрацию электронов и фермиевскую скорость. При понижении температуры длина свободного пробега электронов растет и

$$\sigma_H \sim \frac{M\theta_D^2}{T}, \quad (1.19)$$

где M — масса иона данного металла [53]. Таким образом, при $T \rightarrow 0$ у идеального кристалла $\sigma_H \rightarrow \infty$. Зависимость (1.19) характерна для чистых металлов даже при очень низких температурах.

В реальных кристаллах, в которых всегда есть примеси, длина свободного пробега электронов ограничена, ввиду того что примесь ведет себя как геометрическое препятствие с радиусом, по порядку величины сравнимым с радиусом атомной сферы [53]. Поэтому величина максимально возможной проводимости в таких кристаллах ограничена, она обратно пропорциональна концентрации примесей: $\sigma_{\max} \sim r/N_i$ (величина коэффициента r зависит от реальных характеристик примеси [53]).

3. СВЕРХПРОВОДЯЩЕЕ СОСТОЯНИЕ

При определенной температуре $T_{\text{кр}}$ некоторые металлы и сплавы переходят в новое состояние, характеризующееся полным отсутствием сопротивления постоянному току. Это явление (впервые обнаружено в 1911 г. Г. Каммерлинг-Оннесом) получило название сверхпроводимости [89]. Значения $T_{\text{кр}}$ всех известных сверхпроводников находятся в области низких температур, наибольшее $T_{\text{кр}}$ у соединения Nb_3Ge (22,3 К [114]).

Сверхпроводимость обнаружена не у всех металлов. Например, медь, железо и натрий не переходят в сверхпроводящее состояние вплоть до очень низких значений температур. Однако нет никаких оснований полагать, что все металлы должны обладать сверхпроводимостью даже при температурах, близких к абсолютному нулю. Точных критериев, которые бы однозначно связывали появление сверхпроводимости с микроскопическими параметрами, нет, хотя, как показал Б. Т. Маттиас [89], по-видимому, существуют определенные условия, способствующие переходу в сверхпроводящее состояние, так как значения критической температуры у сверхпроводников, для которых эти условия выполняются, сравнительно высоки. Так, сверхпроводимость наблюдается только у тех металлов, у которых число валентных электронов, приходящихся на один атом, равно 2—8. У переходных металлов и их сплавов особенно благоприятна концентрация в среднем 3; 4,7 или 6,4 валентных электронов на один атом [89, 132]. Большой атомный объем, по-видимому, не способствует появлению сверхпроводимости (у известных сверхпроводящих элементов атомный объем сравнительно небольшой). Сплавы могут обладать сверхпроводимостью даже в том случае, если металлы, из которых они состоят, не являются сверхпроводниками (например, сплавы $\text{Bi} - \text{Pd}$).

Существенна зависимость сверхпроводимости от структуры кристаллической решетки, так как одни и те же элементы могут проявлять при низких температурах совершенно разные свойства. Например, у белого олова $T_{\text{кр}} = 3,7$ К, а серое вообще не переходит в сверхпроводящее состояние. Разная критическая температура у различных модификаций ртути, урана, лантана. Этим объясняется также тот факт, что внешнее давление может изменять свойства сверхпроводников.

Влияет на $T_{кр}$ также изотопический состав. Установлено, что для изотопов с достаточной точностью выполняется правило $M^{1/2}T_{кр} = \text{const}$, где M — атомный вес.

Если образец чист и физически идеален, то переход в сверхпроводящее состояние при охлаждении может быть чрезвычайно резким. Например, у образца из чистого галлия переход наблюдается в области температур порядка 10^{-5} К [89]. Если образец загрязнен или нарушена его кристаллическая структура, то интервал температур перехода может значительно расширяться.

Внешнее магнитное поле определенной величины разрушает сверхпроводимость. Причем напряженность поля $H_{кр}$, при которой сверхпроводимость разрушается, тем больше, чем ниже температура. Приблизительно зависимость $H_{кр}$ от температуры определяется по соотношению [49]

$$H_{кр} = H_{кр}(0) (1 - t_{пр}^2), \quad (1.20)$$

где $H_{кр}(0)$ — критическое значение напряженности магнитного поля при нулевой температуре; $t_{пр} = T/T_{кр}$.

Более точно критическое значение напряженности магнитного поля может быть определено на основе микроскопической теории сверхпроводимости [3], при этом вблизи $T = 0$ $H_{кр} = H_{кр}(0) \times (1 - 1,06t_{пр}^2)$, а вблизи $T_{кр}$ $H_{кр} = 1,74 H_{кр}(0) (1 - t_{пр})$. Значения $T_{кр}$ и $H_{кр}(0)$ для сверхпроводящих элементов приведены в табл. 1.3 [50].

Разрушает сверхпроводимость также ток определенной величины. Металл переходит в нормальное состояние в том случае, когда магнитное поле, создаваемое током на его поверхности, достигает критического значения.

Следует заметить, что при переходе в сверхпроводящее состояние магнитные свойства образцов малых размеров, менее 10^{-6} м, значительно изменяются по сравнению с магнитными свойствами образцов больших размеров [152]. Магнитная восприимчивость таких образцов не равна нулю и увеличивается при $T \rightarrow T_{кр}$, а величина критического значения напряженности магнитного поля у них больше, чем у образцов больших размеров.

При переходе из нормального состояния в сверхпроводящее некоторые свойства металлов не изменяются, некоторые изменяются незначительно, а некоторые претерпевают существенные изменения.

Не изменяются кристаллическая решетка (данные рентгенографии) и при $H = 0$ объем (скрытой теплоты перехода нет). Практически не изменяется также коэффициент отражения как в видимой, так и в инфракрасной области.

Резко изменяется магнитная восприимчивость. Магнитное поле до определенных значений не проникает в сверхпроводник, металл приобретает свойства идеального диамагнетика. Обращается в нуль сопротивление металла при постоянном токе. Скач-

Таблица 1.3

Элемент	$T_{кр}$, К	$H_{кр} (0)$	
		10^4 А/м	Гс
Вольфрам	0,012	8,50	1070
Бериллий	0,026	—	—
Иридий	0,140	~0,16	~20
Гафний	0,350; 0,165	—	—
Титан	0,390; 0,490	0,79; 0,44	100; 56
Рутений	0,490	0,53	66
Цирконий	0,546	0,37	47
Кадмий	0,560	0,24	30
Осмий	0,660; 0,710	0,51—0,65	65—82
α -уран	0,680	15,80	2000
Цинк	0,875; 0,880	0,42	53
Молибден	0,950	—	—
Галлий	1,090	0,40; 0,47	51; 59
Алюминий	1,190; 1,180	0,79	99
Торий	1,370	1,30	162
Протактиний	1,400	—	—
Рений	1,700	1,60	198
γ -уран	1,800	—	—
Таллий	3,390; 1,370; 2,390	1,40	171
Индий	3,407	2,20; 2,30	283; 293
Олово	3,722; 3,730; 3,790	2,40	306
β -ртуть	3,950	2,70	340
α -ртуть	4,135	3,20	411
Тантал	4,480	6,60	830
α -лантан	4,800; 5,000	—	—
Ванадий	5,410; 5,100	10,80; 8,10	1370; 1120
β -лантан	6,000; 6,300	12,60	1600
Свинец	7,180	6,40	803
Технеций	7,750; 11,200	11,10	1410
Ниобий	9,250; 9,460	15,40	1944

ком изменяется теплоемкость, а у образца, помещенного в магнитное поле, есть скрытая теплота перехода. Переход в магнитном поле сопровождается небольшим изменением объема. Скачком изменяется при разрушении сверхпроводимости магнитным полем теплопроводность. В области радиочастот и СВЧ диапазона существенно уменьшается поверхностное сопротивление, однако, в отличие от сопротивления при постоянном токе, оно остается конечной величиной.

Идеальные проводники и сверхпроводники

При полном отсутствии сопротивления постоянному току, т. е. при $\sigma_n \rightarrow \infty$, глубина проникновения поля в такой идеальный проводник не обращается в нуль, как это следует из теории скин-эффекта [130], а остается конечной величиной [225]. Если электроны не встречают на своем пути сопротивления, то электрическое поле должно непрерывно ускорять их движение. Уравне-

ние движения в этом случае имеет вид $m_0 \dot{\mathbf{v}} = e_0 \mathbf{E}$. Так как $\mathbf{j} = n_0 e_0 \mathbf{v}$, то

$$\mathbf{E} = \frac{m_0}{n_0 e_0^2} \dot{\mathbf{j}}. \quad (1.21)$$

Используя (1.21) и уравнения Максвелла, легко получаем

$$\nabla^2 \dot{\mathbf{H}} = \frac{1}{\delta_0^2} \dot{\mathbf{H}}, \quad (1.22)$$

где $\delta_0 = (m_0 / \mu_0 n_0 e_0^2)^{1/2}$. Физический смысл этого дифференциального уравнения сводится к тому, что переменное поле проникает внутрь макроскопического идеального проводника на величину порядка δ_0 , убывая по экспоненциальному закону. Интегрируя (1.22) по времени, получаем

$$\nabla^2 (\mathbf{H} - \mathbf{H}_0) = (\mathbf{H} - \mathbf{H}_0) / \delta_0^2. \quad (1.23)$$

В данном случае величина \mathbf{H}_0 соответствует значению произвольного поля внутри образца в тот момент, когда образец теряет сопротивление. Таким образом, в металле, обладающем идеальной проводимостью, могут существовать замороженные магнитные поля.

Известно, что сверхпроводящее состояние до определенных значений напряженности магнитного поля характеризуется эффектом Мейсснера [89, 132], т. е. предполагается, что в массивном сверхпроводнике нет магнитных полей независимо от того, был переведен образец в сверхпроводящее состояние в магнитном поле или в его отсутствие.

Полагая в уравнении (1.23) $\mathbf{H}_0 = 0$ и считая, что концентрация сверхпроводящих электронов n_c равна $n_c(t_{\text{пр}})$, где $t_{\text{пр}} = T/T_{\text{кр}}$, можно перейти к уравнению

$$\mathbf{H} + \delta_L^2 \text{rot rot } \mathbf{H} = 0 \quad (1.24)$$

(впервые предложено, в несколько иных обозначениях, Ф. и Г. Лондонами [225]). Решение этого уравнения для плоского случая имеет вид $H(z) = H(0) e^{-z/\delta_L}$ ($H(0)$ — значение напряженности магнитного поля на поверхности образца). Таким образом, величина поля внутри сверхпроводника экспоненциально убывает (координата z направлена в глубь сверхпроводника). Лондоновская глубина проникновения δ_L определяется по формуле

$$\delta_L = (m_0 / \mu_0 n_c e_0^2)^{1/2}. \quad (1.25)$$

Связь между электрическим полем и током в сверхпроводнике описывается соотношением

$$\dot{\mathbf{j}}_c = \mathbf{E} / \mu_0 \delta_L^2. \quad (1.26)$$

Соотношение (1.24) может быть получено также путем минимизации свободной энергии сверхпроводника при наличии полей и токов. Вместе с уравнением Максвелла это соотношение позволяет

находить распределение полей и токов в сверхпроводнике. Оно означает, что обобщенный импульс носителей заряда в сверхпроводнике постоянен и не зависит от времени и координаты. Действительно, полагая $\mathbf{p}_0 = m\mathbf{v} + q\mathbf{A} = \text{const}$, где m и q — соответственно масса и заряд, и используя уравнения $\text{rot } \mathbf{H} = nq\mathbf{v}$ (n — число носителей заряда) и $\mathbf{B} = \text{rot } \mathbf{A}$, непосредственно получаем соотношение (1.24). Дифференцируя \mathbf{p}_0 по времени и учитывая, что $\mathbf{E} = -\partial\mathbf{A}/\partial t$, получаем соотношение (1.26) (в обоих случаях считается, что сверхпроводящими являются те носители заряда, у которых $\mathbf{p}_0 = \text{const}$). Таким образом, из постоянства обобщенного импульса непосредственно следуют идеальная проводимость и идеальный диамагнетизм. Поэтому сверхпроводящее состояние считают конденсированным, в котором все носители заряда имеют одинаковый и неизменный обобщенный импульс.

Из постоянства обобщенного импульса следует условие квантования флюксоида в сверхпроводнике. Действительно, интегрируя по замкнутому контуру, получаем $\oint \mathbf{p}_0 d\mathbf{l} = \oint m\mathbf{v}d\mathbf{l} + q\oint \mathbf{A}d\mathbf{l}$ и (учитывая, что $\oint \mathbf{A}d\mathbf{l} = \int_S \mathbf{B}d\mathbf{S}$, а также что $\mathbf{j} = nq\mathbf{v}$) $1/q \oint \mathbf{p}_0 d\mathbf{l} = m \oint \mathbf{j}d\mathbf{l}/nq^2 + \int_S \mathbf{B}d\mathbf{S}$. Если считать, что к левой части данного уравнения применимо условие квантования Бора — Зоммерфельда, т. е. $\oint \mathbf{p}_0 d\mathbf{l} = nh$, то легко видеть, что полученное соотношение является уравнением флюксоида. Правая часть (Ф. и Г. Лондоны назвали ее флюксоидом) представляет собой магнитный поток и может принимать дискретные значения $\Phi = h/q$. Поскольку носителем заряда в сверхпроводнике является куперовская пара с зарядом $2e_0$ [154], квант магнитного потока определяется выражением $\Phi_0 = h/2e_0$. Таким образом, если $\mathbf{p}_0 = 0$, то сверхпроводник односвязный, если $\mathbf{p}_0 = \text{const} \neq 0$, то сверхпроводник пронизывают силовые линии магнитного поля, что возможно в неодносвязном сверхпроводнике или сверхпроводнике, находящемся в смешанном состоянии.

Длина когерентности и энергетическая щель

В нормальном металле при нулевой температуре электроны заполняют все энергетические уровни вплоть до значений, определяемых энергией Ферми \mathcal{E}_F . Функция распределения в этом случае носит ступенчатый характер [88]. Поскольку выше значения энергии Ферми существуют разрешенные состояния, расстояния между которыми чрезвычайно малы, энергия, необходимая для возбуждения электрона, мала. При тепловых возбуждениях в области значений энергии \mathcal{E}_F образуется размытость порядка kT , в которой заполнены не все квантовые состояния. Функция распределения становится более плавной. При воздействии на систему электронов внешних возмущений малой частоты (электромагнитных волн, ультразвука, прецессии ядерного спина

и др.) возникают сильные диссипативные процессы. Это еще раз свидетельствует о том, что в газе свободных электронов у нормальных металлов может быть большое число возбуждений с малыми энергиями.

У большинства сверхпроводников дело обстоит иначе, так как для возникновения возбуждения требуется вполне определенная энергия. Такая особенность энергетического спектра обусловлена тем, что в сверхпроводнике электроны могут взаимно притягиваться, образуя связанные состояния. Притяжение возникает между двумя электронами, имеющими противоположные импульсы и спины в результате обмена виртуальным фононом. Эти электроны образуют куперовскую пару, которой в энергетическом спектре вблизи поверхности Ферми соответствует область запрещенных значений энергии величиной 2Δ — энергетическая щель [154]. Суммарный импульс куперовской пары равен нулю, поэтому говорят, что при переходе в сверхпроводящее состояние электроны конденсируются в пространстве импульсов, всю совокупность сверхпроводящих электронов называют конденсатом.

Существует целый ряд методов, позволяющих экспериментально определять величину 2Δ . Назовем некоторые из них [49]:

1. Измерение теплоемкости при низких температурах. Теплоемкость изменяется примерно как $\exp(-\Delta/kT)$.

2. Измерение поглощения электромагнитного излучения. Сильное поглощение начинается при условии $\hbar\omega = 2\Delta$.

3. Измерение затухания ультразвука. В этом случае частота фонона низкая, однако он может поглотиться при столкновении с уже существующим возбуждением; вероятность такого процесса мала, пропорциональна числу возбуждений при низких температурах, равному примерно $\exp(-\Delta/kT)$.

4. Метод туннельного эффекта. Сверхпроводник и нормальный металл разделяются тонким слоем диэлектрика (порядка нескольких десятков ангстрем), который создает энергетический барьер между ними; при этом, однако, существует некоторая вероятность прохождения электронов через барьер (туннельный эффект). При протекании тока электрон должен быть возбужден, на что требуется энергия, равная Δ . Поэтому ток резко возрастает только при достижении на туннельном контакте разности потенциалов, равной Δ/e_0 .

В табл. 1.4 приведены значения энергетической щели при $T = 0$, полученные по данным микроволновых (I), ультразвуковых (II) и туннельных (III) измерений [49].

В конденсированной системе скорость двух электронов скоррелирована, если расстояние между ними меньше определенной величины. У чистых металлов эта корреляционная длина называется длиной когерентности и обозначается ξ_0 . Иногда говорят, что величина ξ_0 определяет размер куперовской пары. Область возможных значений импульсов электронов задается неравенством $\mathcal{E}_F - \Delta < p^2/2m_0 < \mathcal{E}_F + \Delta$. Так как $\Delta \ll \mathcal{E}_F$, то толщина

соответствующего слоя в импульсном пространстве δp равна примерно $2\Delta/v_F$, где $v_F = p_F/m_0$. Минимальная протяженность волнового пакета, образованного плоскими волнами с разбросом по импульсам δp , равна примерно $\hbar/\delta p$. Это приводит к выраже-

Таблица 1.4

Элемент	$2\Delta(0)/k, K$		
	I	II	III
Цинк	—	3,17	—
Кадмий	1,80	—	—
Ртуть	18,40	—	18,0
Алюминий	3,77	4,40	4,2
Индий	13,60	11,90	11,9
Олово	13,00	—	12,9
Свинец	28,70	—	30,9
Ванадий	18,00	18,50	18,0
Ниобий	27,40	37,40	35,0
Тантал	—	15,70	16,1

нию $\xi_0 = \hbar v_F/\pi\Delta(0)$. Здесь $\Delta(0)$ — значение энергетической щели при $T = 0$, множитель $1/\pi$ введен для удобства вычисления. В микроскопической теории сверхпроводимости величина щели и критическая температура связаны соотношением $2\Delta(0) = 3,52 kT_{кр}$. Поэтому $\xi_0 = 0,18\hbar v_F/kT_{кр}$.

Сверхпроводники I и II рода

К сверхпроводникам I рода относятся простые (непереходные) металлы. У них δ_L малá ($3 \cdot 10^{-8}$ м), скорость Ферми велика (порядка 10^6 м/с), поэтому $\delta_L \ll \xi_0$ и уравнения Лондонов неприменимы для описания их поведения. Феноменологическое уравнение для сверхпроводников I рода впервые было предложено А. Б. Пиппардом [253]. Из табл. 1.5 [49, 89, 132] видно, что только у ниобия $\delta_L(0) \sim \xi_0$. У других металлов $\delta_L(0) < \xi_0$, однако неравенство $\delta_L(0) \ll \xi_0$ выполняется только для алюминия.

При рассмотрении поведения сверхпроводников в электромагнитных полях всегда следует учитывать, что локальные соотношения типа использованных при выводе уравнений Лондонов (1.24), (1.26) могут применяться только в тех случаях, когда величина поля незначительно изменяется на расстояниях порядка ξ_0 , т. е. когда выполняется неравенство $\delta_L \gg \xi_0$. Сверхпроводники, для которых такое соотношение выполняется, получили название лондоновских, или сверхпроводников II рода.

К сверхпроводникам II рода относятся переходные металлы и интерметаллические соединения типа Nb_3Sn и V_3Ga , у которых эффективная масса электрона велика, глубина проникновения

также велика ($2 \cdot 10^{-7}$ м), фермиевская скорость мала (порядка 10^4 м/с), $T_{кр}$ высока (для Nb_3Sn $T_{кр} = 18$ К), параметр $\Delta(0)$ пропорционален $T_{кр}$. Поэтому для таких сверхпроводников $\delta_L \gg \xi_0$, и уравнения Лондонов хорошо описывают их поведение в слабых полях.

Сверхпроводящий переход является фазовым переходом II рода. Это означает, что сверхпроводящее состояние более упорядочено по сравнению с нормальным состоянием металла. Как отмечалось выше, такое упорядочение связано с конденсацией в пространстве импульсов. Очевидно, что при $T < T_{кр}$ свободная энер-

Таблица 1.5

Элемент	$T_{кр}$, К	v_F , 10^6 м/с	$\delta_L(0)$, 10^{-8} м	ξ_0 , 10^{-8} м	$\xi_0/\delta_L(0)$	δ_c эксп. 10^{-8} м
Кадмий	0,56	0,29	11,10	0,760	6,9	13,0
Алюминий	1,18	0,85	3,80	2,200	59,0	4,9—5,15
Олово	3,73	1,32	1,57	1,600	102,0	5,1
Свинец	7,18	0,65	3,55	0,230	6,5	3,9
Ниобий	9,25	0,60	3,10	0,083	3,0	3,5
		0,29	3,50	0,039	1,1	

гия в сверхпроводящем состоянии меньше, чем в нормальном. Разность свободных энергий может быть вычислена по данным калориметрических или магнитных измерений:

$$F_N - F_S = \mu_0 H_{кр}^2 / 2. \quad (1.27)$$

В микроскопической теории разность свободных энергий однозначно определяется через значение энергетической щели. Так, при $T = 0$

$$F_N - F_S = N(0)\Delta^2(0)/2.$$

Рассмотрим свободную энергию на границе между сверхпроводящей и нормальной областями у сверхпроводников I и II рода в магнитном поле (рис. 1.4). Если граница стабильна, то сверхпроводящие и нормальные электроны должны находиться в равновесии, т. е. их свободные энергии на единицу объема должны быть одинаковыми. Свободная энергия сверхпроводящей области изменяется относительно свободной энергии нормальной области в результате двух обстоятельств. Благодаря наличию упорядоченных сверхпроводящих электронов плотность свободной энергии сверхпроводящего состояния понижается на величину $F_N - F_S$. Кроме того, поскольку в магнитном поле сверхпроводящая область намагничена и магнитного потока в сверхпроводнике нет, положительный вклад в плотность свободной энергии, обусловленный намагниченностью, равен $\mu_0 H_{кр}^2 / 2$. При равновесии между двумя областями выполняется соотношение (1.27). При переходе через границу нормальный металл — сверхпро-

водник изменяется концентрация сверхпроводящих и нормальных электронов (см. рис. 1.4). Однако такой переход не скачкообразный, n_c повышается постепенно на расстоянии, определяемом длиной когерентности ξ_0 . Поэтому спад свободной энергии, связанный с увеличением упорядочения электронов, происходит на этом же расстоянии. В то же время магнитный вклад в свободную энергию возрастает на расстоянии глубины проникновения поля в сверхпроводник δ_c . Если $\xi_0 \neq \delta_c$, то сумма вкладов не обращается в нуль.

У сверхпроводников I рода $\delta_c \ll \xi_0$ (см. рис. 1.4), полная плотность свободной энергии вблизи границы возрастает, т. е. увеличение ее обусловлено наличием границы (положительная поверхностная энергия). Очевидно,

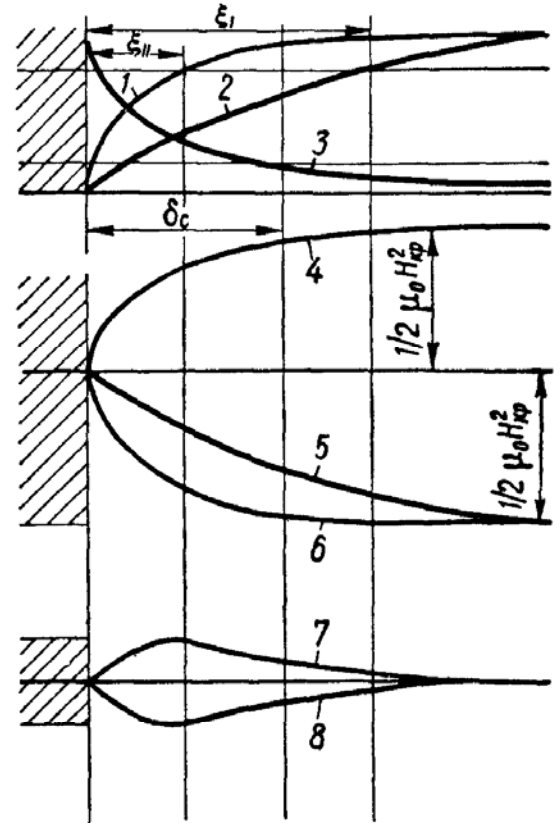


Рис. 1.4. Зависимости концентрации сверхпроводящих электронов сверхпроводников II (1) и I (2) рода, плотности магнитного потока (3), вклада в плотность свободной энергии, обусловленного магнитным полем (4) и упорядочением электронов у сверхпроводников I (5) и II (6) рода, а также суммарной плотности свободной энергии сверхпроводников I (7) и II (8) рода от температуры (нормальная область заштрихована).

что такой процесс энергетически невыгоден, так как приводит к увеличению свободной энергии, поэтому невыгодным оказывается и образование новых границ.

У сверхпроводников II рода $\delta_c \gg \xi_0$ и поверхностная энергия отрицательна. Следовательно, образование границ энергетически выгодно, оно обуславливает целый ряд специфических особенностей поведения сверхпроводников II рода в магнитном поле.

Более четкие критерии принадлежности к тому или иному типу сверхпроводников могут быть установлены на основании феноменологических уравнений Гинзбурга — Ландау. Эти уравнения широко используются при решении самых разных задач, поэтому рассмотрим их несколько подробнее.

Общая теория фазовых переходов II рода, предложенная Л. Д. Ландау, основана на трех фундаментальных предположениях [85]:

- а) существует параметр упорядочения ψ , который при фазовом переходе обращается в нуль;
- б) свободная энергия может быть разложена по степеням ψ ;
- в) коэффициенты разложения являются регулярными функциями T .

Таким образом, свободную энергию на единицу объема можно записать в виде

$$F = F_H + \alpha(T) |\psi|^2 + \frac{\beta(T)}{2} |\psi|^4 + \dots$$

Минимизируя это выражение, видим, что при $T < T_{кр}$ абсолютный минимум достигается, если

$$|\psi|^2 = - \frac{\alpha(T)}{\beta(T)}. \quad (1.28)$$

Учитывая это условие, получаем

$$F_{\min} = F_H - \frac{\alpha^2(T)}{2\beta(T)}.$$

Если ψ изменяется в пространстве, то к (1.28) следует добавить пространственные произведения ψ . Можно ожидать, что первый член будет пропорционален $|\Delta\psi|^2$. В этом случае общее выражение для свободной энергии вблизи точки перехода будет иметь вид $F_V = \int_V F dV$. Здесь интеграл берется по всему объему V образца, а функция F определяется по соотношению

$$F = F_H + \alpha(T) |\psi|^2 + \frac{\beta(T)}{2} |\psi|^4 + \gamma |\nabla\psi|^2 + \dots$$

В. Л. Гинзбург и Л. Д. Ландау предложили применить это соотношение для описания сверхпроводников в магнитном поле, рассматривая параметр упорядочения ψ как некую «волновую функцию» для «частицы» с зарядом e^* и массой m^* [29]. Для того чтобы обеспечить градиентную инвариантность, они записали свободную энергию в форме

$$F_c = F_H + \alpha(T) |\psi|^2 + \beta(T) |\psi|^4 / 2 + \\ + |(-i\hbar\nabla - e^*\mathbf{A})\psi|^2 / 2m^* + \mu_0 H^2 / 2,$$

где

$$\mu_0 \mathbf{H} = \text{rot } \mathbf{A} \quad (1.29)$$

и $\mu_0 H^2 / 2$ — магнитная энергия. Отсюда нужно найти функции ψ и \mathbf{A} , при которых свободная энергия F_V достигает минимума. Эта задача относится к области вариационного исчисления и сводится к решению следующих дифференциальных уравнений:

$$(-i\hbar\nabla - e^*\mathbf{A})^2 \psi / 2m^* + \alpha(T) \psi + \beta(T) |\psi|^2 \psi = 0; \quad (1.30)$$

$$\text{rot } \mathbf{H} = \mathbf{j} = e^* \hbar (\psi^* \nabla \psi - \psi \nabla \psi^*) / 2im^* - e^{*2} \psi^* \psi \mathbf{A} / m^*. \quad (1.31)$$

С помощью уравнения (1.30) можно вычислить ψ сверхпроводника, помещенного в магнитное поле, а уравнение (1.31) описывает распределение токов. Заметим, что в этих уравнениях \mathbf{H} — напряженность внутреннего магнитного поля. Соотношения (1.30) и (1.31) вместе с уравнением (1.29) позволяют определить \mathbf{H} и ψ .

В. Л. Гинзбург и Л. Д. Ландау положили $e^* = e_0$ и $m^* = m_0$. Л. П. Горьков [38, 39] вывел уравнения (1.30) и

(1.31) с помощью микроскопической теории. Оказалось, что в связи с наличием куперовских пар в качестве заряда «частицы» следует брать $2e_0$. В качестве же массы m^* можно брать и m_0 и $2m_0$ (обычно берут m_0). Уравнения Гинзбурга — Ландау при этом принимают вид

$$(-i\hbar\nabla - 2e_0\mathbf{A})^2 \psi/2m_0 + \alpha(T)\psi + \beta(T)|\psi|^2\psi = 0; \quad (1.32)$$

$$\text{rot } \mathbf{H} = \mathbf{j} = e_0\hbar(\psi^*\nabla\psi - \psi\nabla\psi^*)/im_0 - 4e_0^2|\psi|^2\mathbf{A}/m_0. \quad (1.33)$$

При слабом поле, $\psi \simeq \text{const}$ ($\Delta\psi \simeq 0$; волновая функция жесткая), уравнение (1.33) сводится к уравнению (1.24), где $\delta_L^2 = m_0/(2e_0)^2 |\psi|^2 \mu_0$, что с точностью до множителя 2 совпадает с лондоновской глубиной проникновения, если считать, что $|\psi|^2 = n_c$. Таким образом, $|\psi|^2$ играет роль концентрации сверхпроводящих электронов.

Коэффициенты $\alpha(T)$ и $\beta(T)$ также могут быть определены с помощью микроскопической теории. У чистых металлов [38, 39]

$$\alpha(T) = -1,83 \frac{\hbar^2}{2m_0} \frac{1}{\xi_0^2} \frac{T - T_{\text{кр}}}{T_{\text{кр}}};$$

$$\beta(T) = 0,35 \frac{1}{N(0)} \left(\frac{\hbar^2}{2m_0} \frac{1}{\xi_0^2} \right)^2 \frac{1}{(kT_{\text{кр}})^2}.$$

Чтобы воспользоваться соотношениями (1.32) и (1.33) для решения конкретных задач, нужно добавить к ним граничные условия. Из микроскопической теории следует, что на границе сверхпроводник — вакуум или сверхпроводник — изолятор выполняются условия вида $(-i\hbar\Delta - 2e_0\mathbf{A})_n \psi = 0$, где n — компонента $(-i\hbar\Delta - 2e_0\mathbf{A})$, направленная по нормали к поверхности. Поскольку уравнения Гинзбурга — Ландау устанавливают локальную связь между током и векторным потенциалом, всегда должно выполняться условие $\delta_c \gg \xi_0$, что приводит в случае сверхпроводников I рода к условию [133]

$$(1 - t_{\text{пр}}) \ll \left[\frac{\delta_L(0)}{\xi_0} \right]^2, \quad (1.34)$$

а в случае сверхпроводников II рода — к условию

$$(1 - t_{\text{пр}}) \ll 1. \quad (1.35)$$

Таким образом, при выполнении ограничений (1.34) и (1.35) теория Гинзбурга — Ландау может быть использована для описания сверхпроводников как I, так и II рода.

В принципе уравнения Гинзбурга — Ландау позволяют вычислять параметр упорядочения, поля, а следовательно, и величину тока. Однако эти уравнения нелинейны, поэтому вычисления очень громоздки и обычно проводятся численным методом. Из уравнений Гинзбурга — Ландау можно получить условие при котором поверхностная энергия равна нулю. В этом случае должно выполняться равенство $\kappa_{\Gamma-L} = 1/\sqrt{2}$, где $\kappa_{\Gamma-L} =$

$= \delta_{\text{Л}}(0)/\xi_0$. Принадлежность к сверхпроводникам I и II рода, согласно А. А. Абрикосову [1], определяется следующим образом: при сверхпроводимости I рода $\kappa_{\text{Г-Л}} < 1/\sqrt{2}$ (положительная поверхностная энергия); при сверхпроводимости II рода $\kappa_{\text{Г-Л}} > 1/\sqrt{2}$ (отрицательная поверхностная энергия). Как будет показано ниже (см. соотношение (1.44)), длина когерентности зависит от длины свободного пробега, уменьшаясь с уменьшением последней. Поэтому в сплавах и загрязненных металлах параметр Гинзбурга — Ландау может быть велик. Такие материалы обычно являются сверхпроводниками II рода. Однако даже чистые металлы могут быть сверхпроводниками II рода. К ним относятся ниобий, ванадий и технеций. Для этих сверхпроводников значения $\kappa_{\text{Г-Л}}$ равны соответственно 0,78; 0,85; 0,95.

Параметр $\kappa_{\text{Г-Л}}$ растет, если в результате высокой концентрации примесей длина свободного пробега электронов в сверхпроводнике уменьшается. Зависимость $\kappa_{\text{Г-Л}}$ от удельного сопротивления металла в нормальном состоянии определяется по соотношению [132] $\kappa_{\text{Г-Л}} = \kappa_{\text{Г-Л}}^0 + 7,5 \sqrt{10} \cdot 10^5 \gamma^{1/2} \rho$ ($\kappa_{\text{Г-Л}}^0$ — значение $\kappa_{\text{Г-Л}}$ для чистого металла, ρ — удельное сопротивление в нормальном состоянии).

Глубина проникновения статического поля

В сверхпроводниках II рода, как отмечалось выше, существует локальная связь между полем и током, и поведение таких сверхпроводников в электромагнитных полях хорошо описывается уравнениями Лондонов. При этом глубина проникновения поля определяется соотношением (1.25)

$$\frac{d\delta_{\text{Л}}}{dy} \cdot 10^{-8} \text{ м}$$

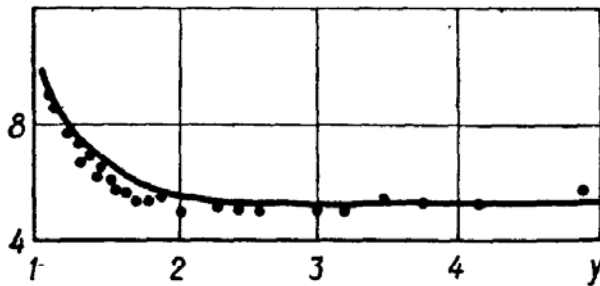


Рис. 1.5. Зависимость производной $d\delta_{\text{Л}}/dy$ от y , $y(t_{\text{пр}}) = (1 - t_{\text{пр}}^4)^{-1/2}$.

— значение, вычисленное [238] на основе теории БКШ, ● — экспериментальные результаты.

делается соотношением (1.25) (такое же соотношение для глубины проникновения при $\xi_0 \ll \ll \delta_{\text{Л}}(0)$ следует из микроскопической теории [16]). Концентрация сверхпроводящих электронов n_c зависит от приведенной температуры $t_{\text{пр}}$. Наиболее простой моделью, дающей возможность вычислить n_c , является двухжидкостная модель Гортера — Казимира [89], согласно которой $n_{\text{н}} = n_0 t_{\text{пр}}^4$; $n_c = n_0 - n_{\text{н}} = n_0(1 - t_{\text{пр}}^4)$. При этом

$$\delta_{\text{Л}} = \frac{\delta_{\text{Л}}(0)}{(1 - t_{\text{пр}}^4)^{1/2}}, \quad (1.36)$$

где $\delta_{\text{Л}}(0)$ — глубина проникновения при $T = 0 \text{ К}$, $\delta_{\text{Л}}(0) = \left(\frac{m_0}{\mu_0 n_0 e_0^2} \right)^{1/2}$.

Ход температурной зависимости (1.36) глубины проникновения хорошо согласуется с результатами эксперимента, что впервые было показано в работе [180]. Этот факт был несомненным успехом двухжидкостной модели. Однако впоследствии более точные измерения показали, что при $t_{\text{пр}} < 0,8$ наблюдаются отклонения от соотношения (1.36). Эти отклонения особенно хорошо видны при рассмотрении зависимости производной $d\delta_{\text{Л}}/dy$ от y , $y(t_{\text{пр}}) = (1 - t_{\text{пр}}^4)^{-1/2}$ (рис. 1.5) [266]. Двухжидкостная модель Гортера — Казимира полуэмпирическая, и поэтому нельзя ожидать высокой точности при вычислениях значений n_c на основе этой модели. На основе микроскопической теории для $n_{\text{н}}/n_0$ и n_c/n_0 могут быть получены следующие соотношения:

$$f_{\text{н}}(t_{\text{пр}}) = \frac{n_{\text{н}}}{n_0} = \frac{1}{2kT} \int_0^{\infty} \frac{du}{\text{ch}^2 \frac{u}{2kT} \sqrt{u^2 + \Delta^2}}; \quad (1.37)$$

$$f_{\text{с}}(t_{\text{пр}}) = \frac{n_{\text{с}}}{n_0} = 1 - \frac{1}{2kT} \int_0^{\infty} \frac{du}{\text{ch}^2 \frac{u}{2kT} \sqrt{u^2 + \Delta^2}}. \quad (1.38)$$

На рис. 1.6. показано, что значения концентраций, вычисленные на основе двухжидкостной модели и микроскопической теории, не совпадают. Наибольшее расхождение у значений $n_{\text{н}}$ в области низких температур. Соотношение (1.37) позволяет вычислить приведенные значения концентраций нормальных электронов $f_{\text{н}}(t_{\text{пр}})$ при различных $\Delta(0)$ (см. приложение I).

А. Б. Пипардом [253] установлено, что глубина проникновения зависит от длины свободного пробега электрона. Эти экспериментальные результаты побудили его радикально модифицировать лондоновскую модель на основе представлений о длине когерентности. Полученные соотношения справедливы для квазистатического случая, т. е. когда $\hbar\omega \ll \Delta$. Для большинства сверхпроводников это условие выполняется в широкой области приведенных температур во всем радиодиапазоне. А. Б. Пипард

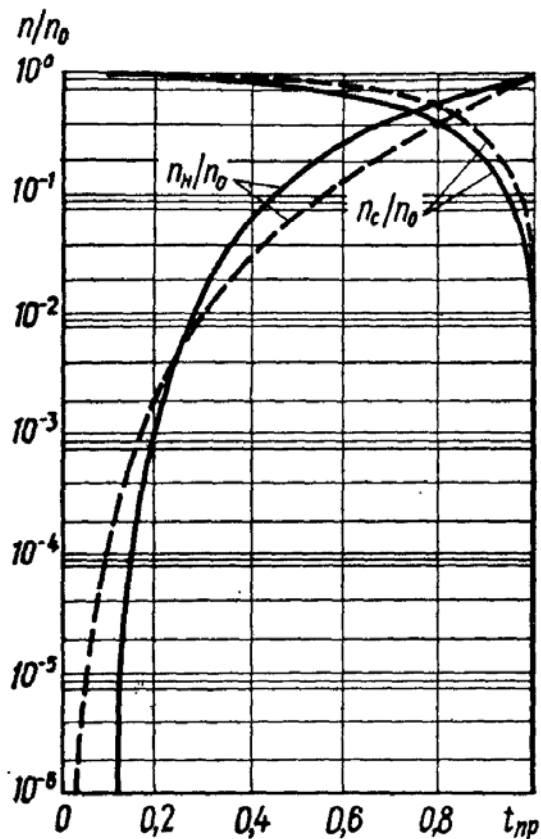


Рис. 1.6. Зависимости приведенных концентраций $n_{\text{с}}/n_0$ и $n_{\text{н}}/n_0$ от приведенной температуры $t_{\text{пр}}$, вычисленные на основе двухжидкостной модели Гортера — Казимира (— — —) и микроскопической теории при $\Delta(0) = 1,76 kT_{\text{кр}}$.

[253] предположил, что, по аналогии с аномальным скин-эффектом в нормальных проводниках (более подробно аномальный скин-эффект рассмотрен в гл. 2), в сверхпроводнике величина тока в данной точке определяется значением векторного потенциала не только в этой точке, но и в пределах некоторой области, размеры которой зависят от длины когерентности. С предположил следующее нелокальное соотношение, связывающее плотность тока с векторным потенциалом:

$$\mathbf{j}(\mathbf{r}) = \frac{C_0}{\mu_0 \delta_L^2} \int \frac{\mathbf{r}(\mathbf{r}') \exp(-r/\xi)}{r^4} dV. \quad (1.39)$$

В данном случае величина ξ играет такую же роль, как и длина свободного пробега в теории аномального скин-эффекта в нормальных металлах (см. соотношение (2.15)), т. е. является мерой расстояния, на котором векторный потенциал в данной точке влияет на величину тока в соседних точках. Длина когерентности ξ определяется степенью загрязнения сверхпроводника и при малых значениях длины свободного пробега l_0 также становится малой. Коэффициент, стоящий перед интегралом, пропорционален n_c и величина его не зависит от ξ (аналогично величине $3\sigma_H/4\pi l_0$ в теории аномального скин-эффекта). Следовательно, величина C_0 также не зависит от ξ .

В локальном приближении, $\xi \ll \delta_c$, значение \mathbf{A} можно считать постоянным в пределах глубины проникновения. Интегрируя в (1.39), получаем

$$\mathbf{j}(\mathbf{r}) = \frac{4\pi}{3} \left(\frac{C_0}{\mu_0 \delta_L^2} \right) \xi \mathbf{A}(\mathbf{r}). \quad (1.40)$$

Плотность тока и векторный потенциал связаны соотношением

$$\mathbf{j}(\mathbf{r}) = - \frac{1}{\mu_0 \delta_L^2} \mathbf{A}(\mathbf{r}). \quad (1.41)$$

При выборе постоянной C_0 следует учитывать, что в случае идеального сверхпроводника II рода, т. е. когда $\xi = \xi_0$, уравнение (1.40) должно переходить в (1.41), поэтому

$$C_0 = - \frac{3}{4\pi \xi_0}. \quad (1.42)$$

Подставляя (1.42) в (1.40), получаем локальное соотношение

$$\mathbf{j}(\mathbf{r}) = - \frac{\xi}{\xi_0} \frac{1}{\mu_0 \delta_L^2} \mathbf{A}(\mathbf{r}).$$

Отсюда следует, что в локальном приближении

$$\delta_c^2 = \frac{\xi_0}{\xi} \delta_L^2. \quad (1.43)$$

Используя соотношение

$$\frac{1}{\xi} = \frac{1}{\xi_0} + \frac{1}{l_0}, \quad (1.4)$$

видим, что в случае идеального сверхпроводника, $l_0 \gg \xi_0$ ($\xi = \xi_0$), из (1.43) следует равенство $\delta_c = \delta_{\text{Л}}$.

Соотношение (1.43) объясняет зависимость глубины проникновения от длины свободного пробега у сверхпроводников II рода. Если $\xi \gg \delta_c$, глубину проникновения можно оценить следующим образом. Пользуясь соотношением (1.39) и считая $\mathbf{A} = \text{const}$ в пределах ξ , определяем плотность тока. Полученный результат, однако, следует уменьшить в δ_c/ξ раз, поскольку величина определена только на расстоянии δ_c . В результате этого получаем

$\mathbf{j}(\mathbf{r}) = -\frac{\delta_c}{\xi\mu_0\delta_{\text{Л}}^2} \mathbf{A}(\mathbf{r})$. Из этого уравнения видно, что роль глубины проникновения играет величина δ_c , которая определяется следующим самосогласованным способом:

$$\frac{1}{\delta_c^2} = \frac{\delta_c}{\xi\delta_{\text{Л}}^2}; \quad \delta_c^3 = \delta_{\text{Л}}^2\xi. \quad (1.4)$$

Согласно строгому расчету, выполненному А. Б. Пиппардом [14] для случая $l_0 \gg \xi_0$,

$$\delta_c^3 = \delta_{\text{П}}^3 = \frac{\sqrt{3}\xi_0\delta_{\text{Л}}^2}{2\pi J(0, t_{\text{пр}})}. \quad (1.4)$$

Величина $J(0, t_{\text{пр}})$ [16] изменяется от единицы до 1,33 при изменении температуры от нуля до $T_{\text{кр}}$. Поэтому очень часто пользуются приближенным значением для $\delta_{\text{П}}$, полагая в (1.46) $J(0, t_{\text{пр}}) =$

$$\delta_{\text{П}} = \left(\frac{\sqrt{3}}{2\pi} \xi_0 \delta_{\text{Л}}^2 \right)^{1/3}. \quad (1.4)$$

Соотношения (1.45) и (1.46) в случае $l_0 \gg \xi_0$ отличаются лишь постоянным коэффициентом. Глубина проникновения переменных полей при температурах, не слишком близких к $T_{\text{кр}}$, может характеризоваться значениями $\delta_{\text{Л}}$ и $\delta_{\text{П}}$, однако при этом должно выполняться соотношение $\hbar\omega \ll \Delta$ [16]. Для большинства используемых на практике сверхпроводников это условие выполняется в широком интервале $t_{\text{пр}}$ на всех радиочастотах и в СВЧ диапазоне. Поэтому $\delta_{\text{Л}}$ и $\delta_{\text{П}}$ обычно определяют в СВЧ диапазоне с помощью сверхпроводящих резонаторов. Это наиболее удобно с технической точки зрения.

Промежуточное и смешанное состояния

Предположим, что внутри сверхпроводника I рода, помещенного во внешнее магнитное поле $H_{\text{вн}}$, возникла нормальная область с границами, параллельными направлению приложенно

магнитного поля. Появление такой области должно изменить свободную энергию, причем в это изменение вносит вклад как сама область, так и поверхность между фазами. Если $H_{вн} < H_{кр}$, образование нормальной области приведет к положительному вкладу в свободную энергию, так как свободная энергия на единицу объема в нормальном металле больше свободной энергии в идеально диамагнитном сверхпроводнике на величину $\mu_0(H_{кр}^2 -$

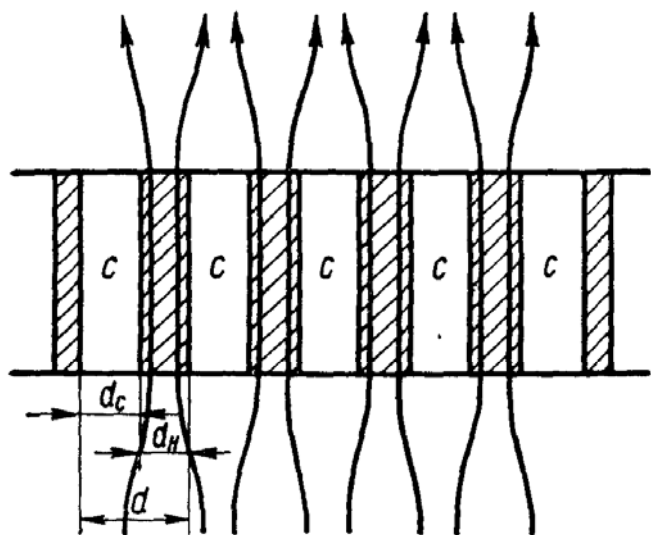


Рис. 1.7. Распределение силовых линий в пластине из сверхпроводника I рода в поперечном магнитном поле.

ного в поле, параллельное его оси, когда влиянием концов можно пренебречь, т. е. когда размагничивающий фактор считается равным нулю. В теле произвольной формы размагничивающий фактор отличен от нуля, напряженность магнитного поля на отдельных участках его поверхности может достигать критических значений при $H_{вн} < H_{кр}$. Так, для сферы размагничивающий фактор равен $1/3$ и величина поля на экваторе равна $3H_{вн}/2$, поэтому при достижении внешним полем значения $2H_{кр}/3$ поле на экваторе достигает своего критического значения и некоторые области сферы должны перейти в нормальное состояние. При дальнейшем увеличении внешнего поля нормальные области будут занимать все больший объем, пока, наконец, при $H_{вн} = H_{кр}$ вся сфера не перейдет в нормальное состояние. Таким образом, при $2H_{кр}/3 < H_{вн} < H_{кр}$ нормальные и сверхпроводящие области сосуществуют. Такое состояние называется промежуточным.

Промежуточное состояние не связано с внутренними особенностями сверхпроводника, оно определяется его геометрией. Например, в тонкой пластине, перпендикулярной полю, фактор размагничивания очень велик и промежуточное состояние существует при $0 < H_{вн} < H_{кр}$. Пластина разбивается на чередующиеся нормальные и сверхпроводящие области (рис. 1.7). Доля объема, занятая сверхпроводящими областями, $\rho = d_c / (d_c + d_n)$ (d_c и d_n — ширина соответственно сверхпроводящих и нормальных

$-H_{вн}^2)/2$ [132]. Кроме того, поверхностная энергия, связанная с образованием границ, также положительна. Следовательно, если внутри сверхпроводника I рода при $H_{вн} < H_{кр}$ возникает нормальная область, то свободная энергия должна увеличиваться. Поэтому образование нормальной области энергетически невыгодно и сверхпроводник I рода при $H_{вн} < H_{кр}$ остается полностью сверхпроводящим.

Такая особенность характерна для сверхпроводящего длинного цилиндра, помещенного

областей) определяется непосредственно из условия сохранения потока [49]: $\rho = 1 - H_{\text{вн}}/H_{\text{кр}}$.

У сверхпроводников II рода наблюдается совсем иная картина. Так как поверхностная энергия у них отрицательна, то образование нормальных областей при определенных условиях может оказаться энергетически выгодным. Если рост свободной энергии за счет появления нормальных областей меньше, чем понижение ее за счет образования границ таких областей, то при приложении внешнего магнитного поля определенной величины должно

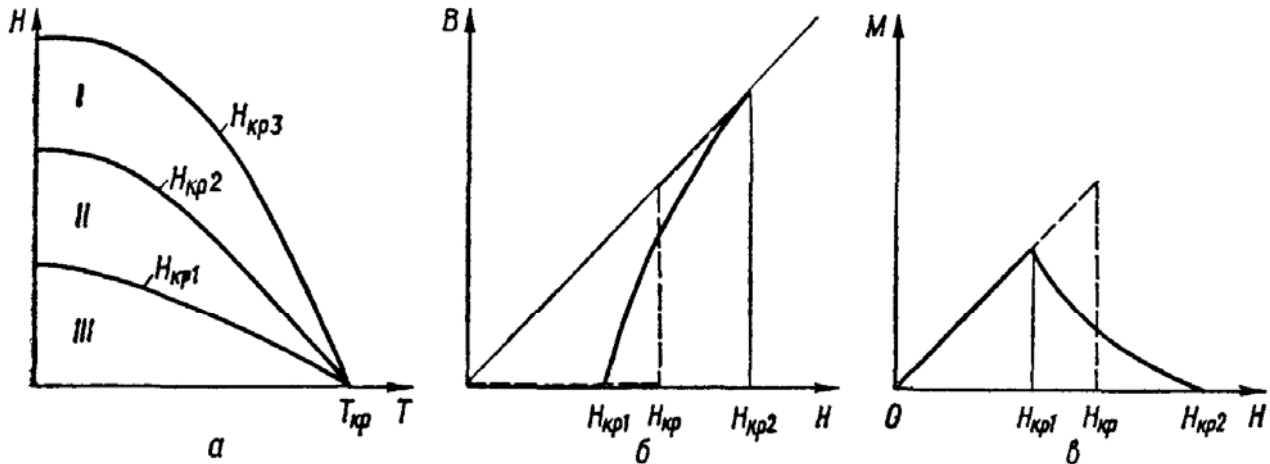


Рис. 1.8. Фазовая диаграмма сверхпроводников II рода в форме длинного цилиндра (а), зависимости индукции (б) и намагничивания (в) сверхпроводников I и II рода от величины приложенного поля:

I — область поверхностной сверхпроводимости, II — фаза Шубникова, III — полный эффект Мейсснера ($B = 0$); — — — — — сверхпроводники I рода, — — — — — сверхпроводники II рода.

образоваться большое количество нормальных областей, стремящихся свести к минимуму свободную энергию. Именно это и происходит в сверхпроводниках II рода, когда $H_{\text{вн}}$ достигает величины $H_{\text{кр}1}$. Такое свойство сверхпроводников II рода было предсказано А. А. Абрикосовым и получило название смешанного состояния [2]. В отличие от промежуточного смешанное состояние является внутренним свойством сверхпроводника и не зависит от фактора размагничивания.

Поведение сверхпроводника II рода, помещенного во внешнее магнитное поле, характеризуется следующими особенностями [49] (рис. 1.8).

1. Длинный цилиндр полностью вытесняет магнитный поток в слабых магнитных полях ($H < H_{\text{кр}1}$). Если вычислить поле $H_{\text{кр}}$ из соотношения (1.27), определив разность свободных энергий, например, калориметрическим методом, то окажется, что $H_{\text{кр}1} \ll H_{\text{кр}}$. Величина $H_{\text{кр}}$, вычисленная для сверхпроводников II рода таким способом, называется термодинамическим полем.

2. При $H > H_{\text{кр}1}$ силовые линии начинают проникать в образец. Такое состояние уже не характеризуется полным эффектом Мейсснера. Однако полный поток, проходящий через образец вплоть до значений поля $H_{\text{кр}2}$, меньший, чем в нормальном состоянии. Поле $H_{\text{кр}2}$ может быть значительно больше $H_{\text{кр}}$ и достигать миллионов ампер на метр. Существование области полей

между $H_{кр1}$ и $H_{кр2}$ с частичным проникновением поля впервые было установлено Л. В. Шубниковым [155] (фаза Шубникова).

3. При $H > H_{кр2}$ у макроскопического образца $B = \mu_0 H$ (B — магнитная индукция). Однако даже в этом случае на поверхности существует сверхпроводящая

прослойка порядка 10^{-7} м, которая сохраняется вплоть до значений $H_{кр3}$. В микроскопической теории сверхпроводимости установлена связь между значениями полей $H_{кр1}$, $H_{кр2}$, $H_{кр3}$ и $H_{кр}$ [49, 133]:

$$H_{кр1} = H_{кр} \frac{(\ln \kappa_{Г-Л} + 0,08)}{\sqrt{2} \kappa_{Г-Л}};$$

$$H_{кр2} = \sqrt{2} \kappa_{Г-Л} H_{кр};$$

$$H_{кр3} \approx 1,69 H_{кр2}.$$

Характерная особенность сверхпроводников II рода состоит в том, что поле в них проникает в виде нитей, каждая из которых несет в себе квант магнитного потока $\Phi_0 = 2 \times 10^{-15}$ Вб. Структура одной нити показана на рис. 1.9. В жестком остове радиусом порядка ξ плотность сверхпроводящих электронов n_c при

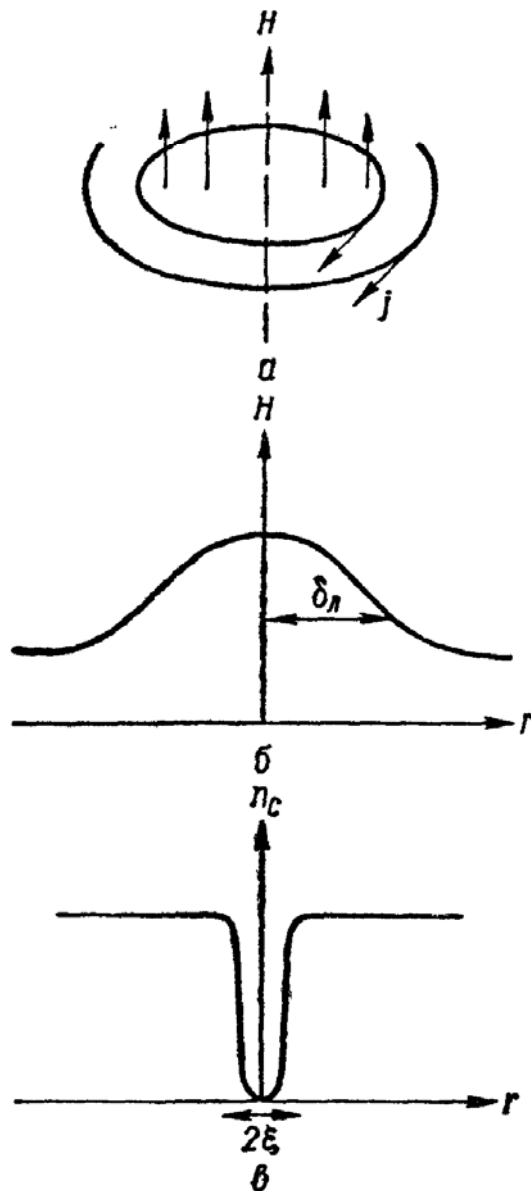


Рис. 1.9. Структура изолированной вихревой нити в сверхпроводнике II рода:

a — распределение полей и токов; $b, в$ — зависимость соответственно величины поля и концентрации сверхпроводящих электронов от расстояния до центра.

приближении к центру убывает до нуля. Магнитное поле существует не только в области остова. Оно занимает область радиусом порядка δ_L , достигая максимального значения в центре. Круговые токи j , связанные с полем, приводят к экранированию последнего при $r > \delta_L$ (поэтому нити называются вихревыми). В идеальном сверхпроводнике II рода нити образуют двумерную периодическую решетку. Очевидно, что такая специфика проникновения поля в данном случае связана с существованием отрицательной поверхностной энергии, поэтому энергетически выгодно образование максимального количества границ.

Термодинамические свойства сверхпроводников

Некоторые термодинамические свойства можно определить с помощью выражения (1.27). Поскольку энтропия и свободная энергия связаны соотношением $S = -dF/dT$, для нормальной

и сверхпроводящей фаз, находящихся в равновесии, разность значений энтропии можно записать в виде

$$S_H - S_C = - (\mu_0 H_{кр}) \frac{dH_{кр}}{dT} . \quad (1.48)$$

Отсюда находим скрытую теплоту перехода

$$U_H = T (S_H - S_C) = - (\mu_0 T H_{кр}) \frac{dH_{кр}}{dT} . \quad (1.49)$$

Таким образом, при переходе в магнитном поле из сверхпроводящего состояния в нормальное поглощается тепло. Если образец теплоизолирован, то его температура понижается. Следовательно, переход из сверхпроводящего состояния в нормальное в магнитном поле является фазовым переходом I рода (это относится к массивным сверхпроводникам, размеры которых значительно больше глубины проникновения). Переход в сверхпроводящее состояние при $T = T_{кр}$ является фазовым переходом II рода, так как при этом $H_{кр} = 0$. В соответствии с (1.48) теплоемкость в точке перехода испытывает скачок:

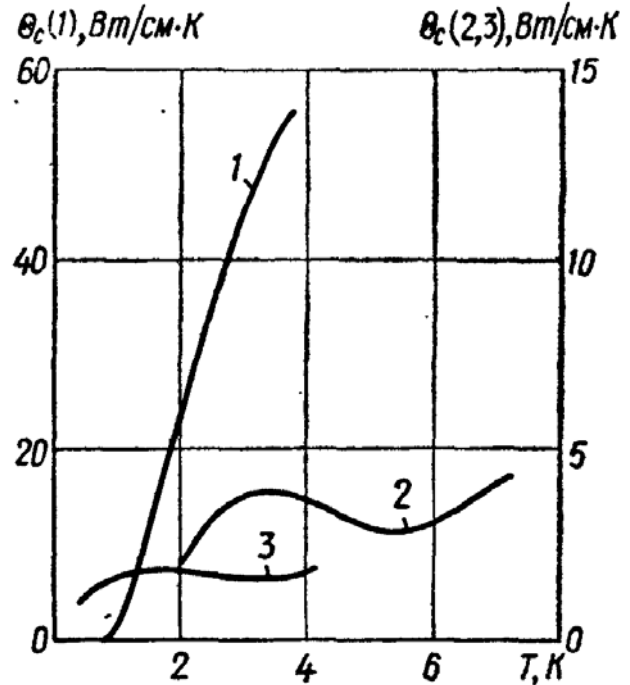


Рис. 1.10. Теплопроводность олова (1), свинца (2) и ртути (3) в сверхпроводящем состоянии.

$$C_H - C_C = \left[T \frac{d}{dT} (S_H - S_C) \right]_{T=T_{кр}} = - \mu_0 \left[T \left(\frac{dH_{кр}}{dT} \right)^2 \right]_{T=T_{кр}} . \quad (1.50)$$

Это соотношение часто называют формулой Рутгерса. Экспериментально установлено, что для ряда сверхпроводников равенства (1.49) и (1.50) выполняются с высокой точностью. Большой практический интерес эти соотношения представляют потому, что связывают термодинамические величины (скрытую теплоту перехода и теплоемкость) с температурной зависимостью критического поля, которая легко измеряется.

При переходе в сверхпроводящее состояние решетка изменений не претерпевает, изменяется лишь спектр электронных возбуждений, причем сверхпроводящие электроны не могут принимать участия в тепловых процессах. Поэтому температурная зависимость теплоемкости в сверхпроводящем состоянии определяется наличием как решетки, так и нормальных электронов. В переходной области, для которой с достаточной степенью точности можно считать концентрацию нормальных электронов пропорциональной T^2 , теплоемкость аппроксимируется кубической параболой [21]: $C_C \sim T^3$. Такая зависимость приводит к параболу

лическому закону для $H_{кр}$, аналогичному формуле (1.20). На основе микроскопической теории для промежуточной области невозможно получить простые соотношения теплоемкости, так как в этом случае одновременно изменяются щель и концентрация нормальных и сверхпроводящих электронов. Однако при $T \ll \ll T_{кр}$, когда щель становится практически постоянной, а число нормальных электронов столь незначительным, что их вклад в теплоемкость оказывается пренебрежимо малым, можно ожидать, что теплоемкость будет падать [21]: $C_c \sim \exp(-A/kT)$ (постоянная A равна энергии возбуждения). Такое утверждение достаточно очевидно, так как приток энергии к электронной системе связан в основном с разрывом куперовских пар, для чего необходимо возбуждение над энергетической щелью.

Если известна теплоемкость, то на основании соотношения (1.11) может быть вычислен коэффициент линейного расширения. Более подробно вопрос об учете коэффициента линейного расширения сверхпроводников и его связи с теплоемкостью применительно к конкретным резонансным системам рассмотрен в гл. 3.

Остановимся на вопросе теплопроводности сверхпроводников. Как было показано выше, перенос тепла в металле осуществляется как свободными электронами, так и колебаниями решетки. У чистых металлов вклад электронов значительно больше вклада решетки. Основные представления о природе сверхпроводящего состояния позволяют легко предсказать поведение теплопроводности при температурах ниже $T_{кр}$. В этом температурном интервале с понижением температуры все большее число свободных электронов связывается в куперовские пары и тем самым выключается из процесса обмена энергией. Таким образом, можно ожидать, что теплопроводность в сверхпроводящем состоянии будет меньше, чем в нормальном. При достаточно низких температурах в сверхпроводнике практически остается только решеточная теплопроводность. Это свойство сверхпроводника часто используют при построении тепловых ключей, для чего сверхпроводник помещают в магнитное поле выше критического. При переходе в нормальное состояние теплопроводность такого ключа резко возрастает (ключ замкнут).

На рис. 1.10 показано изменение теплопроводности олова, свинца и ртути после перехода их в сверхпроводящее состояние. Видно, что во всех трех случаях при понижении температуры теплопроводность уменьшается, особенно быстро — у олова.

В сплавах и образцах с дефектами вследствие сильного рассеяния электронов на примесях и дефектах теплопроводность электронной системы значительно уменьшается и может быть соизмерима с решеточной. Поскольку фононы слабее рассеиваются на примесях и дефектах, решеточная теплопроводность значительных изменений не претерпевает.

ГЛАВА 2

ПОВЕРХНОСТНЫЙ ИМПЕДАНС МЕТАЛЛОВ ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

1. ГРАНИЧНЫЕ УСЛОВИЯ И КОМПЛЕКСНАЯ ГЛУБИНА ПРОНИКНОВЕНИЯ

Поверхностный импеданс металла является одной из наиболее важных физических характеристик, которая полностью определяет амплитудные и фазовые соотношения между полями на поверхности. Исследование и практическое использование резонансных систем связано прежде всего с изучением этого параметра, поскольку такие величины, как добротность резонансной системы и ее резонансная частота, в значительной степени зависят от поверхностного импеданса. При не очень высоких частотах диэлектрическая проницаемость металлов по абсолютной величине значительно больше единицы, поэтому длина волны в них мала по сравнению с длиной волны в свободном пространстве, $\lambda \sim c/\omega\sqrt{|\epsilon|}$. Если при этом λ мала и по сравнению с радиусом кривизны поверхности (шероховатость, острые кромки), то задачу об отражении произвольных электромагнитных волн от поверхности металлов можно существенно упростить [86]. Малость λ означает, что производные компонент поля внутри металла в направлении нормали к поверхности велики по сравнению с производными в тангенциальных направлениях, и поэтому поле вблизи поверхности можно рассматривать как поле плоской волны. Поля E_T и H_T связаны в этом случае соотношением

$$E_T = Z [H_T n] \quad (2.1)$$

(вектор n — направлен внутрь металла). Поскольку E_T и H_T непрерывны на границе раздела, соотношение (2.1) должно быть справедливым вне металла у его поверхности. Поэтому его можно использовать для определения полей вне проводника в качестве граничного условия (условие Леонтовича). Оно приобретает особую важность, так как внешнюю электромагнитную задачу при этом можно решать, совершенно не рассматривая поля внутри металла.

Величина Z в общем случае комплексная, и если поверхность образца совпадает с плоскостью xy , а ось z направлена внутрь металла, то поверхностный импеданс записывается в виде (напряженность полей изменяется пропорционально $e^{i\omega t}$)

$$Z = R + iX = \frac{E_x(0)}{H_y(0)} = \frac{E_x(0)}{\int_0^{\infty} j_x(z) dz},$$

где $E_x(0)$ и $H_y(0)$ — напряженность полей на поверхности металла. Действительная часть R называется активной частью поверхностного импеданса, или поверхностным сопротивлением, а мнимая X — реактивной частью, или реактансом. Среднее по времени значение потока энергии через поверхность металла определяется вектором Умова — Пойнтинга:

$$P = \operatorname{Re} [E_T H_T^*] / 2 = R |H_T|^2 n / 2. \quad (2.2)$$

Отсюда, в частности, видно, что всегда $R > 0$.

Поверхностный импеданс наиболее просто может быть вычислен в том случае, когда справедлив закон Ома $\mathbf{j} = \sigma_H \mathbf{E}$, характеризующий локальную связь между полем и током, т. е. когда значение поля можно считать постоянным на длине свободного пробега электрона. Известно, что такое условие выполняется при сравнительно высоких температурах. В этом случае диэлектрическая проницаемость металла выражается через обычную проводимость [36], а поверхностный импеданс определяется по соотношению

$$Z_H = R_H + iX_H = \frac{(1 + i)}{\sigma_H \delta_H}, \quad (2.3)$$

где $\delta_H = \left(\frac{2}{\omega \mu_0 \sigma_H} \right)^{1/2}$. Отсюда следует, что действительная и мнимая части поверхностного импеданса в этом случае равны:

$$R_H = X_H = \frac{1}{\sigma_H \delta_H} = \left(\frac{\omega \mu_0}{2 \sigma_H} \right)^{1/2}. \quad (2.4)$$

Как известно, соотношение (2.3) описывает классический скин-эффект, при котором потери пропорциональны $f^{1/2}$, а температурная зависимость R_H и X_H определяется проводимостью σ_H , так как длина свободного пробега электронов зависит от температуры, увеличиваясь с ее понижением.

Если понижать температуру или увеличивать частоту, то можно добиться, чтобы δ_H по порядку величины была равна l_0 . В этом случае поле невозможно описать с помощью диэлектрической проницаемости на основе микроскопической теории из-за его пространственной неоднородности (аномальный скин-эффект). Однако граничные условия вида (2.1) справедливы и в данном случае [86], что весьма существенно. При этом поле внутри металла у поверхности можно по-прежнему рассматривать как плоскую волну, хотя она и не описывается теперь обычными уравнениями Максвелла. Поля \mathbf{E} и \mathbf{H} в такой волне должны быть связаны линейным соотношением, а единственно возможный вид

линейного соотношения между аксиальным вектором \mathbf{H} и полярным вектором \mathbf{E} — соотношение (2.1). Поэтому коэффициент Z — единственная величина в нем (характеризующая свойства металла), которую нужно знать для решения внешней электромагнитной задачи. Очевидно, что граничные условия вида (2.1) характеризуют и сверхпроводящие металлы, независимо от того, существует локальная связь между полем и током, как, например, в лондоновских сверхпроводниках, или такой связи нет (пишардовские сверхпроводники).

При вычислении поверхностного импеданса удобно пользоваться комплексной глубиной проникновения [86, 173, 174]:

$$\delta = \delta' - i\delta'' \quad (2.5)$$

которую можно ввести, предположив, что поля в металле зависят от координаты и времени в соответствии с множителем

$$e^{i\omega t - z/\delta} \quad (2.6)$$

где координата z направлена в глубь металла. Если вектор \mathbf{E} направлен вдоль оси x , а \mathbf{H} — вдоль оси y и металл расположен в области $z > 0$, между тангенциальными составляющими полей существует следующая связь:

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} = -i\omega\mu_0 H_y \quad (2.7)$$

Интегрируя (2.7) с учетом множителя (2.6) и полагая, что поля на бесконечности обращаются в нуль, получаем

$$Z = \frac{E_x(0)}{H_y(0)} = i\omega\mu_0\delta \quad (2.8)$$

где

$$\delta = \frac{\int_0^\infty H_y dz}{H_y(0)} \quad (2.9)$$

Легко видеть, что

$$R = \omega\mu_0\delta''; \quad X = \omega\mu_0\delta' \quad (2.10)$$

С помощью (2.5), (2.6) и (2.10) можно показать, что поле в металле пропорционально множителю

$$e^{-\frac{X\omega\mu_0}{R^2+X^2} z + i\left(\omega t - \frac{R\omega\mu_0}{R^2+X^2} z\right)}$$

Величина

$$\frac{|\delta|^2}{\delta'} = \frac{(R^2 + X^2)}{X\omega\mu_0} \quad (2.11)$$

играет роль глубины проникновения поля и зависит как от действительной, так и от мнимой части поверхностного импеданса.

Показатель $-\frac{iR\omega\mu_0}{R^2+X^2} z$ определяет зависимость фазы от

координаты. При $R \ll X$ (такое соотношение справедливо для сверхпроводников) фазовая скорость может быть значительно больше, чем в нормальном металле. Заметим, что в случае классического скин-эффекта, как легко видеть из (2.4) и (2.10),

$$\delta' = \delta'' = \frac{\delta_n}{2}.$$

2. АНОМАЛЬНЫЙ СКИН-ЭФФЕКТ

Из соотношения (2.4) следует, что при уменьшении σ_n или при увеличении частоты глубина проникновения δ_n должна уменьшаться. Если по порядку величины глубина проникновения и длина свободного пробега электрона становятся соизмеримыми, для описания поверхностного сопротивления локальные соотношения становятся неприменимыми. Закон Ома в этом случае не отражает связь между высокочастотными полями и токами.

При комнатных температурах столкновения электронов происходят на расстояниях, во много раз меньших величины δ_n , а изменение амплитуды и фазы высокочастотного поля за время между столкновениями пренебрежимо мало. При понижении температуры длина свободного пробега растет, а глубина скин-слоя уменьшается. Очевидно, что при $\delta_n \sim l_0$ локальная связь между полем и током невозможна, так как скорость электронов характеризуется не только локальной величиной электромагнитного поля, но и совокупностью величин всех полей, в которых находился электрон после последнего соударения.

В работе [255] дана простая физическая интерпретация процессов, происходящих в металле при низких температурах. Электроны, которые движутся почти под прямым углом к поверхности металла при $l_0 \gg \delta_n$, только незначительную часть времени между очередными столкновениями находятся под воздействием электрического поля. Поэтому их взаимодействие с полем, а следовательно, и участие в процессах переноса слабое. Эффективными считаются такие электроны, которые движутся под малыми углами к поверхности, они могут большую часть времени между очередными столкновениями взаимодействовать с полем и активно участвовать в процессах переноса и поглощения. Число таких эффективных электронов зависит от толщины скин-слоя, которая рассчитывается на основе классической теории, если в качестве плотности электронов использовать ее эффективное значение. Если предположить, что отношение количества эффективных электронов к общему числу электронов пропорционально $\delta_{n\infty}/l_0$, то для эффективной проводимости будет справедливо соотношение

$$\sigma_{\text{эф}} = \sigma_n \frac{\delta_{n\infty}}{l_0} b, \quad (2.12)$$

где коэффициент b несколько больше единицы и связан с неэффективными электронами в скин-слое, а также с характером отраже-

ния электронов от поверхности проводника. Используя (2.12), а также соотношение для глубины проникновения в случае классического скин-эффекта, получаем

$$\delta_{H\infty}^2 = \frac{2}{\omega\mu_0\sigma_{эф}} = \delta_H^2 \frac{l_0}{\delta_{H\infty} b},$$

откуда

$$\delta_{H\infty} = \left[\left(\frac{1}{b} \right) \left(\frac{l_0}{\sigma_H} \right) \left(\frac{2}{\omega\mu_0} \right) \right]^{1/3}. \quad (2.13)$$

С помощью (2.13) и (2.4) легко вычислить значение поверхностного сопротивления в случае аномального скин-эффекта:

$$R_{H\infty} = \frac{1}{\sigma_{эф}\delta_{H\infty}} = \left(\frac{1}{b} \right)^{1/3} \left(\frac{l_0}{\sigma_H} \right)^{1/3} \left(\frac{\omega\mu_0}{2} \right)^{2/3} \quad (2.14)$$

(l_0/σ_H — постоянная величина для данного металла, зависящая от концентрации электронов и скорости Ферми).

Строгая теория аномального скин-эффекта была предложена в работе [262], в несколько упрощенном варианте — в работе [251]. Рассмотрим кратко последовательность ее разработки.

Если длина свободного пробега значительно больше глубины проникновения, для выяснения связи между полем и током необходимо учитывать поле не только в той точке, где находится электрон, но и в окрестности радиусом порядка l_0 . Как показано в работе [177], такой учет приводит к соотношению

$$\mathbf{j}(\mathbf{r}) = \frac{3\sigma_H}{4\pi l_0} \int \frac{\mathbf{r}(\mathbf{r}E) \exp(-r/l_0)}{r^4} dV, \quad (2.15)$$

где $\mathbf{j}(\mathbf{r})$ и E — соответственно плотность тока и величина поля в точке \mathbf{r} . В этом соотношении не учтен способ отражения электронов от поверхности металла. Последовательный учет проведен в работах [252, 262, 273] для изотропного и анизотропного случаев.

В изотропном случае [262] металл полностью характеризуется параметром

$$\alpha_R = 3 \left(\frac{l_0}{\delta_H} \right)^2 / 2 = 3\mu_0\omega \left(\frac{l_0}{\sigma_H} \right)^2 \sigma_H^3 / 4,$$

играющим важную роль в этой теории. При $\omega\tau_0 \ll 1$ (что справедливо для всех радиочастот и СВЧ диапазона) поверхностный импеданс определяется по соотношению

$$Z = -i \sqrt{\frac{8}{3}} A \alpha_R^{1/3} f(0)/f'(0), \quad (2.16)$$

где $A = \sqrt{6} \left(\frac{\omega\mu_0}{4l_0} \right)^{2/3} \left(\frac{m_0 v_F}{3n_0} \right)^{1/3}$ (методику вычисления функции $f(0)/f'(0)$ см. в работе [262]). При $\alpha_R \ll 1$ из (2.16) получаем выражение поверхностного импеданса в области классического скин-эффекта: $Z_H = A \alpha_R^{-1/3} (1 + i)$, откуда следует, что в случае классического скин-эффекта $\frac{A}{R_H} = \frac{A}{X_H} = \alpha_R^{1/3}$, а при $\alpha_R \gg 1$, что

соответствует аномальному скин-эффекту, существуют постоянные предельные значения A/R_{∞} и A/X_{∞} : при зеркальном отражении

$$\frac{A}{R_{\infty}} = \frac{9}{4} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \approx 2,33; \quad \frac{A}{X_{\infty}} = \frac{3\sqrt{3}\pi^{1/3}}{4\sqrt{2}} \approx 1,345;$$

при диффузном —

$$\frac{A}{R_{\infty}} = \sqrt{2}\pi^{1/3} \approx 2,071; \quad \frac{A}{X_{\infty}} = \frac{\sqrt{2}\pi^{1/3}}{\sqrt{3}} \approx 1,196.$$

И в этих случаях, очевидно, значение поверхностного импеданса записывается наиболее просто: при зеркальном отражении

$$Z_{\infty\text{З}} = \frac{8}{9} \left(\frac{\sqrt{3}}{4\pi}\right)^{1/3} \left(\frac{l_0}{\sigma}\right)^{1/3} \left(\frac{\omega\mu_0}{2}\right)^{2/3} (1 + i\sqrt{3}); \quad (2.17)$$

при диффузном —

$$Z_{\infty\text{Д}} = \left(\frac{\sqrt{3}}{4\pi}\right)^{1/3} \left(\frac{l_0}{\sigma}\right)^{1/3} \left(\frac{\omega\mu_0}{2}\right)^{2/3} (1 + i\sqrt{3}). \quad (2.18)$$

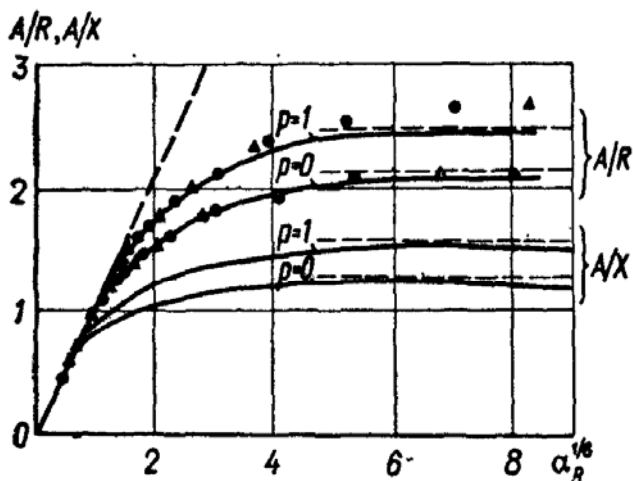


Рис. 2.1. Зависимость A/R и A/X от характеристического параметра α_R . Экспериментальные точки взяты из работы [177].

При промежуточных значениях α_R A/R_{∞} и A/X_{∞} можно определить по графикам, приведенным на рис. 2.1. Сравнивая (2.17) и (2.18) с выражением (2.14), видим, что значения для R_{∞} , получаемые из этих соотношений, совпадают, если положить $b \approx 7,3$ при диффузном отражении и $b \approx 10,3$ при зеркальном.

В работе [177] приведены простые интерполяционные формулы, которые позволяют быстро рассчитывать величины $R_{\text{н}}$ и $X_{\text{н}}$ для промежуточной об-

ласти между классическим и аномальным пределами ($\alpha_R > 1,2$). Значения $R_{\text{н}}$ и $X_{\text{н}}$, полученные по этим формулам,

$$R_{\text{н}} = R_{\infty} (1 + 1,157 \alpha_R^{-0,2757});$$

$$X_{\text{н}} = X_{\infty} (1 + 0,473 \alpha_R^{-0,2757}),$$

совпадают со значениями, найденными численными методами из уравнения (2.16), с точностью до 0,1%.

Результаты расчета поверхностного импеданса при произвольном отражении приведены в работе [187] (в виде рядов и таблиц). Экспериментальные значения поверхностного импеданса всех исследованных металлов, за исключением висмута, наиболее точно совпадают с рассчитанными при диффузном отражении.

Из сказанного выше следует, что аномальный скин-эффект

начинает проявляться при определенной температуре, при которой $l_0 \sim \delta_n$. С понижением температуры $R_n \rightarrow R_{n\infty}$. Важной характеристикой данного металла является значение температуры T_1 , при котором на данной частоте $R = R_{n\infty}$.

Металлы можно классифицировать по минимально достижимому поверхностному сопротивлению при аномальном скин-эффекте. Из соотношений (2.17) и (2.18) видно, что независимо от частоты всегда меньше сопротивление у того металла, у которого меньше отношение l_0/σ_n . Коэффициент, характеризующий выигрыш, может быть вычислен по формуле $K_R = R_n/R_{n\infty} =$

Таблица 2.1

Металл	$\left(\frac{l_0}{\sigma_n}\right),$ $10^{-16} \text{ м}^2/\text{См}$	$C,$ $10^2 \text{ с}^{-1/6}$	$R_n^{-1}, \text{ Ом}^{-1}$ ($T = 300\text{К},$ $f = 1,2\text{ГГц}$)	$R_{n\infty}^{-1}, \text{ Ом}^{-1}$ ($T < T_1, f =$ $= 1,2\text{ГГц}$)	$T_1, \text{ К}$
Алюминий	4,90	4,41	87,4	870	63
Медь	6,49	3,14	111,8	793	65
Олово	10,53	6,98	42,8	675	26
Свинец	10,64	9,39	31,7	672	14
Серебро	11,63	2,54	113,8	653	67
Золото	11,90	2,94	97,7	648	52
Кадмий	17,54	—	—	569	28

$= C b^{1/3} \omega^{1/6}$, где $C = (\sigma_n/l_0)^{1/3} (2/\mu_0)^{1/6} (1/\sigma_n)^{1/2}$ — константа. Естественно, что относительное изменение поверхностного сопротивления на данной частоте тем больше, чем больше константа C . Из табл. 2.1 видно, что минимальное значение поверхностного сопротивления при аномальном скин-эффекте у алюминия, а по относительному изменению этого параметра на первом месте находится свинец.

Значения $R_{n\infty}$, приведенные в табл. 2,1, могут быть достигнуты только в очень чистых образцах после тщательного отжига и электрохимической полировки. На практике значения K_R обычно оказываются несколько меньшими теоретических, потому что при измерениях приходится использовать образцы больших размеров, неровности поверхности у которых по сравнению с глубиной проникновения могут быть значительными. В работе [269] приведены результаты определения коэффициента K_R на частоте 3000 МГц с помощью измерения добротности объемных резонаторов. У меди $K_R^{\text{теор}} = 6,15$, в цилиндрическом резонаторе с колебаниями типа H_{011} и полированными стенками $K_R^{\text{эксп}} = 5,56$ (ошибка порядка 10%), а в коаксиальном резонаторе с колебаниями типа ТЕМ $K_R^{\text{эксп}} = 5,23$ (ошибка порядка 16%). У алюминия $K_R^{\text{теор}} = 8,42$, а в резонаторах указанных типов были достигнуты значения соответственно 7,35 и 7,05.

Величина поверхностного сопротивления R_{∞} металла зависит от состояния его поверхности. Добротность резонаторов, изготовленных с применением электрохимической полировки, при низких температурах примерно в два раза выше добротности резонаторов, у которых стенки полированы механическим способом.

3. СКИН-ЭФФЕКТ В СВЕРХПРОВОДНИКАХ

Первые измерения поверхностного сопротивления металла (олова), находящегося в сверхпроводящем состоянии, были выполнены в 1940 г. Г. Лондоном [226]. Измерения производились калориметрическим методом на частоте 1200 МГц. В последующие годы было проведено большое количество исследований поведения

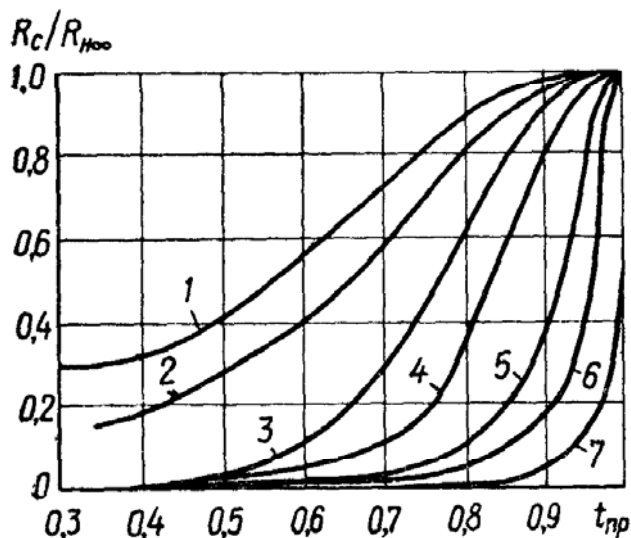


Рис. 2.2. Зависимость поверхностного сопротивления сверхпроводящего алюминия от температуры и частоты:

1, 2, 3, 4, 5, 6, 7 — $\nu = 96,3; 89,5; 76,0; 60,6; 40,8; 15,8; 1,2; h\nu = 3,91; 3,63; 3,08; 2,46; 1,66; 0,64; 0,048 kT_{кр}$ соответственно.

сверхпроводников на всех радиочастотах и в СВЧ диапазоне. Одновременно с экспериментальными величинами велись и теоретические исследования. В результате этих исследований были созданы феноменологические модели, в некоторых случаях удовлетворительно описывающие зависимость действительной и мнимой частей поверхностного импеданса от температуры и частоты, а в дальнейшем на основе микроскопической теории сверхпроводимости БКШ [164] найдены соотношения, с помощью которых при использовании определенной сравнительной методики можно достичь хорошего согласия теории с экспериментом в широком интервале приведенных температур и частот.

Зависимость поверхностного сопротивления сверхпроводников от температуры и частоты можно проиллюстрировать на примере алюминия (рис. 2.2) [170, 188]. При $\nu = 0$ $R_s = 0$. На сверхвысоких частотах, однако, при всех отличных от нуля значениях температуры поверхностное сопротивление является конечной величиной. В области частот 76,0—96,3 ГГц характер кривых резко изменяется: при экстраполяции кривых и $T = 0$ наблюдается остаточное сопротивление, которое увеличивается с ростом частоты. Известно, что в дальней инфракрасной области вообще нет различия в характере поглощения у сверхпроводников и нормальных металлов, независимо от температуры. Увеличение остаточного сопротивления на частотах выше 76 ГГц можно объяснить квантовыми эффектами, связанными с прямым возбужде-

Таблица 2.2

Металл	$T_{кр}, K$	$\frac{2\Delta(0)}{\hbar}, K$	$f_{гр}(0), ГГц$
Алюминий	1,18	4,2	~90
Индий	3,41	11,9	~250
Олово	3,73	12,9	~270
Тантал	4,48	16,1	~340
Ртуть	4,15	18,0	~380
Ванадий	5,41	18,0	~380
Свинец	7,18	30,9	~650
Ниобий	9,25	35,0	~730

нием электронов через энергетическую щель. Значение энергетической щели при $T = 0$ составляет $3,52 kT_{кр}$ [164]. Поэтому граничная частота при $T = 0$ может быть вычислена по формуле $\hbar\omega_{гр}(0) = 3,52 kT_{кр}$. Однако у алюминия это значение несколько ниже расчетного, порядка 80 ГГц, что соответствует величине щели, равной примерно $3,2 kT_{кр}$ [170].

С практической точки зрения важно знать граничные частоты $f_{гр}(0)$ и их зависимость от температуры. Значение $f_{гр}(t)$ определяется зависимостью энергетической щели от температуры; вблизи $T_{кр}$ [49] $\Delta \approx \approx 3,2kT_{кр} (1 - t_{кр})^{1/2}$. Для вычисления щели во всем интервале приведенных температур пользуются численными методами [154] ($f_{гр}(0)$ некоторых металлов приведены в табл. 2.2, данные о щели взяты из работы [49]).

Мнимая часть поверхностного импеданса сверхпроводников также зависит от температуры и частоты (рис. 2.3) [271]. Величина смещения резонансной частоты, а следовательно, и величина изменения реактанса ΔX , изменяются в зависимости от температуры. Изучение зависимости мнимой части поверхностного импеданса сверхпроводников от различных параметров представляет большой интерес. При определенных условиях этой величине может быть однозначно сопоставлен такой важный параметр, как глубина проникновения поля в сверхпроводник.

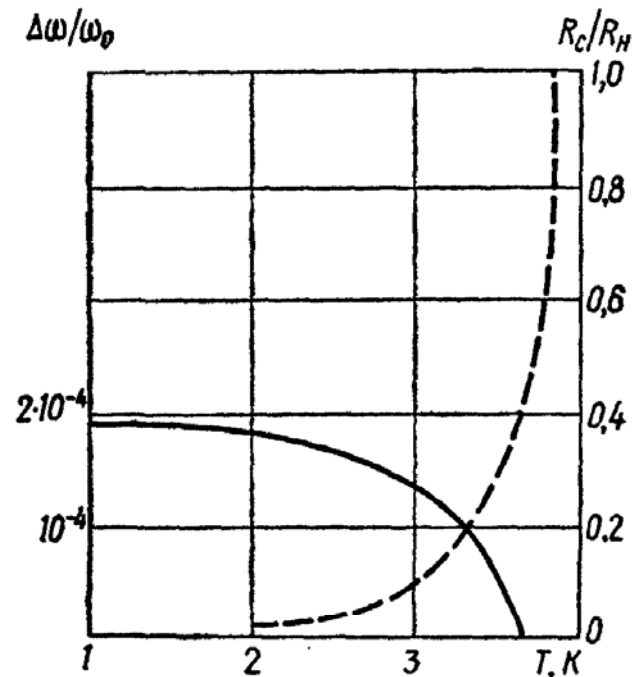


Рис. 2.3. Зависимость относительного изменения резонансной частоты (—) и поверхностного сопротивления (---) сверхпроводящего резонатора из олова от температуры ($\omega_0 = 9,2$ ГГц).

4. ПОВЕРХНОСТНЫЙ ИМПЕДАНС СВЕРХПРОВОДНИКОВ В ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКИХ МОДЕЛЯХ

Как отмечалось, до создания микроскопической теории сверхпроводимости при теоретических исследованиях поведения сверхпроводников в высокочастотных полях применялись феноменологические модели, в основу которых была положена двухжидкостная модель Гортера — Казимира [89]. При описании поверхностного импеданса с помощью двухжидкостной модели часто получаются полукачественные результаты, а в некоторых случаях невозможно объяснить те или иные особенности. Однако феноменологические модели сыграли большую роль в изучении сверхпроводников. Ими пользуются и в настоящее время, особенно для предварительных расчетов, так как они просты и наглядны. Рассмотрение и вычисление поверхностного сопротивления при помощи микроскопической теории связано со значительными трудностями, поскольку соотношения, выраженные в аналитических функциях, получены только для некоторых предельных случаев и точные значения поверхностного импеданса в промежуточных областях могут быть найдены с помощью сложных численных расчетов.

В настоящем параграфе изложены основные результаты, полученные на основе феноменологической модели, и определены рамки ее применимости.

Согласно двухжидкостной модели предполагается, что при определенной температуре ниже критической одна часть электронов находится в сверхпроводящем состоянии, а другая — в нормальном [89]. При этом относительная концентрация нормальных электронов равна $t_{\text{пр}}^4$, а электронов, находящихся в сверхпроводящем состоянии, — $1 - t_{\text{пр}}^4$. Зависимость соответствующих концентраций от температуры может быть записана в общем виде:

$$n_{\text{н}} = n_0 f_{\text{н}}(t_{\text{пр}}); \quad n_{\text{с}} = n_0 f_{\text{с}}(t_{\text{пр}}); \quad n_{\text{с}} + n_{\text{н}} = n_0. \quad (2.19)$$

Соотношения (2.19) записаны в таком виде, чтобы показать, что поверхностное сопротивление можно рассматривать не только с помощью двухжидкостной модели Гортера — Казимира. Известно, что эта модель полуэмпирическая, и поэтому рассчитывать на ее высокую точность и универсальность не приходится, хотя в некоторых случаях, например при рассмотрении глубины проникновения, получается хорошее совпадение с экспериментом. Функции $f_{\text{н}}(t_{\text{пр}})$, $f_{\text{с}}(t_{\text{пр}})$ могут быть точно вычислены с помощью микроскопической теории [16] (см. соотношения (1.37) и (1.38)). И, естественно, в этом случае можно надеяться на некоторое улучшение феноменологических моделей.

Наибольшее практическое значение при использовании сверхпроводящих резонансных систем имеет вопрос о зависимости поверхностного сопротивления сверхпроводника от различных параметров, поскольку такая важная характеристика, как доброт-

ность, однозначно связана с поверхностным сопротивлением. В опубликованных работах этот параметр наиболее подробно и исследуется. Несколько меньшее внимание уделено исследованию мнимой части поверхностного импеданса. В то же время большое количество работ посвящено глубине проникновения поля в сверхпроводники. Эти вопросы в значительной степени связаны (см. соотношение (2.11)), и в случае, представляющем наибольший интерес на практике (когда активное сопротивление сверхпроводника значительно меньше реактивного),

$$X_c \simeq \omega \mu_0 \delta_c. \quad (2.20)$$

Таким образом, между глубиной проникновения и реактивной частью поверхностного импеданса существует однозначная связь. Такая связь вполне естественна, так как реактивное сопротивление должно быть пропорционально энергии, запасенной под поверхностью. Рассматривая вопрос с энергетической точки зрения, т. е. вычисляя энергию, запасенную в скин-слое, видим, что она состоит из двух частей: магнитной U_M и кинетической U_K . Причем, когда справедливы уравнения Лондонов, $U_M = U_K = \mu_0 H^2(0) \delta_c / 4$. Действительно, в плоской задаче

$$H(z) = H(0) \exp(-z/\delta_c);$$

$$v_D(z) = \frac{1}{n_c e_0} \left| \frac{\partial H(z)}{\partial z} \right| = \frac{H(0)}{n_c e_0 \delta_c}.$$

При этом

$$U_M = \mu_0 \int_0^{\infty} H^2(0) e^{-2z/\delta_c} dz / 2 = \mu_0 H^2(0) \delta_c / 4;$$

$$U_K = \int_0^{\infty} \frac{m_0}{n_c e_0^2 \delta_c^2} e^{-2z/\delta_c} dz / 2 = \mu_0 H^2(0) \delta_c / 4.$$

Поскольку $H^2(0) = I$, а $U = LI^2/2$, кинетическая индуктивность и индуктивность, связанная с полем, одинаковы и равны $\mu_0 \delta_c / 2$, а полная индуктивность равна их сумме. Так как $X_c = \omega L$, то опять приходим к соотношению (2.20).

Результаты, полученные Г. Лондоном при одной из первых попыток вычисления и экспериментального исследования поверхностного сопротивления [226], интерпретировались на основе локальной двухжидкостной модели, т. е. считалось, что полная плотность тока состоит из двух компонент: нормальной, подчиняющейся закону Ома, и сверхпроводящей, подчиняющейся уравнениям Лондонов. В этом случае для синусоидальных полей можно записать следующие соотношения:

$$\mathbf{j}_n = f_n(t_{\text{пр}}) \sigma_n \mathbf{E}; \quad \mathbf{j}_c = \frac{\mathbf{E}}{i \omega \mu_0 \delta_L^2}; \quad \mathbf{j} = \mathbf{j}_n + \mathbf{j}_c. \quad (2.21)$$

С помощью соотношений (2.21) и уравнений Максвелла можно определить действительную и мнимую части поверхностного импеданса сверхпроводника:

$$R_c^2 = \frac{\omega^2 \mu_0 m_0}{2e_0^2} \frac{\sqrt{1 + \left(\frac{n_H}{n_c} \omega \tau_0\right)^2} - 1}{n_c \left[1 + \left(\frac{n_H}{n_c} \omega \tau_0\right)^2\right]}; \quad (2.22)$$

$$X_c^2 = \frac{\omega^2 \mu_0 m_0}{2e_0^2} \frac{\sqrt{1 + \left(\frac{n_H}{n_c} \omega \tau_0\right)^2} + 1}{n_c \left[1 + \left(\frac{n_H}{n_c} \omega \tau_0\right)^2\right]}. \quad (2.23)$$

В предельном случае, $\frac{n_H}{n_c} \omega \tau_0 \ll 1$, нетрудно найти отношение поверхностного сопротивления сверхпроводника к поверхностному сопротивлению нормального металла:

$$r = \frac{R_c}{R_H} = 2 \left[\frac{\delta_{Л}(0)}{\delta_H} \right]^3 \frac{t_{\text{пр}}^4}{(1 - t_{\text{пр}}^4)^{3/2}}. \quad (2.24)$$

Выражение (2.24) имеет такой же функциональный вид, как и эмпирическое соотношение, полученное А. Б. Пиппардом [257]:

$$r = A(\omega) f(t_{\text{пр}}) + r_0, \quad (2.25)$$

где $f(t_{\text{пр}}) = \frac{t_{\text{пр}}^4 (1 - t_{\text{пр}}^2)}{1 - t_{\text{пр}}^4}$; $A(\omega) \sim \omega^{3/2}$ — некоторая функция частоты, а r_0 — остаточное сопротивление.

Частотная зависимость в (2.24) входит через δ_H . Очевидно, $r \sim \omega^{3/2}$, что совпадает с частотной зависимостью, следующей из (2.25). Температурные зависимости в (2.24) и (2.25) при $t_{\text{пр}} = 0$ совпадают, а при $t_{\text{пр}} = 0,8$ значения r , полученные по (2.24), в два раза больше значений r , найденных по (2.25). Качественный ход кривых примерно одинаков.

Из соотношения (2.23) следует, что при $(n_H/n_c)\omega\tau_0 \ll 1$ (что соответствует условию $R_c \ll X_c$) $X_c = \omega\mu_0\delta_{Л}$. Как видим, это равенство совпадает с (2.20). Сравнивая соотношения (2.22), (2.23) и (1.25) с экспериментальными данными, можно сделать следующие выводы [173].

1. Зависимость глубины проникновения от температуры хорошо описывается уравнением (1.25).

2. Порядок глубины проникновения при 0 К предсказывается соотношением (1.25) удовлетворительно, однако экспериментальные значения выше теоретических.

3. Установленный экспериментально факт зависимости глубины проникновения от длины свободного пробега противоречит теории.

4. Частотная зависимость поверхностного сопротивления при относительно низких частотах описывается теорией удовлетворительно.

5. Температурная зависимость поверхностного сопротивления качественно согласуется с экспериментальной только в области средних значений приведенных температур.

6. Экспериментальная зависимость $A(\omega)$ от τ_0 носит слабовыраженный характер, характер зависимости $A(\omega)$ у разных металлов также мало отличается, что противоречит теории.

Вывод 3 можно объяснить с помощью нелокальной теории. В этом случае может быть уменьшено расхождение теоретических и экспериментальных данных (см. вывод 2).

Соотношение (2.22) получено для случая локальных связей, и оно применимо только для описания сверхпроводников II рода с малой длиной свободного пробега нормальных электронов. Все чистые сверхпроводящие металлы, за исключением ниобия, являются сверхпроводниками I рода, для них характерны нелокальные

соотношения между полем и током нормальных электронов. Поэтому при описании сверхпроводимости чистых металлов с помощью полученных соотношений возможны существенные ошибки.

Соотношение (2.22) можно улучшить, описывая ток нормальных электронов нелокальным соотношением (2.15). В этом случае

при диффузном отражении $r = \frac{\Phi(\beta)}{[f_n(t_{пр})]^{1/2}}$, где $\beta = \frac{3^3}{2^4 [f_n(t_{пр})]^{2/3}} \times \left(\frac{\delta_{эф}}{\delta_L}\right)^2$; $\delta_{эф} = \frac{2R_{н\infty}}{\omega\mu_0}$; значения $\Phi(\beta)$ приведены на рис. 2.4 [233]. При низких приведенных температурах (или низких частотах) можно пользоваться приближенным соотношением

$$r \simeq 0,873 f_n(t_{пр}) \left(\frac{\delta_L}{\delta_{эф}}\right)^4 \left(\frac{1}{2} \ln \beta + \frac{1}{6}\right). \quad (2.26)$$

Частотная зависимость r , следующая из (2.26), приблизительно соответствует $\omega^{4/3}$, что допустимо на относительно низких частотах, температурная зависимость хорошо согласуется с (2.25), т. е. в области низких приведенных температур нельзя ожидать хорошего согласия с экспериментом.

Феноменологические модели можно существенно улучшить, вычислив соотношение между количеством нормальных и

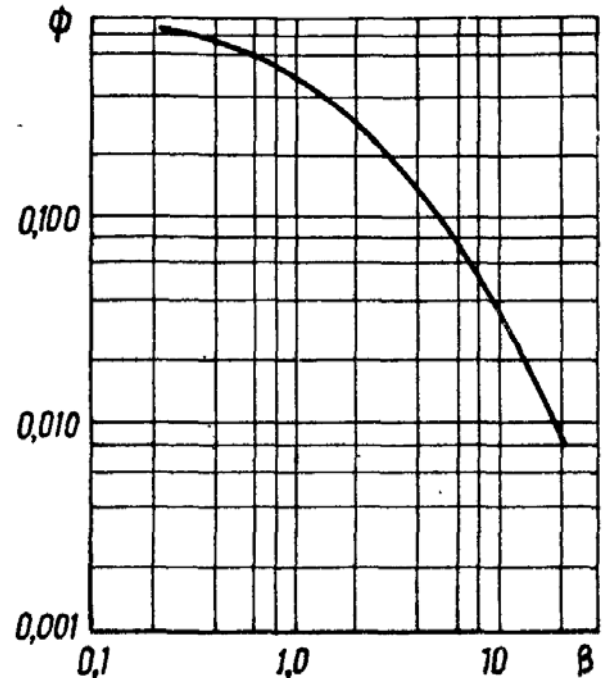


Рис. 2.4. График функции $\Phi(\beta)$.

сверхпроводящих электронов на основе модели БКШ — по формулам (1.37), (1.38). Интеграл в соотношениях (1.37) и (1.38) не берется в элементарных функциях, но может быть легко протабулирован путем численного интегрирования. При низких температурах он имеет следующее приближенное значение:

$$I = \left(\frac{2\pi\Delta}{kT} \right) e^{-\Delta/kT}. \quad (2.27)$$

Соотношением (2.27) можно пользоваться вплоть до значений приведенных температур порядка 0,5—0,7 (см. приложение I).

Для решения электродинамической задачи необходимо также знание распределения полей внутри сверхпроводника. У сверхпроводников II рода такое распределение нетрудно найти из уравнений Лондонов. У сверхпроводников I рода поля не экспоненциальные и не могут быть записаны в такой простой форме. Однако в этом случае, не делая большой ошибки, действительные поля можно заменить экспоненциальными, введя некоторую эффективную глубину проникновения так, чтобы она была связана соотношением (2.20) с реально измеряемым значением мнимой части поверхностного импеданса:

$$\delta_{с.эф} = \frac{X_c}{\omega\mu_0}. \quad (2.28)$$

Очевидно, что у сверхпроводников II рода $\delta_{с.эф} = \delta_{л}$, а у сверхпроводников I рода $\delta_{с.эф} \simeq \delta_{п}$. Из соотношения (2.28) следует, что мнимая часть поверхностного импеданса зависит от температуры.

Связь между составляющими электрического и магнитного полей в сверхпроводнике может быть получена из соотношения (2.7) с учетом (2.6) и (2.28):

$$E_x = i\omega\mu_0\delta_{с.эф}H_y \quad (2.29)$$

(ось z направлена в глубь сверхпроводника). Видно, что в скин-слое существуют сдвинутые по фазе на $\pi/2$ электрическое и магнитное поля. Электрическое поле ускоряет нормальные электроны, что приводит к потерям энергии. Мгновенная мощность потерь как функция координаты z в этом случае может быть определена из соотношения $P(z, t) = j_H E_x(z, t) = \sigma_{не} E_x^2(z, t)$, где $\sigma_{не} = \sigma_H f_H(t_{пр})$. После усреднения по времени и интегрирования по глубине проникновения с учетом (2.6) и (2.28) находим среднюю мощность потерь на единичный квадрат поверхности:

$$\bar{P} = \sigma_{не}\delta_{с.эф}^2 E_0^2/4. \quad (2.30)$$

Здесь E_0 — амплитуда напряженности поля на поверхности. Подставляя (2.29) в (2.30), получаем $\bar{P} = \sigma_{не}\delta_{с.эф}^3\omega^2\mu_0^2 H_0^2/4$, откуда, учитывая (2.2), находим

$$R_c = \sigma_{не}\delta_{с.эф}^3\omega^2\mu_0^2/2. \quad (2.31)$$

Соотношение (2.31) справедливо только при локальной связи между полем и током нормальных электронов, т. е. при $l_0 \ll \delta_{с.эф}$. Однако у чистых сверхпроводников при низких температурах на СВЧ $l_0 \gg \delta_{с.эф}$. В этом случае можно ввести некоторое эффективное число нормальных электронов:

$$n_{н.эф} = n_n \frac{\delta_{с.эф}}{l_0} b = n_0 f_n(t_{пр}) \frac{\delta_{с.эф}}{l_0} b, \quad (2.32)$$

где b — коэффициент, зависящий от характера отражения электронов от границы раздела. Такой полуколичественный подход, как известно, впервые был использован А. Б. Пиппардом [255] при выводе соотношений для аномального скин-эффекта, которые впоследствии были подтверждены точной теорией. Однако, в отличие от аномального скин-эффекта, в данном случае используется значение $\delta_{с.эф}$, а не $\delta_{н\infty}$, так как электроны взаимодействуют с полем только в области $\delta_{с.эф}$. Таким образом, в данном случае коэффициент b является подгоночным параметром, который можно варьировать в тех или иных пределах для получения хорошего количественного согласия. Частотная и температурная зависимости, если выбранная модель верна, должны совпадать с данными точной теории и эксперимента. Абсолютное значение параметра b , вычисленное согласно точной теории аномального скин-эффекта, равно примерно 10,3 для зеркального отражения электронов от поверхности и 7,3 — для диффузного. По-видимому, в данном случае следует ориентироваться на такие же значения этого параметра.

Учитывая (2.32), (1.25), (1.47), а также (2.19), из соотношения (2.31) находим значения поверхностного сопротивления лондоновских и пиппардовских сверхпроводников:

$$R_c^I = \frac{b}{2} \frac{\sigma_n}{l_0} \delta_L^4(0) \omega^2 \mu_0^2 F_L(t_{пр}), \quad (2.33)$$

где $F_L(t_{пр}) = f_n(t_{пр}) [f_c(t_{пр})]^{-2}$;

$$R_c^{II} = \frac{b}{2} \frac{\sigma_n}{l_0} \delta_{II}^4(0) \omega^2 \mu_0^2 F_{II}(t_{пр}), \quad (2.34)$$

где $F_{II}(t_{пр}) = f_n(t_{пр}) [f_c(t_{пр})]^{-4/3}$; $\delta_{II}(0) = \left[\frac{\sqrt{3}}{2\pi} \xi_0 \delta_L^2(0) \right]^{1/3}$ (пиппардовская глубина проникновения при $T = 0$). Из этих соотношений следует, что поверхностное сопротивление сильно зависит от абсолютного значения глубины проникновения, и поэтому даже небольшие ошибки в определении этого параметра могут привести к существенным ошибкам в определении R_c . Однако, поскольку для расчета R_c могут быть использованы экспериментальные значения δ_c и при этом не возникает вопрос о концентрации и эффективной массе сверхпроводящих электронов, применение полученных соотношений существенно упрощается. Температурные зависимости $F_L(t_{пр})$ и $F_{II}(t_{пр})$, вычис-

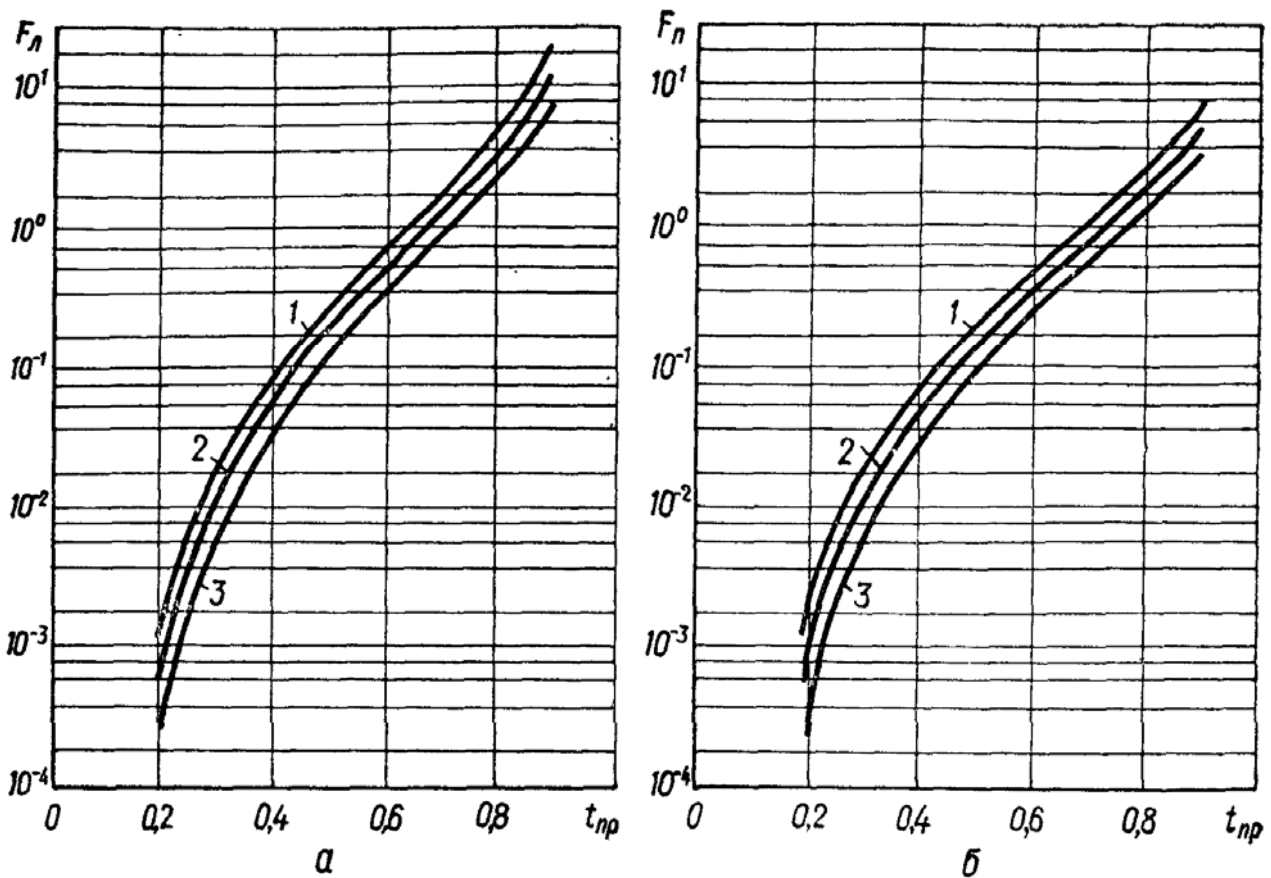


Рис. 2.5. Зависимость функций F_{I} и F_{II} от температуры:
 1 — $\Delta(0) = 1,75$; 2 — $\Delta(0) = 1,85$; 3 — $\Delta(0) = 2,09 \text{ } kT_{\text{кр}}$.

ленные с учетом соотношений (1.37) и (1.38) при трех значениях щели, показаны на рис. 2.5.

Уравнения (2.33) и (2.34) могут быть получены также из уравнений Максвелла и Лондонов. При решении плоской задачи, когда $\mathbf{j} = \mathbf{j}_\text{н} + \mathbf{j}_\text{с}$; $\mathbf{j}_\text{н} = \sigma_\text{не} \mathbf{E}$; $\mathbf{j}_\text{с} = \frac{1}{\mu_0 \delta_\text{Л}^2} \mathbf{E}$, получаем

$$R_\text{с}^2 = \frac{\omega^2 \mu_0 m_0}{2e_0} \frac{\sqrt{1 + \gamma^2} - 1}{n_\text{с}(t_\text{пр})(1 + \gamma^2)},$$

где $\gamma = \frac{n_\text{н}(t_\text{пр})}{n_\text{с}(t_\text{пр})} \omega \tau_0$, а $\tau_0 = l_0 / v_\text{F}$. Отсюда при $\gamma \gg 1$

$$R_\text{с}^2 = \frac{\omega^2 \mu_0 m_0}{2e_0^2 n_\text{н}(t_\text{пр}) \omega \tau_0}, \quad (2.35)$$

а при $\gamma \ll 1$

$$R_\text{с}^2 = \frac{\omega^2 \mu_0 m_0 \gamma^2}{4e_0^2 n_\text{с}(t_\text{пр})}. \quad (2.36)$$

Из соотношения (2.35) следует значение поверхностного сопротивления в классическом случае, т. е. когда $n_\text{н}(t_\text{пр}) = n_0$. Из уравнения (2.36) получаем уравнение (2.31) при локальной связи между полем и током и уравнения (2.33) и (2.34), если учесть соотношения (2.32) и (2.28). Условие $\gamma \ll 1$, определяющее верхнее значение частот и температур, при которых справедливы

Таблица 2.3

$t_{\text{пр}}$	$R_c^{\text{М-В}}$	$R_c^{\text{А-Г-Х}}$	R_c	$R_c^{\text{М-В}}/R_c^{\text{А-Г-Х}}$	$b = R_c^{\text{М-В}}/R_c$
0,20	$2,4656 \cdot 10^{-7}$	$0,4354 \cdot 10^{-7}$	$0,1767 \cdot 10^{-7}$	5,66	13,8
0,30	$4,4073 \cdot 10^{-6}$	$0,7399 \cdot 10^{-6}$	$0,3203 \cdot 10^{-6}$	5,58	13,7
0,40	$1,8842 \cdot 10^{-5}$	$0,3358 \cdot 10^{-5}$	$0,1493 \cdot 10^{-5}$	5,60	12,5
0,454	$3,2862 \cdot 10^{-5}$	$0,5765 \cdot 10^{-5}$	$0,2825 \cdot 10^{-5}$	5,70	11,6
0,60	$1,0156 \cdot 10^{-4}$	$0,1676 \cdot 10^{-4}$	$0,9055 \cdot 10^{-5}$	6,06	11,2
0,70	$1,9912 \cdot 10^{-4}$	$0,3049 \cdot 10^{-4}$	$0,1896 \cdot 10^{-4}$	6,53	10,5
0,80	$4,0670 \cdot 10^{-4}$	$0,5363 \cdot 10^{-4}$	$0,4229 \cdot 10^{-4}$	7,50	9,6

Примечание: $f = 11,2$ ГГц; $\Delta(0) = 1,85$ кТ_{кр}; $v_F = 2,9 \cdot 10^8$ м/с; $l_0 = 10^{-6}$ м; $\delta_c = 4,7 \cdot 10^{-8}$ м; $b_{\text{ср}} = 11,7$.

уравнения (2.33) и (2.34), выполняется на всех радиочастотах и в СВЧ диапазоне во всем температурном интервале вплоть до $t_{\text{пр}} \sim 0,8-0,9$.

Для сравнения приближенных результатов с точными, полученными согласно микроскопической теории, воспользуемся данными работ [4,230]. В табл. 2.3 и 2.4. приведены значения поверхностного сопротивления соответственно ниобия и свинца, вычисленные согласно теории Маттиса — Бардина ($R_c^{\text{М-В}}$) [230] и теории Абрикосова — Горькова — Халатникова ($R_c^{\text{А-Г-Х}}$) [4], и значения R_c , вычисленные по соотношениям (2.33) и (2.34), а также их отношения. Значения $R_c^{\text{А-Г-Х}}$ вычислены в пиппардовском пределе. Видно, что значения $R_c^{\text{М-В}}$ и R_c хорошо согласуются при $b \sim 10$. У ниобия среднее значение этого коэффициента составляет 11,7, а у свинца — 10,1. Отклонение величины поверхностного сопротивления на краях температурного интервала от значений $R_c^{\text{М-В}}$ при указанных значениях коэффициента b

Таблица 2.4

$t_{\text{пр}}$	$R_c^{\text{М-В}}$	$R_c^{\text{А-Г-Х}}$	R_c	$R_c^{\text{М-В}}/R_c^{\text{А-Г-Х}}$	$b = R_c^{\text{М-В}}/R_c$
0,2	$6,5301 \cdot 10^{-8}$	$1,5070 \cdot 10^{-8}$	$0,5326 \cdot 10^{-8}$	4,33	12,2
0,3	$1,6464 \cdot 10^{-6}$	$3,9248 \cdot 10^{-7}$	$0,1369 \cdot 10^{-7}$	4,20	12,0
0,4	$8,2859 \cdot 10^{-6}$	$2,0136 \cdot 10^{-6}$	$0,7184 \cdot 10^{-6}$	4,12	11,5
0,5	$2,3280 \cdot 10^{-5}$	$0,5688 \cdot 10^{-5}$	$0,2148 \cdot 10^{-5}$	4,09	10,8
0,6	$5,1272 \cdot 10^{-5}$	$1,2479 \cdot 10^{-5}$	$0,5038 \cdot 10^{-5}$	4,11	10,2
0,7	$1,0415 \cdot 10^{-4}$	$0,2461 \cdot 10^{-4}$	$0,0552 \cdot 10^{-4}$	4,23	8,3

Примечание: $f = 11,2$ ГГц; $\Delta(0) = 2,05$ кТ_{кр}; $v_F = 6,0 \cdot 10^8$ м/с; $\delta_{\text{Л}}(0) = 3,08 \times 10^{-8}$ м; $l_0 = 7,1 \cdot 10^{-7}$ м; $\delta_c = 4,4 \cdot 10^{-8}$ м; $b_{\text{ср}} = 10,1$.

составляет в обоих случаях не более 15%. Таким образом, полученная температурная зависимость хорошо согласуется с данными точной теории. Частотная зависимость $R_c \sim \omega^2$ также хорошо согласуется с результатами микроскопической теории, при $\hbar\omega \ll kT_{кр} \ll \Delta$ она очень близка к ω^2 [204].

Для сравнения с экспериментом можно воспользоваться формулой [292]

$$R_{c, \text{эксп}} = AR_{c, \text{теор}} + R_{c, \text{ост}}, \quad (2.37)$$

где A — некоторый подгоночный коэффициент.

В качестве свободного параметра в формулу (2.37) входит также энергетическая щель $\Delta(0)$. Необходимость применения

этого соотношения связана с тем, что значение поверхностного сопротивления, вычисленное согласно микроскопической теории при $\Delta(0) = 3,52 kT_{кр}$, не совпадает с экспериментальными значениями. Варьируя три свободных параметра: A , $R_{c, \text{ост}}$ и $\Delta(0)$,

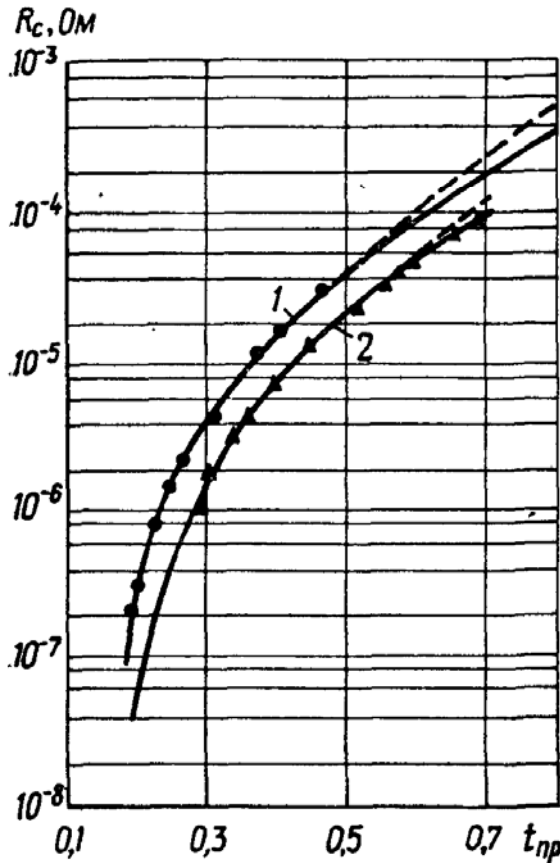


Рис. 2.6. Зависимость поверхностного сопротивления ниобия (1) и свинца (2) от приведенной температуры:

— — значения, вычисленные согласно теории Маттиса — Бардина [289, 292];
 — — — значения, вычисленные по формуле (2.51) при $b = 11,7; 10,1$ соответственно для ниобия и свинца; Δ, \bullet — экспериментальные данные соответственно по свинцу [289] и ниобию [292]; 1 — $f = 11,2$ ГГц, $v_F = 2,9 \times 10^5$ м/с; $l_0 = 10^{-6}$ м, $\Delta(0) = 1,85 kT_{кр}$, $T_{кр} = 9,25$ К; 2 — $f = 11,2$ ГГц, $v_F = 60 \times 10^5$ м/с; $l_0 = 7,1 \cdot 10^{-7}$ м; $\Delta(0) = 2,09 kT_{кр}$, $T_{кр} = 7,19$ К.

можно добиться хорошего согласия с экспериментом. Однако при использовании соотношений (2.33) и (2.34) нет необходимости вводить в уравнение (2.37) дополнительный подгоночный параметр A , так как в эти соотношения входит подгоночный коэффициент b .

На рис. 2.6 приведены экспериментальные данные, полученные в работах [232, 289, 292], результаты, вычисленные согласно теории Маттиса — Бардина и по соотношению (2.34). Видно, что во всей области температур экспериментальные и теоретические результаты хорошо согласуются. Между результатами точной теории и R_c , вычисленным по формуле (2.34), также наблюдается хорошее согласие, при $t_{пр} < 0,6$ они практически совпадают. При более высоких температурах по соотношению (2.34) получаются завышенные значения R_c , однако до $t_{пр} \sim 0,8$ ошибка не превышает 11%, что вполне приемлемо для практического использования соотношения (2.34).

5. ПОВЕРХНОСТНЫЙ ИМПЕДАНС СВЕРХПРОВОДНИКОВ В МИКРОСКОПИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ

Основываясь на микроскопической теории сверхпроводимости, А. А. Абрикосов, Л. П. Горьков и И. М. Халатников [4] и независимо от них Д. Маттис и Дж. Бардин [230] построили общую теорию аномального скин-эффекта в сверхпроводниках и нормальных металлах. Расчеты показывают, что в переменном поле характер связи между током и векторным потенциалом существенно зависит от частоты. При температурах, отличных от нуля, или при достаточно высокой частоте в уравнении для Фурье-компоненты тока появляются мнимые составляющие, соответствующие поглощению энергии в сверхпроводнике.

Связь между Фурье-компонентой тока $\mathbf{j}(\mathbf{q}, \omega)$ и векторным потенциалом $\mathbf{A}(\mathbf{q}, \omega)$ имеет вид [238]

$$\mathbf{j}(\mathbf{q}, \omega) = -K(q, \omega) \mathbf{A}(\mathbf{q}, \omega) / \mu_0, \quad (2.38)$$

где \mathbf{q} — волновой вектор, а ядро $K(q, \omega)$ выражается сложным двойным интегралом (см. приложение II [289]). Используя соотношение (2.38), можно определить поверхностный импеданс при диффузном и зеркальном отражении электронов от поверхности. При диффузном отражении, представляющем наибольший практический интерес, поверхностный импеданс определяется по формуле [238]

$$Z_c = -i\omega\mu_0\pi \left\{ \int_0^\infty \ln [1 + K(q, \omega)/q^2] dq \right\}^{-1}. \quad (2.39)$$

В общем случае после соответствующих преобразований выражения (2.39) (см. приложение II) значение поверхностного импеданса может быть найдено численными методами.

Формула (2.39) несколько упрощается в пипардовском пределе ($l_0, \xi_0 \rightarrow \infty$). Отношение поверхностного сопротивления сверхпроводника к поверхностному сопротивлению при аномальном скин-эффекте записывается через комплексные проводимости [238]:

$$\frac{Z_{c\infty}}{Z_{H\infty}} = \left(\frac{\sigma_1}{\sigma_N} - i \frac{\sigma_2}{\sigma_N} \right)^{-1/3}, \quad (2.40)$$

где $Z_{c\infty} = R_{c\infty} + iX_{c\infty}$; σ_1/σ_N и σ_2/σ_N — интегралы,

$$\begin{aligned} \frac{\sigma_1}{\sigma_N} = & \frac{2}{\hbar\omega} \int_{\Delta}^{\infty} [f(u) - f(u + \hbar\omega)] g(u) du + \\ & + \frac{1}{\hbar\omega} \int_{\Delta - \hbar\omega}^{-\Delta} [1 - 2f(u + \hbar\omega)] g(u) du; \end{aligned} \quad (2.41)$$

$$\frac{\sigma_2}{\sigma_N} = \frac{1}{\hbar\omega} \int_{\Delta - \hbar\omega, -\Delta}^{\Delta} \frac{[1 - 2f(u + \hbar\omega)] [u^2 + \Delta^2 + \hbar\omega u] du}{(\Delta^2 - u^2)^{1/2} [(u + \hbar\omega)^2 - \Delta^2]} \quad (2.42)$$

(обозначения $f(u)$ и $g(u)$ см. в приложении II). Второй член в уравнении (2.41) появляется только при $\hbar\omega > 2\Delta(0)$. Нижним пределом интеграла в уравнении (2.42) является $-\Delta$ вместо Δ — $-\hbar\omega$. Значения σ_1/σ_N и σ_2/σ_N для широкой области температур и частот вычислены П. Б. Миллером [238] (см. приложение III).

В работе [238] приведены также точные значения поверхностного импеданса алюминия и олова. Вычисленные значения существенно отличаются от пиппардовского предела (2.40) даже у алюминия, у которого длина когерентности значительно больше глубины проникновения.

Расхождение в значениях мнимых

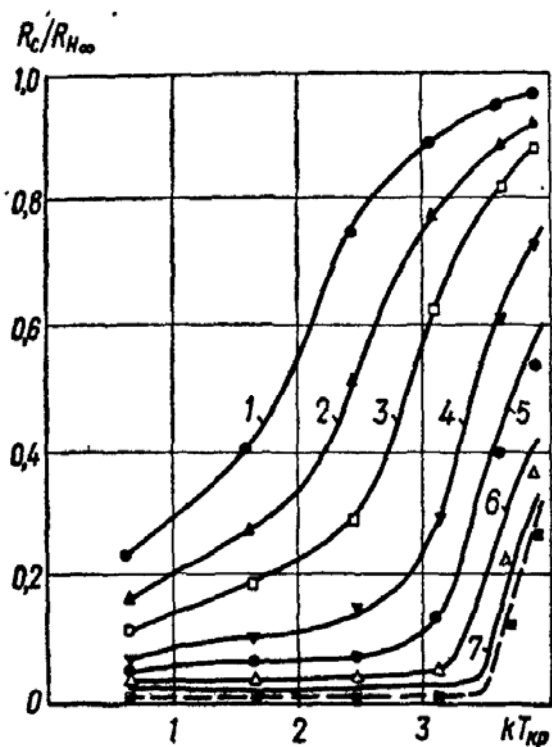


Рис. 2.7. Зависимость приведенного поверхностного сопротивления алюминия от $\hbar\omega/kT_{кр}$ при различных значениях $t_{пр}$ [170]:

1, 2, 3, 4, 5, 6, 7 — соответственно $t_{пр} = 0,09; 0,85; 0,8; 0,7; 0,6; 0,5$; — — — вычисления П. Б. Миллера [238], $\Delta, \nabla, \blacktriangle, \bullet, \square, \blacksquare$ — теоретические данные.

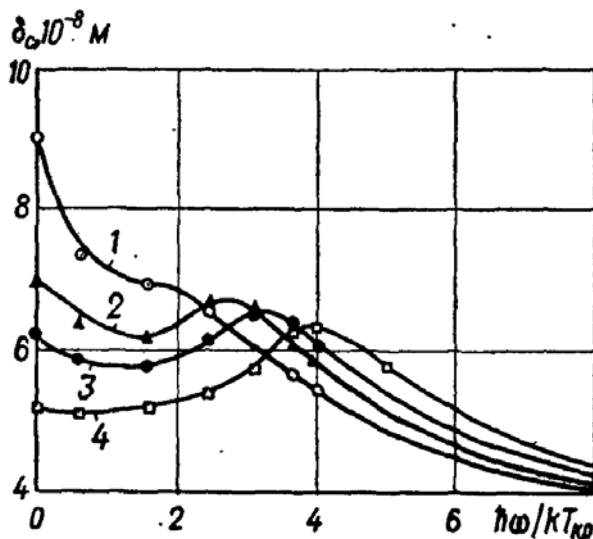


Рис. 2.8. Зависимость мнимой части поверхностного импеданса алюминия от $\hbar\omega/kT_{кр}$, выраженная через глубину проникновения $\delta_c = X_c/\omega\mu_0$:

1, 2, 3, 4 — $t_{пр}$ равна соответственно 0,09; 0,5; 0,6; 0,8; — — — экспериментальные [170], $\circ, \triangle, \bullet, \square$ — теоретические [238] данные.

частей импеданса меньше. На рис. 2.7 и 2.8 приведены экспериментальные результаты [170] и результаты вычислений П. Б. Миллера. Видно хорошее согласие теории с экспериментом. В расчетах лишь несколько уменьшена величина энергетической щели: $3,37$ вместо $3,52kT_{кр}$. Изломы на кривых, характеризующих изменения поверхностного импеданса в зависимости от энергии фотонов, соответствуют точкам, в которых энергия фотона становится больше ширины щели при данной температуре, т. е. на основе высокочастотных экспериментов можно оценить ширину щели и ее температурную зависимость. Если экспериментальные значения существенно отличаются от теоретических, то при рассмотрении электромагнитных свойств следует пользоваться эмпирической функцией $\Delta(T)$.

Подробные вычисления поверхностного сопротивления свинца, олова и ниобия по формулам (2.39), (2.40) выполнены в работах

[289, 292]. Показано, что для всех трех металлов может быть достигнуто очень хорошее согласие теории с экспериментом, если сравнение экспериментальных и теоретических данных о поверхностном сопротивлении производить в соответствии с соотношением (2.37), в этом случае значение щели, при котором получается хорошее согласие с экспериментом, несколько отличается от значения $3,52 kT_{кр}$. Значения мнимой части поверхностного импеданса хорошо согласуются, если принять $\Delta X_{с.эксп} + B = AX_{с.теор}$, где A и B — постоянные коэффициенты.

На рис. 2.9 и 2.10 приведены экспериментальные и теоретические данные о поверхностном

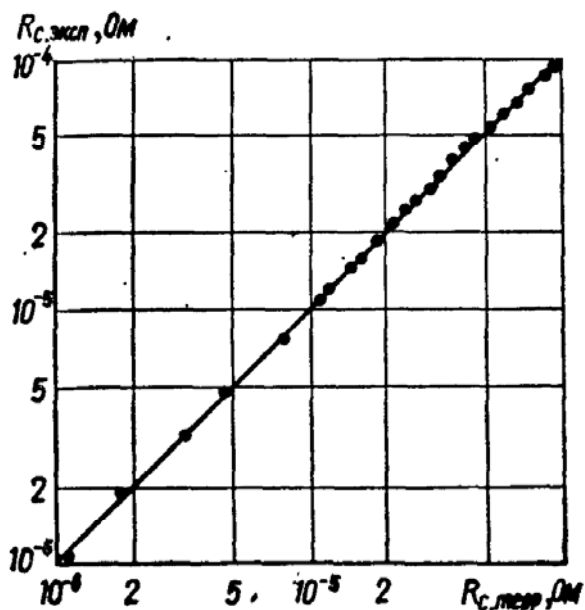


Рис. 2.9. Экспериментальные (•) и теоретические (—) данные о поверхностном сопротивлении свинца на частоте 11,2 ГГц [289].

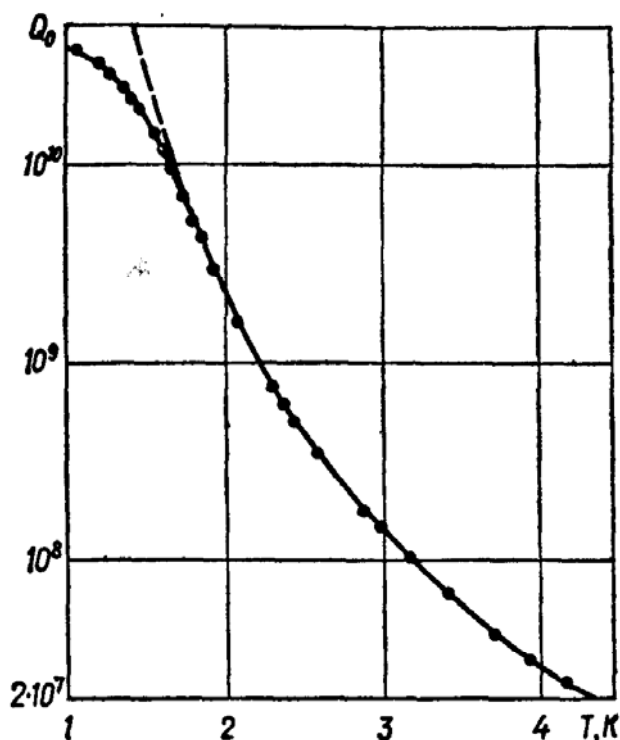


Рис. 2.10. Зависимость собственной добротности ниобиевого резонатора от температуры:

— — — теоретические, • — экспериментальные значения; — — — значения, вычисленные на основе теории Маттиса — Бардина без учета остаточных потерь.

сопротивления соответственно свинца и ниобия. Теоретическая

кривая на рис. 2.10 соответствует расчету по формулам (2.39) и (2.37) ($A = 0,97 \pm 0,02$; $R_{ост} = (1,94 \pm 0,12) \cdot 10^{-8}$ Ом).

Значения действительной и мнимой частей поверхностного импеданса олова, свинца и ниобия на частоте 11,2 ГГц, вычисленные по формуле (2.39), приведены в приложении IV [289, 292] (эти данные относятся к чистым металлам, у которых длина свободного пробега значительно больше глубины проникновения). Ими можно пользоваться при расчете соответствующих величин и на других радиочастотах и в СВЧ диапазоне, так как $R_c \sim \omega^2$.

Сравнение экспериментальных и расчетных данных, полученных на основе микроскопической теории для олова, индия, свинца и ниобия, проведено также в работах [204, 235]. Показано, что хорошее совпадение с экспериментом может быть достигнуто,

если при вычислениях несколько изменить величины δ_l и ξ_0 , значения щели при этом могут отклоняться от величины $3,52 kT_{кр}$. Исследована зависимость поверхностного сопротивления от длины свободного пробега. При уменьшении длины свободного пробега

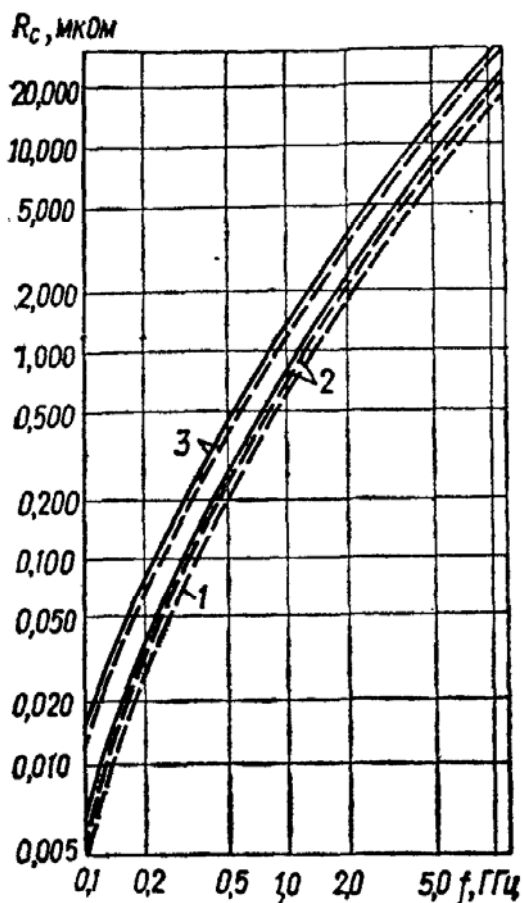


Рис. 2.11. Зависимость поверхностного сопротивления ниобия от частоты при зеркальном (—) и диффузном (— — —) отражении электронов от поверхности:

1 — $l_0 = 5 \cdot 10^{-2}$; 2 — $l = 10^{-1}$;
3 — $l = 10$ мкм.

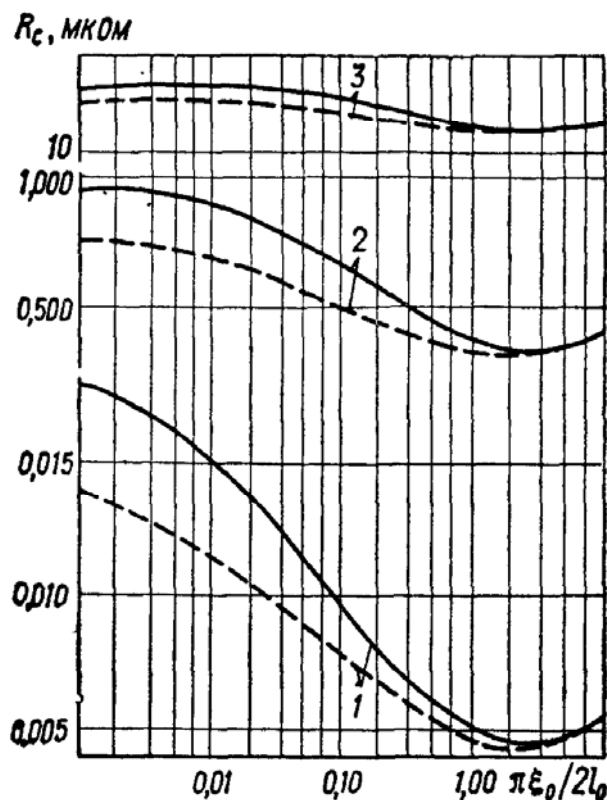


Рис. 2.12. Зависимость поверхностного сопротивления ниобия от длины свободного пробега электронов при зеркальном (—) и диффузном (— — —) отражении электронов от поверхности:

1 — $f = 0,1$; 2 — $f = 1,0$;
3 — $f = 10$ ГГц.

поверхностное сопротивление падает (рис. 2.11). Однако такое уменьшение возможно только до определенного предела, когда ξ_0 и l_0 становятся соизмеримыми, при дальнейшем уменьшении поверхностное сопротивление увеличивается (рис. 2.12).

В теории поверхностного импеданса сверхпроводников, развитой А. А. Абрикосовым, Л. П. Горьковым и И. М. Халатниковым [4] на основе микроскопической теории, получены расчетные формулы для вычисления поверхностного импеданса, а также глубины проникновения переменных полей в пиппардовском пределе при различных соотношениях Δ , $\hbar\omega$ и kT . При диффузном отражении электронов от поверхности глубина проникновения определяется по формуле

$$\delta_c = \frac{\text{Re} \int_0^{\infty} H dz}{H(0)} = \frac{\text{Re} A(0)}{H(0)} = \frac{\sqrt{3}}{2} \left[\frac{4m_0 \hbar v_F}{3\mu_0 e_0^2 n_0 \Delta} \right]^{1/2} \text{Re} [\theta(\omega)]^{-1/3}, \quad (2.43)$$

а поверхностный импеданс (предполагается, что поля пропорциональны $e^{-i\omega t}$) — по формуле

$$Z_c = -\frac{i\sqrt{3}\omega\mu_0}{2} \left[\frac{4m_0\hbar v_F}{3\mu_0 e_0^2 n_0 \Delta \theta(\omega)} \right]^{1/3} = -2R_{H\infty} i \left[\frac{\pi\hbar\omega}{\Delta \theta(\omega)} \right]^{1/3}. \quad (2.44)$$

Формулы для вычисления $\theta(\omega)$ и Z_c при различных соотношениях Δ , $\hbar\omega$ и kT приведены в приложении V [4].

В области $\hbar\omega \ll kT \ll \Delta$ (радиочастотный и СВЧ диапазоны) поверхностное сопротивление определяется по соотношению

$$R_c = R_{H\infty} \frac{2}{3} \left(\frac{2}{\pi} \right)^{1/3} \left(\frac{\hbar\omega}{2\Delta} \right)^{1/3} \times \\ \times \frac{2\Delta}{kT} \ln \frac{4kT}{1,78\hbar\omega} e^{-\Delta/kT}. \quad (2.45)$$

В работе [201] проведено сравнение экспериментальных данных по поверхностному сопротивлению свинца, полученных при измерении добротности сверхпроводящего свинцового резонатора на частоте 2,868 ГГц, с теоретическими значениями, вычисленными по формуле (2.45). Показано, что если сравнение проводить в соответствии с соотношением (2.37) при $A = 3$, $R_{c.ост} = 2,2 \cdot 10^{-9}$ Ом и $\Delta(0) = 1,97kT_{кр}$, то данные хорошо согласуются.

В работе [145] измерен поверхностный импеданс кадмия, температура сверхпроводящего перехода которого равна 0,56 К, при $\omega = 0,9kT_{кр}/\hbar$. На рис. 2.13 приведены экспериментальные значения [145] и результаты теоретических вычислений [4], проведенных в пипшардовском пределе. Видно хорошее согласие данных. Однако, как отмечается в работе [145], на малых частотах наблюдается существенное расхождение эксперимента с теорией вблизи критической температуры.

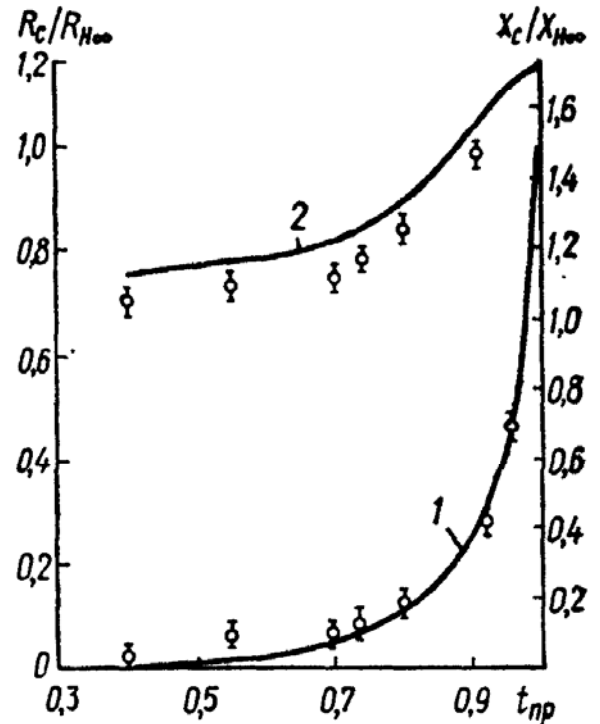


Рис. 2.13. Зависимость приведенного поверхностного сопротивления (1) и мнимой части поверхностного импеданса (2) кадмия от приведенной температуры: \circ — экспериментальные, — — теоретические значения.

6. ОСТАТОЧНЫЕ ПОТЕРИ В СВЕРХПРОВОДНИКАХ

При достаточно низких приведенных температурах экспериментальная зависимость поверхностного сопротивления от температуры начинает отклоняться от теоретической, а при $t_{пр} \rightarrow 0$ $R_{c.ост}$ достигает асимптотического значения. Это всегда следует учитывать при сравнении теоретических и экспериментальных

данных. Остаточное сопротивление является основным препятствием на пути дальнейшего уменьшения поверхностного сопротивления и, следовательно, на пути дальнейшего улучшения параметров устройств, в которых необходимо свести потери к минимуму. Факт существования такого сопротивления отмечался еще в ранних работах по исследованию поверхностного сопротивления сверхпроводников [233, 257], но механизм возникновения его не был объяснен. Он недостаточно изучен и теперь, однако

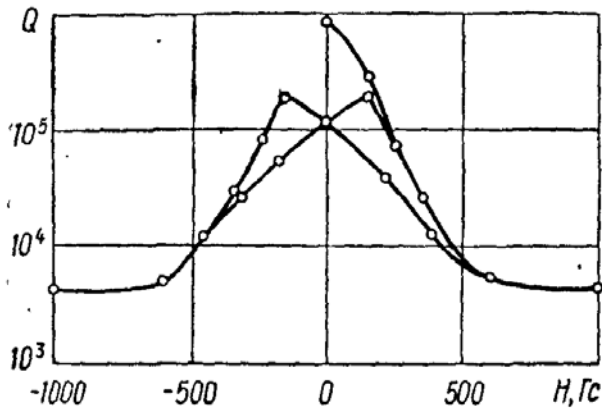


Рис. 2.14. Зависимость добротности резонансного контура (покрытие свинцовое) с сосредоточенными параметрами от напряженности постоянного магнитного поля ($f_0 = 30$ МГц, $T = 4,2$ К).

существует ряд предположений, удовлетворительно описывающих экспериментальные данные. Установлено, что у поверхностей с меньшими шероховатостями и не загрязненных химически активными молекулами остаточное сопротивление меньше. На величину остаточных потерь также влияет постоянное внешнее магнитное поле, в котором нормальный металл переходит в сверхпроводящее состояние. Выяснение природы остаточного сопротивления и разработка теоретических моделей на ранних этапах изучения этого вопроса были затруднены расхождением экспериментальных результатов по номинально эквивалентным образцам. Результаты последующих экспериментальных работ, в которых остаточные потери были существенно снижены, согласуются достаточно хорошо. Из них следует, что у резонаторов с высокой добротностью остаточное сопротивление $R_{с.ост}$ не зависит от температуры и напряженности магнитного поля, оно пропорционально ω^2 и существует даже при очень малых значениях напряженности магнитного поля на поверхности сверхпроводника [191, 201, 283, 292].

Естественно, что зависимость остаточных потерь от напряженности магнитного поля, в котором нормальный металл переходит в сверхпроводящее состояние, как показано в работах [198, 248, 293], дает основание предполагать, что остаточное сопротивление связано с захваченным магнитным потоком. Однако в этих работах теоретически не обоснована зависимость $R_{с.ост} \sim \sim \omega^2$. Напротив, предполагаются другие виды частотной зависимости: она должна соответствовать частотной зависимости у нормальных металлов [293]; достигать порядка $\omega^{2/3}$, как и при аномальном скин-эффекте в нормальных металлах, если предположить существование нормальных областей, связанных с захваченным магнитным потоком [248]. Вопрос о влиянии захваченного магнитного потока на остаточные потери рассмотрен также в работе [261], в которой показано, что наличие небольшой нормальной области в пределах сверхпроводящей поверхности приводит к

зависимости вида $R_{c,ост} \sim \omega^2$, при этом $R_{c,ост}$ не зависит от температуры. Предполагается, что радиус нормальной области — порядка глубины проникновения и она расположена параллельно поверхности в скин-слое. Тангенциальная составляющая электрического поля при переходе через границу раздела сверхпроводник — нормальный металл остается непрерывной. Используя уравнение (1.35), а также уравнение распределения для нормального металла $\nabla^2 E = i\omega\mu_0\sigma_n E$ (σ_n соответствует $\sigma_{эф}$ при аномальном скин-эффекте), получаем $R_{c,ост} \sim \omega^2$. К такой же зависимости приводит рассмотрение механизма потерь, связанного с токами, индуцированными в нормальных областях переменным магнитным полем. В работе [261] проанализированы также возможности возникновения остаточных потерь за счет движения под действием переменных полей флюксоидов, однако автор приходит к выводу, что наиболее вероятным источником остаточных потерь являются небольшие (с радиусом порядка глубины проникновения) неподвижные участки с нормальной проводимостью.

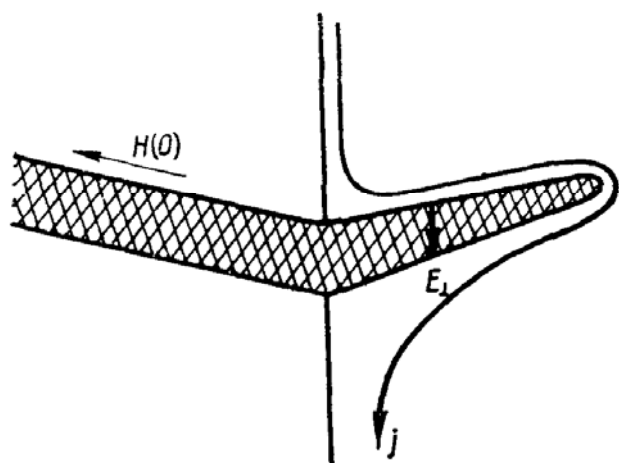


Рис. 2.16. Возникновение остаточных потерь при наличии трещин на поверхности сверхпроводника.

Замороженные потоки и связанные с ними нормальные области могут существенно влиять на остаточные потери. В работе [208] исследовалась зависимость добротности резонансного контура на частоте 30 МГц от внешнего магнитного поля. Как видно из рис. 2.14, изменение напряженности внешнего магнитного поля в пределах $\pm H_{ср}$ приводит к необратимому изменению добротности резонатора, причем наблюдается сильный гистерезис.

Однако, по-видимому, замороженные магнитные поля — не единственный источник остаточных потерь: с этой точки зрения нельзя объяснить такой факт, как зависимость остаточного сопротивления от типа колебаний [208, 219]. В работах [205, 245] предполагается другой механизм возникновения остаточных

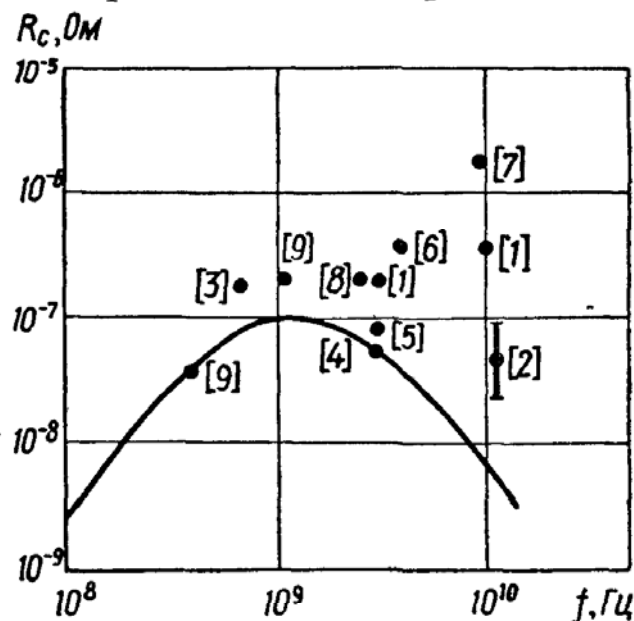


Рис. 2.15. Частотная зависимость остаточного поверхностного сопротивления при $T = 0$, обусловленная генерацией фононов в свинце (точки с цифрами в квадратных скобках — экспериментальные значения, взятые из источников, указанных в работе [245]).

Однако, по-видимому, замороженные магнитные поля — не единственный источник остаточных потерь: с этой точки зрения нельзя объяснить такой факт, как зависимость остаточного сопротивления от типа колебаний [208, 219]. В работах [205, 245] предполагается другой механизм возникновения остаточных

потерь, основанный на том, что электромагнитные поля возбуждают акустические волны и это приводит к поглощению высокочастотной энергии. Действительно, электрические поля, существующие в области скин-слоя (см. соотношение (2.29)), воздействуют не только на электроны, но и на ионы металла, возбуждая их колебательные движения. В обычных металлах энергия, затрачиваемая на возбуждение фононов, значительно меньше омических потерь [157] и поэтому обычно не учитывается. С помощью рассматриваемого механизма потерь в принципе можно объяснить увеличение остаточных потерь некачественных поверхностей. В работе [245] исследовались акустические волны, возникающие при взаимодействии ионов с тангенциальной составляющей электрического поля. Результаты вычислений представлены на рис. 2.15. Видно, что поверхностное сопротивление достигает плавного максимума в области частот порядка 1 ГГц, уменьшаясь в обе стороны от этого значения.

Вопрос генерирования фононов продольной и поперечной составляющими электрического поля обсуждается в работе [205]. Генерирование фононов продольной составляющей приводит к зависимости $R_{с.ост}^{\parallel} \sim \omega^2$, поперечной — к $R_{с.ост}^{\perp} \sim \omega^0$, причем на частоте порядка 10 ГГц $R_{с.ост}^{\parallel} \sim 10^{-10}$ Ом, а $R_{с.ост}^{\perp} \sim 10^{-7}$ Ом. Этим может быть объяснено различие в остаточных потерях у разных видов колебаний.

Величина остаточных потерь зависит от качества поверхности сверхпроводника [205]. Реальная поверхность имеет микроскопические трещины на границах зерен, деформационные трещины, возникающие за счет разных коэффициентов расширения подложки и слоя покрытия, неровности, появляющиеся при обработке и полировке, конструктивные стыки. Шероховатая поверхность гораздо больше окисляется и адсорбирует влагу, поэтому в трещинах могут образовываться окислы металлов и другие соединения. Если щель или трещина расположена поперек высокочастотных токов, то возникает поперечная составляющая электрического поля (рис. 2.16), а следовательно, появляются и токи смещения. В этом месте происходит активное генерирование фононов. Зависимость остаточных потерь в такой модели пропорциональна ω^2 .

В сильных переменных магнитных полях сверхпроводники обладают нелинейными свойствами [23, 40], что может приводить к генерации гармоник и преобразованию частоты. Нелинейное поведение сверхпроводников проявляется также в том, что критическое значение напряженности у переменных полей обычно ниже, чем у постоянных. Большое количество исследований по этому вопросу проведено в связи с разработкой сверхпроводящих резонансных систем для ускорительной техники, подробно они рассмотрены в работе [50].

ГЛАВА 3

ИЗГОТОВЛЕНИЕ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ И ОХЛАЖДАЕМЫХ РЕЗОНАНСНЫХ СИСТЕМ

Глубокое охлаждение резонансных систем позволяет улучшить такие основные параметры их, как добротность и эталонность¹. При понижении температуры существенно изменяются электрические (электропроводность, поверхностное сопротивление, диэлектрические свойства) и механические (коэффициент линейного расширения, упругие свойства) характеристики твердых тел. Поэтому при разработке резонансных систем, обладающих оптимальными параметрами при заданной температуре, необходимо решать задачи по выбору материалов, способа их обработки, конструкции и метода охлаждения резонансной системы. Рассмотрим эти задачи, так как каждая из них имеет самостоятельное значение.

1. ТРЕБОВАНИЯ К МАТЕРИАЛАМ

Эталонные свойства резонатора, работающего при определенной температуре, характеризуются в первую очередь величиной т. к. ч., зависящей от коэффициента линейного расширения материала, из которого выполнены элементы резонансной системы. С точки зрения получения минимального т. к. ч. необходимо выбирать материал с максимальным значением характеристической температуры Θ_D . Эталонные свойства зависят также от гистерезиса, который особенно проявляется при глубоком термоциклировании, неизбежном при работе с охлаждаемыми системами. Гистерезисных явлений при термоциклировании нет только у идеального монокристалла. У поликристаллического образца

¹ Обычно с понятием эталонности связывают способность воспроизводить частоту при заданных внешних условиях. Однако, поскольку резонансная система, изготовленная механическим способом, не может служить первичным эталоном частоты, как, например, атомный переход, а используется только как вторичный эталон при соответствующей калибровке, то под ее эталонностью будем понимать способность сохранять параметры вторичного эталона под воздействием внешних дестабилизирующих факторов, возникающих во время работы с такой системой.

перепады температуры приводят к необратимым сдвигам отдельных кристаллов и перемещениям дислокаций, что в свою очередь обуславливает необратимые изменения размеров образца и его поверхности. Однако эти явления в значительно меньшей степени выражены у веществ с высокими значениями Θ_D , поэтому конструкционные элементы следует изготавливать из материалов с такими значениями Θ_D .

Добротность резонансной системы определяется омическими, а также диэлектрическими потерями в ее элементах. В случае использования охлаждаемых нормальных металлов, как следует из соотношения (2.14), поверхностное сопротивление минимально у такого металла, у которого минимально отношение l_0/σ_n . Значения $R_{n\infty}$, приведенные в табл. 2.1, например, характеризуют чистые металлы, у которых $l_0 \rightarrow \infty$. Однако на практике таких металлов не существует, поэтому возникает вопрос, какими должны быть оптимальные требования, предъявляемые к металлу по этому параметру. Очевидно, что свойства металла должны быть такими, чтобы выполнялось соотношение $l_0 \geq \delta_{n\infty}$, т. е., чем ниже рабочая частота, тем чище должен быть используемый металл. Для достижения максимальной добротности следует стремиться также к тому, чтобы токопроводящая поверхность была максимально гладкой, однородной и не имела микротрещин. При изготовлении сверхпроводящих резонансных систем для работы на низких уровнях мощности следует выбирать такие сверхпроводники, которые обеспечивают на рабочей частоте заданную добротность и необходимые эталонные качества при максимальной рабочей температуре. Последнее требование предъявляется с точки зрения выбора оптимальных параметров системы охлаждения. Так, в области радиочастот могут с успехом использоваться сверхпроводники II рода типа сплавов или интерметаллитов, например Nb_3Sn , поскольку в этом случае можно достичь такой же добротности, как и в случае чистых сверхпроводников, например свинца и ниобия, при значительно более высоких температурах.

Наиболее часто применяются для изготовления сверхпроводящих резонансных систем свинец и ниобий. Это связано с тем, что, во-первых, технология получения их в значительном количестве разработана достаточно хорошо и, во-вторых, у них высокие значения $T_{кр}$ (у свинца — 7,19, ниобия — 9,25 К) и $H_{кр}$ (у свинца — $6,4 \cdot 10^4$, ниобия — $1,54 \cdot 10^5$ А/м). Кроме того, свинец и ниобий достаточно технологичны, а также могут весьма просто, методом электролиза или вакуумного напыления, наноситься в виде тонких слоев на различные подложки, что, естественно, расширяет возможности их использования.

Сверхпроводники с высокими критическими параметрами типа сплавов и интерметаллических соединений мало используются для построения резонансных систем, так как в области СВЧ они дают гораздо худшие результаты, чем сверхпроводящие чистые металлы. Однако в области радиочастот они могут иметь существ-

венные преимущества перед чистыми металлами, поскольку рабочая температура у них может быть значительно выше.

Состояние поверхностного слоя сверхпроводников является решающим фактором при получении максимальной добротности. Так как у них поверхностное сопротивление и глубина проникновения очень малы, то любые дефекты и загрязнения поверхности приводят к существенному увеличению потерь. Поэтому разработан целый ряд технологических приемов и методов по изготовлению сверхпроводящих поверхностей необходимого качества. На практике не всегда следует стремиться к максимальным значениям добротности, а в ряде случаев желательно воспользоваться наиболее простыми технологическими приемами изготовления.

2. МЕТОДЫ ИЗГОТОВЛЕНИЯ СВИНЦОВЫХ И НИОБИЕВЫХ РЕЗОНАТОРОВ

Свинцовые резонаторы

В литературе рассматриваются в основном три метода изготовления свинцовых резонаторов: механический (вытачивание на станке, штамповка, или выдавливание) [25, 94, 136, 141, 233, 240], метод вакуумного литья [94, 100] и нанесение свинца электролитическим способом [14, 94, 179, 234, 244, 249, 250, 267, 268, 286] или вакуумным напылением [191, 244]. Все эти методы различны как по сложности, так и по достигаемым результатам.

Наиболее просто и доступно вытачивание деталей свинцового резонатора на токарном станке из массивной заготовки, которую получают путем вакуумной переплавки. Для этого может быть использована простая методика [94]. В процессе переплавки расплавленный свинец через отверстие диаметром 1 мм перетекает из верхнего тигля в нижний. Это дает возможность получить однородную отливку, так как весь окисел остается в верхнем тигле. Для того чтобы в заготовке не образовались усадочные раковины, после выплавки дно нижнего тигля охлаждается проточной водой, которая протекает через специальный резервуар, являющийся частью дна нижнего тигля. Таким образом, кристаллизация начинается снизу и быстро распространяется к верхней части расплава. Это позволяет получать однородные отливки без раковин. Брака при таком способе переплавки практически нет. Перед охлаждением дна тигля в установку напускается воздух, качество свинцовых заготовок при этом получается выше, так как свинец застывает при дополнительном давлении, создаваемом атмосферой.

Из полученной заготовки на токарном станке вытачиваются детали резонатора. В качестве смазки при обработке используется керосин. Конечная обработка поверхности осуществляется за один установ резца при минимальной его подаче. Кончик резца

при этом слегка закругляется. При токарной обработке особенно надо следить за тем, чтобы стружка из-под резца не попадала на чистовую поверхность резонатора.

Выточенный резонатор тщательно промывается в бензине, погружается на 5—10 мин в 20%-ный раствор щелочи при комнатной температуре, затем тщательно промывается в проточной воде и полируется химическим способом в растворе уксусной кислоты ледяной — 80% и перекиси водорода — 20% (проценты указаны по объему). Окончание процесса полировки определяют, периодически вынимая резонатор из раствора. На полируемой

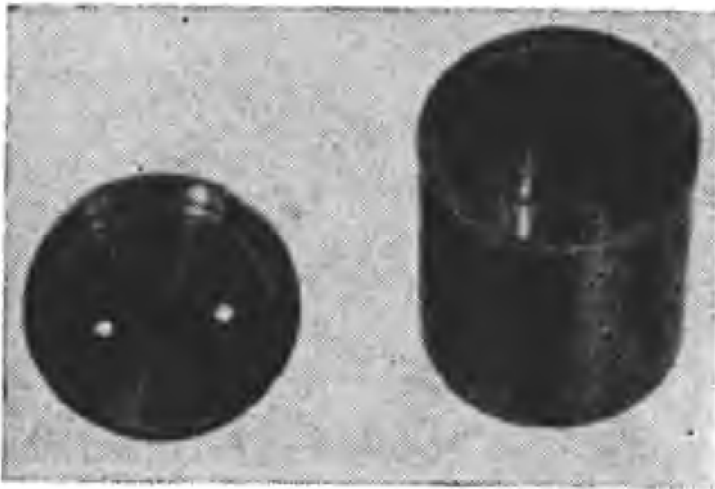


Рис. 3.1. Свинцовый резонатор, изготовленный методом токарной обработки.

поверхности не должно оставаться беловатых разводов или пятен. После окончания процесса полировки резонатор сразу помещается под струю проточной воды, в которой промывается в течение 2—3 мин. Затем следует промывка в дистиллированной воде и (обязательная конечная операция) этиловом спирте. Отполированная поверхность резонатора имеет зеркальный блеск и долгое время не тускнеет даже на воздухе. Если полировка не

удалась с первого раза, то процесс следует повторить. Резонатор, изготовленный таким методом, показан на рис. 3.1. Добротность его в 3-см диапазоне при типе колебаний H_{012} равна $5 \cdot 10^6$ при 4,2 К и $8 \cdot 10^6$ при 2 К [100]. В работе [233] описан резонатор, выточенный на станке, с добротностью $5 \cdot 10^6$ при 2 К на частоте 9,2 ГГц, а добротность подобного резонатора, описанного в работе [136], при 4,2 К на частоте 1,1 ГГц составляла $2 \cdot 10^9$.

Как видно, метод токарной обработки достаточно прост, не требует специального технологического оборудования и может с успехом применяться в тех случаях, когда нет необходимости стремиться к максимальным значениям добротности.

В некоторых случаях возникает необходимость в изготовлении резонаторов, не имеющих механических стыков. Такая конструкция удобна с точки зрения вакуумирования, а также тогда, когда при соответствующем типе колебаний нежелательно наличие стыков, пересекаемых высокочастотными токами. Для изготовления такой резонансной системы может быть применен метод вакуумного литья [94, 100]. Используется установка, применяемая для получения массивных свинцовых заготовок [100]. В верхний тигель загружается свинец, вес которого предварительно рассчитан. В нижнем тигле закрепляется дюралюминиевая форма (рис. 3.2), внешние размеры которой соответствуют внутренней

полости резонатора. Форма состоит из трех частей: трубок 1, крышки 2 и корпуса 3. Трубки ввинчиваются в крышку на резьбе. Для более быстрого вытравливания после отливки форма делается пустотелой. Наружная поверхность ее механически полируется, промывается в бензине и обезжиривается в течение нескольких минут в водном растворе едкого натрия (концентрация раствора 50 г/л) при температуре 50—60° С. После этого заготовка полируется химическим способом в растворе ортофосфорной — 75% и серной — 25% кислот (проценты указаны по весу) в течение 5—10 мин при температуре раствора 90—100° С и тщательно промывается сначала в проточной, а затем в дистиллированной воде и в этиловом спирте.

Подготовленная форма подвешивается в нижнем тигле вакуумной установки так, чтобы во время заливки ее свинцом расплавленный свинец не попадал в отверстия трубок. Процесс заливки и охлаждения протекает так же, как и при выплавке сплошных заготовок. После охлаждения свинцовая болванка погружается в раствор щелочи (концентрация 100 г/л) на несколько суток, до полного вытравливания внутренней формы. Окончание процесса вытравливания определяется по моменту полного прекращения газовыделения из отверстий наводящих трубок. Затем внутренняя полость резонатора тщательно промывается дистиллированной водой и этиловым спиртом. Добротность резонатора, изготовленного таким методом, в 3-см диапазоне при типе колебаний H_{012} составляла $7 \cdot 10^6$ при 4,2 К и $3 \cdot 10^7$ при 2 К [94, 100]. Метод вакуумного литья позволяет выполнять без стыков конструкции с достаточно сложной конфигурацией резонансной полости [94, 148] (рис. 3.3).

Детали резонатора могут быть также изготовлены горячей или холодной штамповкой, или выдавливанием [233]. Добротность изготовленного таким методом резонатора при типе колебаний H_{111} и $T = 4,2$ К на частоте 3 ГГц составляла примерно 10^6 (резонатор изготовлен из свинца с содержанием примесей не более 0,01% и для снятия напряжений отжигался).

Рассмотренные методы изготовления резонаторов просты и позволяют получать весьма высокие добротности. Однако резонаторы, выполненные целиком из свинца, имеют два существенных недостатка. Во-первых, механическая прочность их конструкций

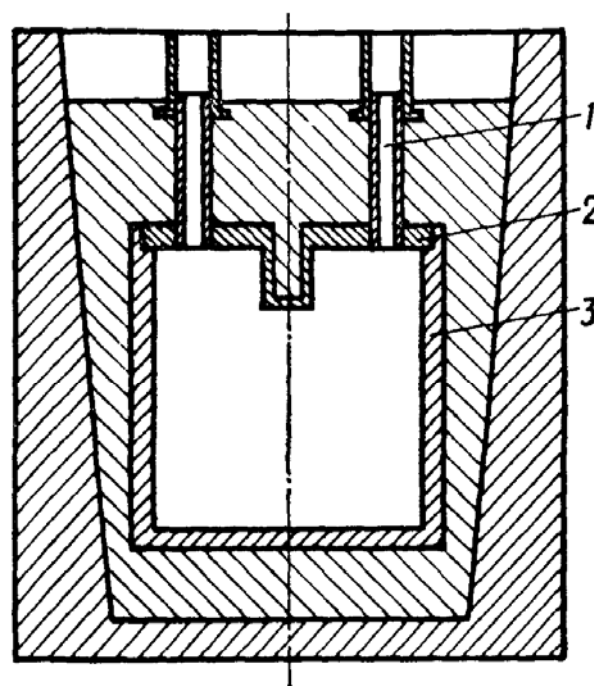


Рис. 3.2. Схема приспособления для изготовления резонатора методом литья:

1 — трубки, 2 — крышка, 3 — корпус.

невысока, и, во-вторых, они подвержены воздействию гистерезисных явлений, изменяющих резонансную частоту при эксплуатации. Большой гистерезис связан с наличием крупных кристаллов в теле заготовки, между которыми в процессе термоциклирования возникают сдвиги. Такие сдвиги можно наблюдать даже визуаль-



Рис. 3.3. Резонансные системы, изготовленные методом вакуумного литья.

но после нескольких циклов охлаждения: на отполированной блестящей поверхности резонатора появляется текстура.

Метод электролитического осаждения слоев свинца на латунную или медную подложку более перспективен, хотя для его применения требуются специальное технологическое оборудование и химикаты [62]. Медная или латунная основа таких резонаторов обеспечивает им необходимую жесткость, сохранение геометрических размеров в течение длительного времени, меньший вес. Благодаря достаточной мелкозернистости и малой толщине гистерезисные явления не наблюдаются. Добротности свинцовых резонаторов, изготовленных электролитическим методом, составляют величины порядка 10^7 — 10^{10} в 3-см диапазоне.

При использовании электролитического метода к качеству поверхности подложки предъявляются очень высокие требования. Медная или латунная заготовка, представляющая собой основу резонатора, вытачивается на токарном станке, отжигается для снятия внутренних напряжений, а затем механически полируется. Полученная деталь тщательно обезжиривается для удале-

ния остатков паст и окислов. От качества обезжиривания в большой степени зависит качество покрытия и прочность его сцепления с подложкой. Для получения чистой поверхности применяется последовательно целый ряд способов, включающих как предварительное, так и чистовое обезжиривание [156].

Сначала медная или латунная деталь промывается в бензине, затем помещается в ванну с бензином или ацетоном, где обрабатывается ультразвуком в течение 1—1,5 мин. После этого сушится в сухом воздухе и обезжиривается химическим и электрохимическим способами (иногда можно ограничиться одним из этих способов). Состав раствора и режим работы для химического обезжиривания: тринатрийфосфат — 30—35, натрий углекислый — 20—25, жидкое стекло — 5—10, смачивающее средство (ОП-7, ОП-10) — 3 г/л, температура раствора — 80° С, время обезжиривания — 10 мин. Химическое обезжиривание можно производить при воздействии ультразвука. В этом случае время уменьшается до 1,5—2 мин. Состав раствора и режим работы для электрохимического обезжиривания: тринатрийфосфат — 5—10, углекислый натрий кальцинированный — 30—40, каустическая сода — 20—30 г/л, температура раствора — 60—70° С, плотность тока — 5 А/дм², время обезжиривания — 1 мин. В качестве анодов используются листы никеля или никелированного железа.

После обезжиривания заготовка промывается в проточной дистиллированной воде, затем в течение 20—30 с декапируется в 50 %-ном растворе соляной кислоты и помещается в ванну для электрохимической полировки. Для электрополировки латуни и меди в качестве электролита используется 70 %-ный раствор ортофосфорной кислоты (уд. вес 1,55 г/см³) при анодной плотности тока 5—20 А/дм² и температуре 18—20° С. Электролит предварительно должен быть проработан с медными анодом и катодом. Количество электричества, необходимое для проработки, должно составлять величину порядка 5 А · ч/л. Продолжительность электрополировки — 10—12 мин (анодом служит обрабатываемая деталь). Затем заготовка промывается в дистиллированной воде и помещается в ванну для электролитического покрытия.

Для электролитического покрытия резонаторов свинцом используется главным образом борфтористоводородный электролит. Покрытие в этом случае получается наиболее качественным. Состав борфтористоводородного электролита и режим работы для электролитического покрытия: борфтористоводородный свинец — 400—200, желатин — 0,2 г/л, рН — 1,0, температура раствора — 25—30° С, плотность тока — 0,5—1,0 А/дм². При уменьшении рН в раствор добавляют борфтористоводородную кислоту. Анодные электроды изготавливаются из свинца чистоты 99,999 %, что обеспечивает высокую чистоту наносимых покрытий.

Толщина покрытия должна намного превышать глубину проникновения поля в сверхпроводник и длину когерентности. Но следует учитывать, что поверхность слишком толстых покрытий

более шероховата. Это увеличивает потери и снижает добротность. Обычно толщина нанесенного слоя составляет величину порядка нескольких микрометров.

После окончания процесса покрытия детали резонатора тщательно промываются в проточной дистиллированной воде и в этиловом спирте (эти операции необходимо выполнять очень быстро, так как даже сравнительно недолгое пребывание свинца

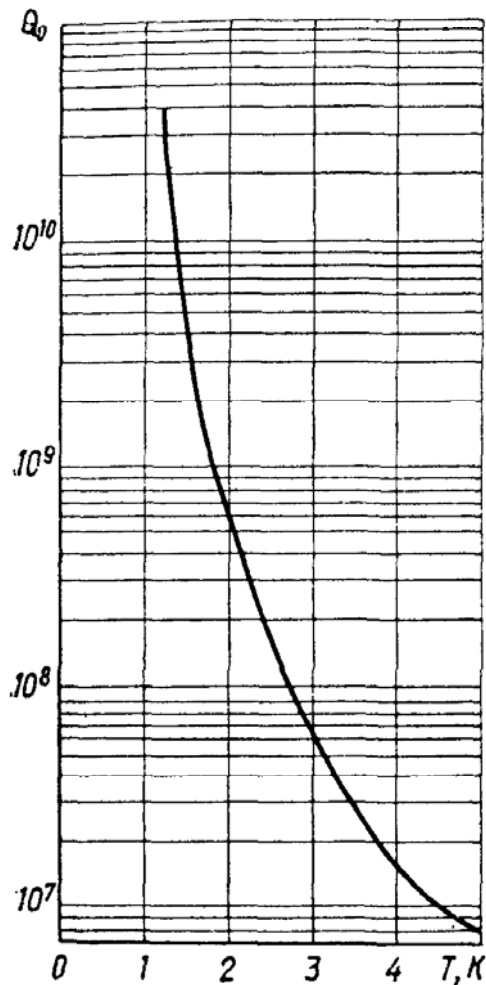


Рис. 3.4. Зависимость добротности сверхпроводящего свинцового резонатора от температуры.

в воде и на воздухе приводит к его окислению), затем сушатся в атмосфере сухого азота. Во избежание окисления сборка резонатора также производится в атмосфере азота. Метод электролитического нанесения свинца может применяться как для изготовления резонаторов со сравнительно небольшими значениями добротностей, порядка $5 \cdot 10^6 \div 10^7$, так и для достижения добротностей порядка 10^{10} . На рис. 3.4 приведена типичная температурная зависимость добротности сверхпроводящего свинцового резонатора, изготовленного нанесением слоя свинца на медную основу в борфтористоводородном электролите [234, 249].

В ряде случаев возникает необходимость покрытия свинцом деталей сложных конфигураций (например, деталей низкочастотных резонансных контуров). В таких случаях борфтористоводородный электролит не всегда обеспечивает однородное покрытие на всей поверхности детали, вследствие его недостаточно высокой рассеивающей способности, и применяется пирофосфат-

ный электролит, рассеивающая способность и устойчивость которого значительно выше. Состав пирофосфатного электролита и режим работы для нанесения свинца [12]: $Pb(OH)_2$ — 120,6, $K_4P_2O_7$ — 165 г/л, фенолоспирт — 20 мл/л, плотность тока — 0,5—1,0 А/дм², температура раствора — 20—40° С. Процессы покрытия детали аналогичны процессам покрытия в борфтористоводородном электролите.

Свинцовые резонаторы могут быть изготовлены также методом вакуумного напыления. Для получения хороших результатов следует использовать свинец высокой чистоты (99,9999%) и напыление производить в высоком вакууме, порядка $1,3 \cdot 10^{-7}$ Па (порядка 10^{-9} мм рт. ст.) [191]. В работе [244] описан резонатор, изготовленный таким способом; его добротность составляет $2 \cdot 10^8$ при 4,2 К и $6,5 \cdot 10^8$ при 1,6 К (частота 3,16 ГГц, тип колебаний H_{011}).

Таблица 3.1

Метод изготовления	f , ГГц, и тип колебаний	T , К	Q_n	Литература
Вытачивание на токарном станке	9,4 (H_{011})	2,0	$3,0 \cdot 10^7$	[141]
То же	10,0 (E_{012})	4,2	$5,0 \cdot 10^6$	[25]
»	1,1 (ТЕМ)	4,2	$2,0 \cdot 10^9$	[136]
»	3,16 (H_{111})	4,2	$1,6 \cdot 10^7$	[240]
»	3,0 (H_{111})	4,2	$2,0 \cdot 10^6$	[233]
Литье в вакууме	10,0 (H_{012})	4,2	$7,0 \cdot 10^6$	[94, 100]
Нанесение свинца с помощью борфтористоводородного электролита	2,86 (H_{011})	4,2	$2,0 \cdot 10^8$	[250]
То же	10,0 (H_{012})	4,2	$7,0 \cdot 10^7$	
»	3,16 (H_{011})	2,0	$2,0 \cdot 10^8$	[94]
		4,2	$4,9 \cdot 10^7$	
		4,2	$9,2 \cdot 10^7$	[244]
		1,6	$2,4 \cdot 10^8$	
»	12,172 (H_{013})	1,6	$3,2 \cdot 10^8$ *	
		1,3	$3,7 \cdot 10^{10}$ *	[249] **
Напыление в вакууме	3,16 (H_{011})	4,2	$1,6 \cdot 10^8$	
		4,2	$2,0 \cdot 10^8$ *	[244]
		1,6	$3,6 \cdot 10^8$ *	
		1,6	$6,5 \cdot 10^8$ *	
»	2,64 (H_{011})	4,2	$8,5 \cdot 10^7$ *	
		2,0	$1,5 \cdot 10^9$ *	[191]

* Магнитное поле снижено до величины порядка 0,8 А/м.

** Толщина покрытия порядка $(5 \div 10) 10^{-6}$ м.

В табл. 3.1 приведены данные о добротности свинцовых резонаторов, изготовленных различными методами.

Недостаток всех свинцовых резонаторов заключается в том, что поверхностный слой свинца сильно окисляется под воздействием различных внешних факторов. Кроме того, у резонаторов, выполненных электролитическим методом, если коэффициенты линейного расширения материала основы и свинца значительно отличаются, при многократном термоциклировании могут появляться микротрещины, что также приводит к уменьшению добротности.

Ниобиевые резонаторы

Ниобий имеет ряд преимуществ перед свинцом. У него выше критические значения температуры и напряженности магнитного поля, в то же время он меньше подвержен окислению и обладает большей механической жесткостью по сравнению со свинцом. Это стимулирует изучение и освоение технологических процессов, обеспечивающих создание высокодобротных ниобиевых резонансных систем.

Известны следующие методы изготовления ниобиевых резонаторов: изготовление из массивного куска; штамповка частей

резонатора из листового ниобия; нанесение тонкого слоя ниобия на поверхность резонатора, изготовленного из другого материала; нанесение толстого слоя ниобия на материал, который затем удаляется; нанесение тонкого слоя ниобия на материал, который удаляется после образования несущего слоя из другого материала.

Для изготовления резонаторов используются три вида ниобия: полностью перекристаллизованный, плавленый в электрической дуге и плавленый электронным пучком [158, 292]. Содержание примесей во всех случаях не превышает 0,1—0,2%. У полностью перекристаллизованного ниобия зерна малого размера (средний размер порядка 0,01 см). Отжиг в вакууме порядка $1,3 \cdot 10^{-7}$ Па (порядка 10^{-9} мм рт. ст.) при температуре 2270—2370 К в течение нескольких часов приводит к значительному росту их (средний размер 0,5—0,9 см) [292]. После электродуговой или электронно-лучевой плавки размер зерен у ниобия значительно больше, чем после полной перекристаллизации, поэтому нет необходимости в дополнительном отжиге.

Обычно переплав ниобия производится в мощных электронно-лучевых печах. Так, в работе [158] отмечается, что плавка осуществлялась в 25-кВт электронно-лучевой печи с размерами вакуумной камеры $1,5 \times 1,5 \times 2,7$ м в вакууме порядка $1,3 \cdot 10^{-5}$ Па (порядка 10^{-7} мм рт. ст.), размер горячей зоны: диаметр 0,12, длина 0,22 м. В работе [15] описан резонатор, при изготовлении которого исходный материал (штабики технического ниобия) подвергался двух-, трех- и четырехкратному электронно-лучевому переплаву капельным методом в 70-кВт электронно-лучевой печи с азотной ловушкой в вакууме $(4 \div 6,7) 10^{-4}$ Па $((3 \div 5) 10^{-6}$ мм рт. ст.) в медный охлаждаемый кристаллизатор диаметром 7 см. Из заготовок, полученных таким способом, на токарном станке вытачивались детали резонатора. После проточки они промывались бензином и спиртом. Собственные добротности резонаторов на частоте 9,2 ГГц при 4,2 К и типе колебаний H_{011} составляли $(2,5 \div 5) 10^7$. Добротность ниобиевого резонатора 10-см диапазона, изготовленного таким же методом и сваренного электронным лучом, при 4,2 К и типе колебаний E_{010} составляла $3 \cdot 10^6$ [51]. Заметного повышения добротности резонатора при понижении температуры не наблюдалось. Это связано, по-видимому, с тем, что никакие меры по улучшению качества поверхности после токарной обработки не предпринимались.

После токарной обработки детали резонатора рекомендуется отжигать в высоком вакууме [158, 193, 202, 203, 278—292, 298, 303]. В процессе отжига в этом случае не только увеличивается размер зерен, но и обезгаживается рабочая поверхность, в результате чего существенно уменьшается поверхностное сопротивление и увеличивается критическое значение напряженности переменного магнитного поля [193, 290, 303]. При вакуумном отжиге с поверхности металла испаряется также окисел NbO, у кото-

рого более низкая критическая температура ($T_{кр} = 1,25 \text{ К}$). Отжиг в высоком вакууме при температуре 2120—2270 К обычно производится в течение длительного времени. Так, в работе [268] показано, что для уменьшения концентрации кислорода в поверхностном слое в десять раз отжиг необходимо производить в течение 30 ч при $T \sim 2100 \text{ К}$ в вакууме порядка $1,3 \cdot 10^{-7} \text{ Па}$ (порядка $10^{-9} \text{ мм рт. ст.}$). При отжиге должна обеспечиваться высокая скорость откачки, так как в начальный момент уже при $T = 1700 \text{ К}$ выделение газов настолько интенсивное, что давление в околорезонаторном пространстве возрастает на несколько порядков. В работе [280] отмечается, что на величину поверхностного сопротивления ниобия и размер зерен влияет растворенный

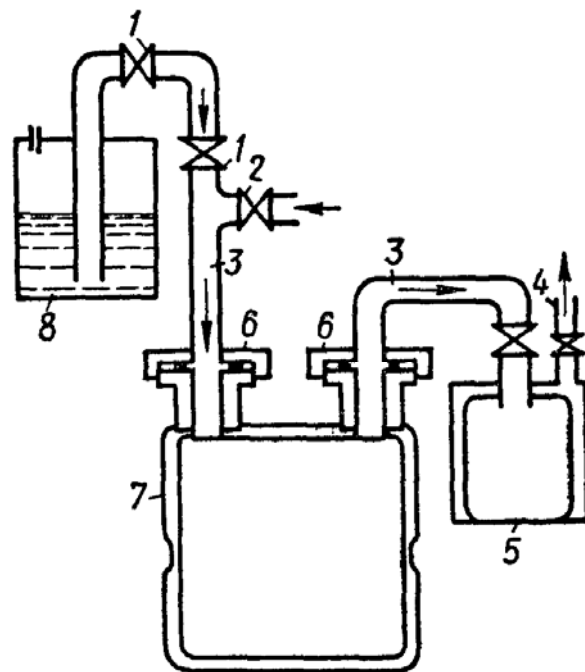


Рис. 3.5. Схема установки для химической полировки ниобия:

1 — вентили; 2 — вентиль для напуска дистиллированной воды и спирта; 3 — полиэтиленовые трубы; 4 — вентиль для откачки системы; 5 — контейнер из нержавеющей стали; 6 — тефлоновые фланцы; 7 — ниобиевый резонатор; 8 — полирующий раствор.

в металле углерод. В связи с этим рекомендуется начинать отжиг в атмосфере кислорода и завершать его в сверхвысоком вакууме. После отжига резонатор в течение 6—8 ч охлаждается в высоком вакууме, а затем подвергается последующей обработке. Время, в течение которого резонатор находится в атмосфере, должно быть по возможности минимальным.

Для улучшения качества поверхности ниобиевые резонаторы после отжига подвергаются химической полировке [158, 202, 203, 291, 292, 298, 303]. Если они изготовлены из ниобия электроно-лучевой или дуговой плавки, химическая полировка может производиться непосредственно после токарной обработки [199, 200, 220—222]. Для химической полировки используется раствор следующего состава: 60% азотной кислоты (HNO_3) 60%-ной концентрации и 40% плавиковой кислоты (HF) 40%-ной концентрации. Температура раствора 0° С .

Схема установки для химической полировки показана на рис. 3.5. Раствор прокачивается через резонатор, чтобы можно было обеспечить скорость снятия ниобия порядка 10^{-3} см/мин . После окончания полировки резонатор на этой же установке промывается дистиллированной водой и этиловым спиртом (дважды), а затем сушится в вакуумной камере. На поверхности полированного таким способом ниобия просматриваются границы зерен и точки травления. После окончания всех технологических

процессов резонатор собирается либо в вакууме, либо в атмосфере сухого азота и затем вакуумируется до давления порядка $1,3 \cdot 10^{-6} \div 1,3 \cdot 10^{-7}$ Па ($10^{-8} - 10^{-9}$ мм рт. ст.).

Собственная добротность ниобиевого резонатора, отожженного в вакууме и полированного химическим способом, на частоте 8,5 ГГц при $T = 1,2$ К и типе колебаний E_{010} составляла $2,1 \cdot 10^{10}$ [298]. В работах [291, 298] для улучшения качества поверхности и повышения критических значений напряженности полей рекомендуется после химической полировки производить вторичный вакуумный отжиг резонатора. Собственная добротность двукратно отожженного резонатора на частоте 8,6 ГГц при $T = 1,25$ К и типе колебаний E_{010} составляла величину порядка 10^{11} [291]. В работах [292, 298] было замечено значительное возрастание добротности ниобиевых резонаторов, особенно при типе колебаний H_{011} , после однократного введения в резонатор большой мощности. Например, добротность одного из них при $T = 1,2$ К возросла больше чем на порядок, от $1,6 \cdot 10^9$ до $1,9 \cdot 10^{10}$.

Как отмечалось выше, при изготовлении резонатора из крупнозернистого ниобия вакуумный отжиг не обязателен. В работе [221] описан такой резонатор. Детали после вытачивания полировались механическим, а затем химическим способом со снятием слоя порядка 150—200 мкм. Собственная добротность резонатора в 10-см диапазоне при 4,2 К и типе колебаний H_{011} составила $3,2 \cdot 10^9$. Это значение добротности сравнимо со значениями ее у резонаторов, отожженных в сверхвысоком вакууме.

Достичь высоких значений добротности и высоких критических значений напряженности поля без высоковакуумного отжига можно с помощью электрохимической полировки резонатора непосредственно после токарной обработки [165, 183—185, 227]. Для этого используется электролит, в состав которого входит серная (концентрация 95—97%) и плавиковая (концентрация 40%) кислоты в объемном отношении 85 : 10 [185]. Напряжение между электродами поддерживается в пределах 9—15 В и зависит от концентрации раствора, температуры ванны и геометрии электрода. Температура выбирается между 25—35° С и поддерживается постоянной. Электрод и держатель анода изготавливаются из чистого алюминия. Оптимальные условия полировки в данном случае зависят не от напряжения, а от колебаний тока с уменьшающейся амплитудой в указанном интервале напряжений (рис. 3.6). Средняя плотность тока порядка 100 мА/см². Колебания отражают явление образования и частичного растворения окисной пленки. Средняя толщина пленки с течением времени увеличивается, поэтому после того, как колебания нарушаются, напряжение снимается на 3—4 мин, до тех пор пока окисная пленка не растворится в плавиковой кислоте. Процесс повторяется столько раз, сколько необходимо для снятия неровностей с поверхности. Изменения в концентрациях компонентов раствора

в процессе полировки вызывают изменение конфигурации колебаний и могут компенсироваться изменением других параметров.

Описанным методом был обработан резонатор 3-см диапазона. Толщина снятого слоя составила величину порядка 200 мкм, добротность при $T = 1,3$ К и типе колебаний H_{011} — величину $3 \cdot 10^9$, а критическое значение напряженности переменного магнитного поля — $3,7 \cdot 10^4$ А/м [185]. Электрическая полировка, по сравнению с химической, позволяет получать более гладкие поверхности [185]. При химической полировке скорость протекания раствора вдоль всей поверхности резонатора не одинакова, что приводит к нарушению процесса полировки и травлению поверхности в отдельных местах. При электрохимической полировке распределение потенциала вдоль образца (анода) может быть достаточно однородным, что достигается увеличением расстояния между анодом и катодом или изготовлением катода специальной конфигурации.

Существенное увеличение добротности и критического значения напряженности переменного магнитного поля наблюдается также при использовании анодного оксидирования [228]. Этот процесс связан с образованием на поверхности резонатора аморфного диэлектрического слоя Nb_2O_5 толщиной порядка 0,1 мкм. Окисел образуется в 12,5%-ном растворе NH_3 при температуре 20° С и плотности тока $0,5$ мА/см². При нанесении оксидной пленки после химической полировки добротность и критическое значение напряженности переменного магнитного поля повышаются почти в два раза как у отожженных, так и у неотожженных резонаторов [221, 228]. У резонаторов, полированных электрохимическим способом, после анодного оксидирования добротность повышается почти на порядок. В 3-см диапазоне при $T = 1,47$ К и типе колебаний H_{011} $Q_H = 2,4 \cdot 10^{10}$, $H_{кр} = 9,4 \cdot 10^4$ А/м [184]. В диапазоне 2–4 ГГц при $T = 1,2$ К и типе колебаний H_{011} $Q_H \sim 4 \cdot 10^{11}$, $H_{кр} = 8 \cdot 10^4$ А/м² [222].

Увеличение добротности и критической напряженности переменного магнитного поля объясняется тем, что в процессе электрохимической полировки улучшается качество поверхности, так как стравливается более грязный поверхностный слой. Кроме того, пленка Nb_2O_5 препятствует эффекту эмиссии электронов при высоких напряженностях поля, а также предохраняет резонатор от влияния газов атмосферы при его отогревании до комнатной температуры и развакуумировании. Например, в работе [183] отмечается, что характеристики резонатора с защитной

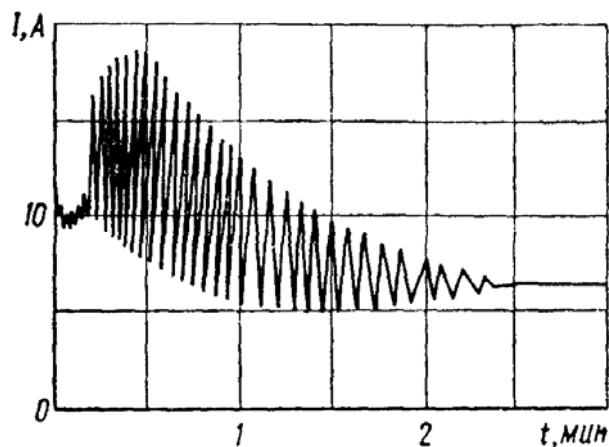


Рис. 3.6. Зависимость тока от времени в процессе электрохимической полировки.

пленкой при выдержке в атмосфере при комнатной температуре в течение 7 сут практически не ухудшились.

Ниобиевые резонаторы, поверхность которых не покрыта защитной пленкой, подвержены старению, поэтому в полости таких резонаторов необходимо поддерживать высокий вакуум, порядка $7,3 \cdot 10^{-5} \div 1,3 \cdot 10^{-7}$ Па ($10^{-7} - 10^{-9}$ мм рт. ст.), а при значительном уменьшении добротности следует подвергнуть их повторной технологической обработке [158, 292, 298].

Методы изготовления сверхпроводящих резонаторов из массивных кусков ниобия не экономичны, так как очень велики отходы. В работе [27] описана технология изготовления резонатора из листового ниобия. Листовая заготовка толщиной 3 мм (примесей — не более 0,1%) подвергается электрохимической полировке в растворе, состоящем из 6 частей серной (концентрация 98%) и 4 частей плавиковой (концентрация 10%) кислот. Затем отжигается при 1500 К в вакууме $1,3 \cdot 10^{-3}$ Па (10^{-5} мм рт. ст.) в течение 6 ч. Из отожженной заготовки штампуются детали резонаторов, которые после соответствующей доводки внутренней поверхности свариваются электронным лучом. Резонансные системы, изготовленные таким методом, исследовались на частоте 4,15 ГГц при $T = 4,2$ К и типе колебаний E_{010} . Добротность составила величину порядка $3 \cdot 10^6$.

Метод нанесения слоя ниобия на какой-либо другой материал еще более экономичен, чем штамповка из листов. Наносить слой ниобия можно вакуумным напылением, химическим осаждением и гальваническим способом. Получение чистых ниобиевых пленок вакуумным напылением — сложная техническая задача, и при использовании этого способа пока не удалось достичь высоких значений добротности.

Химическое осаждение пленок ниобия происходит при гетерогенной термохимической реакции, протекающей с восстановлением ниобия ($\text{NbCl}_4 + 2\text{H}_2 \rightleftharpoons \text{Nb} + 4\text{HCl}$) [292, 297]. Тетрахлорид ниобия NbCl_4 (летучее соединение) образуется при пропускании хлора над раскаленными ниобиевыми стружками. Добротность резонаторов, изготовленных этим способом, однако, пока не превышает $2 \cdot 10^8$ [292].

Электролитическим методом резонаторы можно изготавливать с помощью как создания самоподдерживающихся или укрепленных каким-либо твердым материалом слоев, так и нанесения слоев ниобия на поверхность медной подложки, обеспечивающей жесткость конструкции и хорошее охлаждение резонатора [90, 237]. Первый способ состоит из следующих операций.

1. Изготовление медной формы, конфигурация которой соответствует внутренней полости резонатора. Для достижения высокого качества покрытия деталь подвергается механической и электрохимической полировке.

2. Гальваническое покрытие заготовки слоем ниобия необходимой толщины в электролите, состоящем из 26,2% LiF, 10,5%

NaF , 47% KF и 16,3% K_2NbF_7 , при $T \sim 1060 \div 1100$ К. Электролизер представляет собой герметически закрываемую камеру из нержавеющей стали. Плотность тока 5—125 А/см², что соответствует скорости наращивания слоя 5,08—125 мкм/ч. Концентрация примесей в полученном покрытии: кислорода — $4 \cdot 10^{-3}$, железа, никеля, хрома — по $2 \cdot 10^{-3}$, тантала — менее $8 \cdot 10^{-4}$, вольфрама — $2 \cdot 10^{-4}$, водорода и углерода — менее чем по 10^{-4} ат.%. Если слой ниобия не обладает необходимой жесткостью, на него наносится слой пористого вольфрама, увеличивающий жесткость конструкции. Кроме того, пористость вольфрама обеспечивает циркуляцию жидкого гелия и, следовательно, хороший теплообмен со слоем ниобия.

3. Удаление меди растворением ее в разбавленной азотной кислоте или выплавливанием.

4. Отжиг полученных резонаторов в вакуумной печи при $T \sim 2270$ К в течение 100 ч.

Технология изготовления ниобиевого резонатора электролитическим методом со стенками толщиной 0,8 мм обеспечивает его жесткость без специального поддерживающего каркаса. Резонатор отжигается в течение 20 ч при температуре 2470 К в вакууме $1,3 \cdot 10^6$ Па (10^{-8} мм рт. ст.). Его добротность при $T = 4,2$ К и типе колебаний H_{011} до отжига составляла $2 \cdot 10^6$, после отжига — 10^5 [90]. Снижение добротности после отжига в данном случае связано, по-видимому, с недостаточно высоким вакуумом, а также с ухудшением поверхности резонатора, на которой появились неровности. Добротность резонатора, изготовленного первым способом, с каркасом из пористого вольфрама и отожженного в вакуумной печи при температуре 2270 К в течение 100 ч на частоте 11,2 ГГц при $T = 1,2$ К и типе колебаний H_{011} составляла $2 \cdot 10^{10}$ [237].

Описанный в работе [90] резонатор изготавливался методом электролитического осаждения слоя ниобия на внутреннюю поверхность медной формы. Из-за шероховатости получавшиеся рабочие поверхности полировались механическим способом. После этого резонатор промывался в горячей воде (50 мин), соляной кислоте (10 мин), холодной воде (5 мин) и этиловом спирте, а затем вакуумировался. Его нагруженная добротность на частоте 9 ГГц при $T = 4,2$ К и типе колебаний E_{010} составила 10^5 , а при типе колебаний H_{011} — 10^6 (толщина ниобиевого слоя порядка 50—100 мкм). Низкие значения добротности объясняются, по-видимому, большим количеством газов, растворенных в поверхностном слое.

В табл. 3.2 приведены данные о добротности ниобиевых резонаторов.

При работе со сверхпроводящими резонаторами следует учитывать, что добротность зависит не только от качества покрытия и чистоты исходного материала. Существенное влияние на потери

Тип резонатора	f , ГГц, и тип колебаний	T , К	Q_0	Литература
Из массивного куска ниобий электронно-лучевой плавки то же + химическая полировка то же + анодное оксидирование ниобий электронно-лучевой плавки, отожженный в высоком вакууме + химическая полировка ниобий электронно-лучевой плавки + электрохимическая полировка то же + анодирование С внутренним покрытием медной подложки С внешним покрытием (гальванопластика) медной подложки	9,2 (H_{011})	4,2 2,0	$2,5 \cdot 10^7$ 10^8	[15]
	9,5 (H_{011})	1,4	$6 \cdot 10^9$	[228]
	9,5 (H_{011})	1,4	$1,1 \cdot 10^{10}$	[228]
	10,5 (H_{011})	1,3	$2 \cdot 10^{11}$	[158]
	8,6 (E_{010})	1,25	10^{11}	[291]
	9,5 (H_{011})	1,3	$3 \cdot 10^9$	[185]
	9,5 (H_{011})	1,3	$3 \cdot 10^{10}$	[185]
	9,5 (H_{011})	1,47	$2,4 \cdot 10^{10}$	[183, 184]
	9,5 (E_{010})	1,5	$2,1 \cdot 10^9$	[184, 227]
	2—4 (H_{011})	1,2	$4 \cdot 10^{11}$	[222]
11,2 (H_{011})		$2 \cdot 10^8$	[250]	
11,2 (H_{011})	1,2	$1 \cdot 10^8$	[237]	
11,2 (E_{010})	1,2	$3 \cdot 10^7$		
11,2 (H_{011})	1,2	$2 \cdot 10^{10*}$		

* После отжига в высоком вакууме.

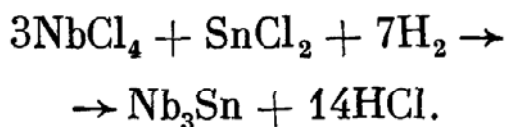
оказывают магнитные поля, в которых металл переходит в сверхпроводящее состояние. Как отмечалось в гл. 2, это связано, по видимому, с замороженными потоками, обуславливающими наличие нормальных областей на сверхпроводящей поверхности. Даже магнитное поле Земли может привести к понижению добротности в несколько раз, если не принять специальные меры по магнитной экранировке.

3. ТЕХНОЛОГИЯ ПОЛУЧЕНИЯ ПОКРЫТИЙ ИЗ Nb_3Sn

Выше отмечалась перспективность использования для изготовления сверхпроводящих резонансных систем сплавов или соединений с высоким значением $T_{кр}$. Одним из таких соединений является Nb_3Sn (станнид ниобия). Критическая температура его достаточно высока ($T_{кр} \simeq 18$ К), оно может быть нанесено в виде тонкого слоя на различные подложки весьма простыми методами.

Уже первые попытки использования Nb_3Sn для изготовления низкочастотных резонансных систем дали положительные результаты [294]. В области СВЧ подробные исследования пока не проводились, однако можно полагать, что дальнейшее совершенствование технологии получения этого соединения приведет к успешному использованию его для изготовления сверхпроводящих резонаторов.

По-видимому, наиболее приемлемо для изготовления элементов резонансных систем получение Nb_3Sn методом осаждения из газообразной фазы, так как при этом могут покрываться детали самой различной конфигурации. Станнид ниобия образуется в результате одновременного восстановления хлоридов ниобия и олова в водороде, что позволяет получать Nb_3Sn как в виде кристаллов, так и в виде тонких покрытий. Кроме того, этот процесс может протекать при температурах значительно ниже 1300 К [134]. При одновременном восстановлении хлоридов олова и ниобия кристаллический станнид ниобия получается без промежуточного образования свободных металлов. Реакция протекает следующим образом:



Пары хлоридов ниобия и олова могут быть получены различными способами. Одним из них является непосредственное хлорирование спеченной смеси порошков ниобия и олова, взятых в определенной пропорции. Недостаток этого метода заключается в том, что состав паров изменяется со временем вследствие уменьшения в смеси концентрации более активного вещества — олова.

Лучшие результаты дает метод отдельного хлорирования металлов с регулированием стехиометрии состава осажденного станнида ниобия путем изменения скорости газовых потоков.

Реакция осаждения из газовой фазы может протекать при температурах от 1000 до 1870 К. Обычно используется диапазон температур 1170—1470 К. В зависимости от условий, в которых протекает реакция, может получаться различное качество покрытий — от гладких пленок до поликристаллов, отдельные грани которых достигают нескольких миллиметров в длину.

Для получения пленок толщиной от 13 до 130 мкм на плоских и цилиндрических керамических подложках с внешним диаметром до 3,3 см существует специальная аппаратура (рис. 3.7). В обоих случаях вся зона, в которой протекает реакция, нагревается до температуры осаждения. Предпринимались попытки проводить осаждение с нагревом только подложки, но эти методы оказались пригодными лишь для образцов с простыми геометрическими

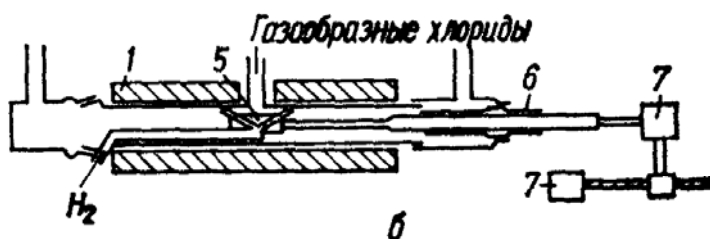
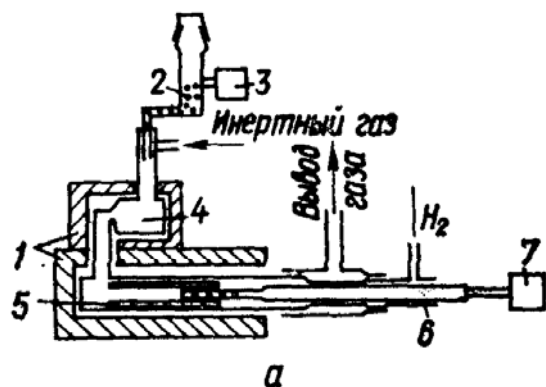


Рис. 3.7. Схема установки для осаждения Nb_3Sn на плоские (а) и цилиндрические (б) подложки:

- 1 — нагреватели; 2 — смесь порошков; 3 — вибратор; 4 — испаритель; 5 — подложки; 6 — стеклянные втулки; 7 — двигатели.

формами. Кроме того, полученные пленки были менее однородными по составу и толщине.

Смесь газообразных хлоридов поступает в один конец трубы из испарителя (см. рис. 3.7, а), водород подается через равномерно

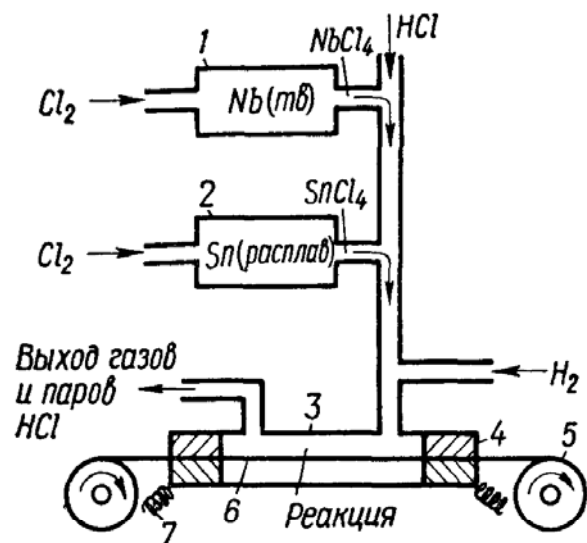


Рис. 3.8. Схема установки для непрерывного осаждения Nb_3Sn на металлическую ленту или проволоку:

- 1 — хлоратор для ниобия, $T=1170$ К;
- 2 — хлоратор для олова, $T=1070$ К;
- 3 — камера осаждения, $T=970$ К;
- 4 — угольные электроды; 5 — двигатель; 6 — нагретая проволока или лента, $T=1300$ К; 7 — токоподводы.

расположенные отверстия во вращающейся кварцевой трубке, прикрепленной к тщательно обработанной стеклянной втулке. Длина зоны осаждения приблизительно 7,5 см. В установке для покрытия цилиндров (см. рис. 3.7, б) отверстия для напуска газа тоже расположены так, чтобы создавался встречный ток водорода. Цилиндрическая подложка, укрепленная на кварцевом стержне, который устанавливается в притертой втулке, вращаясь, протягивается мимо впускных отверстий. При этом цилиндр равномерно покрывается пленкой по всей длине и окружности. Обычно осаждение проводится при температуре 1170 К, причем поток хлоридов регулируется так, чтобы пленка

росла со скоростью 15 мкм/ч. Это соотношение выбирается в зависимости от нужного состава пленки и рабочей температуры. Пленки, осажденные на пластинках, могут быть затем отполированы до зеркального блеска.

Установка для непрерывного осаждения станида ниобия на металлическую ленту или проволоку (рис. 3.8) состоит из двух хлораторов и камеры осаждения, помещенной внутри секционной печи сопротивления. При раздельном хлорировании металлов легко управлять подачей исходных материалов. Газообразные хлориды, водород и хлористый водород поступают в камеру осаждения, где происходит восстановление. К торцам камеры плотно прилегают угольные электроды, через щель в которых протягиваются проволока или лента, покрываемая станидом ниобия. К электродам прикладывается напряжение, достаточное для нагрева проволоки или ленты до

растущей пленкой по всей длине и окружности. Обычно осаждение проводится при температуре 1170 К, причем поток хлоридов регулируется так, чтобы пленка

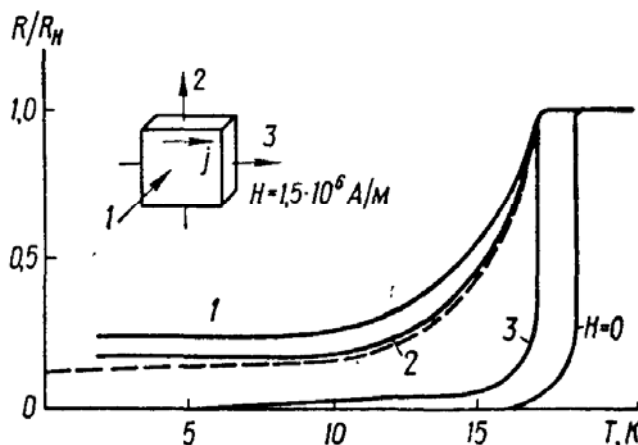


Рис. 3.9. Зависимость поверхностного сопротивления образца Nb_3Sn от температуры при $H=0$ и $H=1,5 \times 10^6$ А/м в различных направлениях ($f=23$ ГГц); — — — — $H/H_{кр2}$ при $H_{кр2} \sim 1 - t_{пр}^2$.

температуры, необходимой для восстановления.

С помощью описанной установки можно получать покрытую Nb_3Sn проволоку или ленту длиной до 1000 м [134]. При намотке проволоки покрытие не разрушается, несмотря на высокую хрупкость станнида ниобия.

В работе [134] приведены результаты исследования свойств Nb_3Sn в высокочастотном поле. Пленка получена методом совместного восстановления хлоридов ниобия и олова на стеатитовой подложке (толщина покрытия порядка 2,54 мкм) и отполирована механическим способом до зеркального блеска. Образец использовался в качестве одной из стенок резонатора, в кото-

ром он закреплялся при помощи эпоксидной смолы, а места стыков покрывались серебряной пастой. Измерения проводились на частоте 23 ГГц. При $H = 0$ и $T < T_{кр}$ сопротивление быстро уменьшается (рис. 3.9). В низкотемпературной области поверхностный импеданс почти не зависит от температуры (рис. 3.10). При повышении напряженности магнитного поля, направленного в плоскости образца перпендикулярно высокочастотному току, увеличение R не наблюдается до значений $H_{кр1}$. Затем R почти линейно возрастает приблизительно до $0,14R_n$ при $1,6 \cdot 10^6$ А/м.

В работе [210] приведены результаты исследования сверхпроводящих резонаторов, изготовленных из Nb_3Sn . Покрытие из станнида ниобия создавалось осаждением на внутреннюю поверхность ниобиевого резонатора паров олова при температуре 1270 К в течение 20 ч. Толщина слоя Nb_3Sn составляла величину порядка нескольких микрометров, $T_{кр} = 18,1$ К. Резонатор анодировался в растворе NH_3 при постоянном токе 10 А/см² до значения напряжения 100 В, затем окисел удалялся в 50%-ной плавиковой кислоте. Добротность резонатора на частоте 9,5 ГГц при $T = 1,5$ К составляла примерно 10^9 , при этом $H_{кр} = 2,2 \cdot 10^4$ А/м. Максимальное значение $H_{кр}$ при добротности $4,9 \cdot 10^8$ составляло $3 \cdot 10^4$ А/м.

Приведенные результаты свидетельствуют о том, что станнид ниобия можно использовать для создания высокодобротных СВЧ резонансных систем.

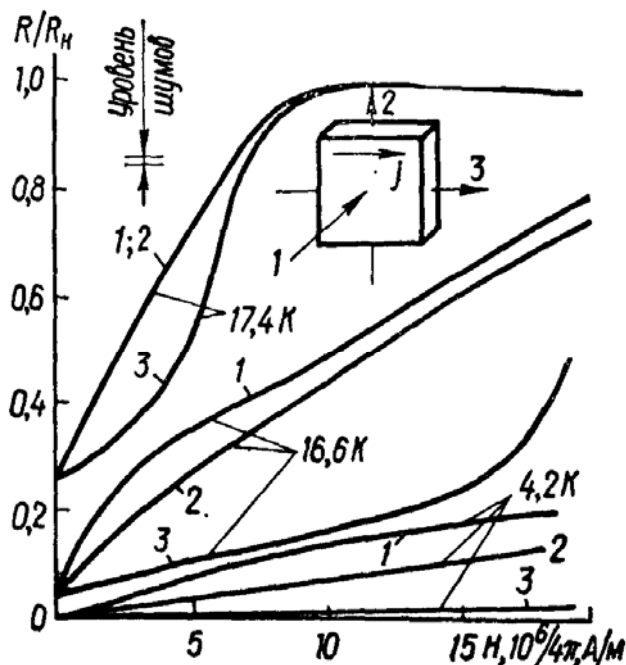


Рис. 3.10. Зависимость поверхностного сопротивления полированного образца Nb_3Sn от напряженности магнитного поля в различных направлениях при различных температурах ($f = 23$ ГГц).

4. ВЛИЯНИЕ ВНЕШНИХ ФАКТОРОВ НА СВОЙСТВА РЕЗОНАНСНЫХ СИСТЕМ

Параметры охлаждаемых резонансных систем зависят не только от материала, из которого они изготовлены, качества рабочих поверхностей и технологии их получения, но и от конструктивных особенностей и условий работы. Добротность резонансной системы, например, существенно зависит от потерь, вносимых линиями связи, паразитных типов колебаний, перекосов плоскостей, образующих резонансную полость, надежности охлаждения. Все эти факторы должны учитываться при конструировании охлаждаемых резонансных систем.

Больше других параметров зависит от внешних факторов резонансная частота. Ее стабильность ограничивает долговременную стабильность частоты генератора, для стабилизации которого используется охлаждаемый резонатор. Выяснив степень влияния различных факторов на резонансную частоту, можно выработать меры для ослабления или полного устранения его. Рассмотрим эти факторы, основываясь на результатах работы [67].

Одним из ограничивающих факторов, специфичных для криогенной электроники, является непостоянство давления в гелиевой ванне. Давление паров и температура кипения гелия связаны приближенным выражением [50] $p \approx 10^5 e^{-13(1/T - 1/4,2)}$. Отсюда следует, что изменению давления Δp соответствует изменение температуры: $\Delta T \approx T^2 \Delta p / 13p$. Если давление в гелиевой ванне колеблется, например, в пределах $\Delta p/p = 10^{-2}$, то при 4,2 К $\Delta T = 0,0135$ К, а при 1,8 К $\Delta T = 0,0025$ К. Колебания температуры обуславливают изменение резонансной частоты сверхпроводящего резонатора, оно происходит вследствие изменения размеров резонатора (1.11), а также изменения мнимой части поверхностного импеданса сверхпроводника (2.20). Если известен коэффициент линейного расширения β при данной температуре, то нетрудно определить относительное изменение частоты резонатора:

$$\Delta f/f_p = -\beta \Delta T. \quad (3.1)$$

Подставляя значения β и C_V для данного металла при некоторой температуре (например, значение β при 295 К можно найти в работе [139], а Θ_D , C_V и γ_3 при этой же температуре — в работе [137]) в соотношения (1.6), (1.9) и (1.11), получаем значение β при рабочей температуре:

$$\beta = \frac{\beta(295\text{K})}{C_V(295\text{K})} [A (T/\Theta_D)^3 + \gamma_3 T] \quad (3.2)$$

(цифры в скобках после β и C_V означают, при какой температуре взяты значения этих параметров; $A = 1944$ Дж/(моль · К)) [137]. С учетом (3.2) коэффициент линейного расширения меди, наиболее часто используемой при изготовлении основы, на кото-

рую наносится слой сверхпроводника (например, свинца), может быть вычислен из соотношения

$$\beta_{\text{Cu}} = 10^{-10} (0,345T^3 + 5,157T) \text{ K}^{-1}. \quad (3.3)$$

Согласно двухжидкостной модели электронная теплоемкость сверхпроводника $(C_V^e)_c$, так же как и решеточная теплоемкость нормального металла $(C_V^p)_n$, характеризуется кубической зависимостью от температуры:

$$(C_V^e)_c = 3\gamma_3 T^3 T_{\text{кр}}^{-2}. \quad (3.4)$$

При этом вблизи $T_{\text{кр}}$ $(C_V^e)_c > (C_V^e)_n$, но уже при $t_{\text{кр}} < 0,6 \div 0,7$ $(C_V^e)_c < (C_V^e)_n$. Именно в этой области приведенных температур работают резонаторы, выполненные из ниобия и свинца.

На основе микроскопической теории для области достаточно низких приведенных температур получена экспоненциальная зависимость электронной теплоемкости сверхпроводника от температуры:

$$(C_V^e)_c = a e^{-b/kT}, \quad (3.5)$$

где a и b — некоторые постоянные. В работе [67] для значений приведен-

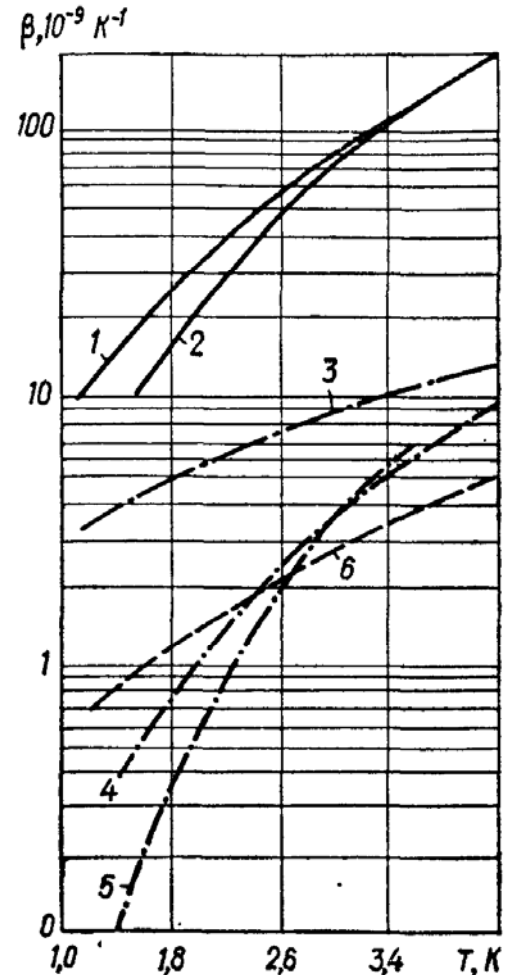


Рис. 3.11. Температурная зависимость коэффициента теплового расширения свинца (—), ниобия (— · —) и меди (— — —) при $T \leq 4,2 \text{ K}$: 1, 3, 6 — в приближении нормального металла; 2, 4 — согласно двухжидкостной модели сверхпроводимости; 2, 5 — согласно микроскопической теории сверхпроводимости.

ных температур, при которых обычно работают свинцовые и ниобиевые резонаторы, в предположении, что соотношения (1.6) и (1.11) выполняются и для сверхпроводников, с учетом (3.4) и (3.5) вычислены коэффициенты линейного расширения для свинца и ниобия. Согласно двухжидкостной модели

$$(\beta_{\text{Pb}}) = 28,55 \cdot 10^{-10} T^3 \text{ K}^{-1}; \quad (3.6)$$

$$(\beta_{\text{Nb}}) = 1,257 \cdot 10^{-10} T^3 \text{ K}^{-1}; \quad (3.7)$$

микроскопической теории —

$$(\beta_{\text{Pb}}) = 11,7 \cdot 10^{-10} (2,27 \cdot T^3 + 183,6 e^{-1,44T_{\text{кр}}/T}) \text{ K}^{-1}; \quad (3.8)$$

$$(\beta_{\text{Nb}}) = 2,95 \cdot 10^{-10} (0,1244T^3 + 664,7 e^{-1,44T_{\text{кр}}/T}) \text{ K}^{-1}. \quad (3.9)$$

На рис. 3.11 приведены зависимости $\beta(T)$ свинца, ниобия и меди, построенные в соответствии с формулами (3.6) и (3.8) — 2, (3.7) —

4, (3.9) — 5. Для сравнения приведены зависимости $\beta(T)$ свинца (1) и ниобия (3), найденные в приближении нормального металла по формулам

$$(\beta_{\text{Pb}}) = (26,5T^3 + 35,1T) \cdot 10^{-10} \text{K}^{-1}; \quad (3.8a)$$

$$(\beta_{\text{Nb}}) = (0,367T^3 + 25,1T) \cdot 10^{-10} \text{K}^{-1}, \quad (3.9a)$$

а также $\beta(T)$ меди (6) — по формуле (3.3). Соответствующие численные значения величин β , 10^{-9}K^{-1} приведены в табл. 3.3.

Таблица 3.3

T, К	$\beta(T), 10^{-9} \text{K}^{-1}$						
	Cu (н. м.)	Pb (н. м.)	Pb (д. м.)	Pb (м. т.)	Nb (н. м.)	Nb (д. м.)	Nb (м. т.)
4,2	4,720	210,0	211,0	—	13,26	9,310	—
3,9	4,060	171,0	169,0	—	11,97	7,450	—
3,6	3,470	136,0	133,0	—	10,75	5,860	6,66
3,3	2,940	107,0	103,0	—	9,60	4,500	4,86
3,0	2,480	82,1	77,0	—	8,52	3,390	3,36
2,7	2,070	61,7	65,2	56,8	7,50	2,470	2,18
2,4	1,870	45,1	39,5	39,5	6,53	1,740	1,29
2,1	1,400	31,9	26,4	26,1	5,61	1,160	0,69
1,8	1,130	21,8	16,6	16,1	4,73	0,733	0,34
1,5	0,890	14,2	9,6	9,2	3,89	0,424	0,15
1,2	0,678	8,8	—	—	3,07	—	—

Мнимая часть поверхностного импеданса X_c , как видно из соотношения (2.20), зависит от температуры, что также влечет за собой изменение резонансной частоты резонатора [233]:

$$\Delta f/f_0 = -\Delta X/2G. \quad (3.10)$$

Учитывая соотношения (1.36) и (1.16), находим

$$X = 2\pi f_0 \mu_0 \delta_c(0) (1 - t_{\text{пр}}^4)^{-1/2}.$$

Теперь выражение (3.10) можно записать в виде

$$\left(\frac{\Delta f}{f_0}\right)_X = -\frac{2\pi \mu_0 f_0 \delta_c(0) t_{\text{пр}}^3}{G (1 - t_{\text{пр}}^4)^{3/2}} \Delta t_{\text{пр}}. \quad (3.11)$$

Принимая для свинца $\delta_c(0) = 4,4 \cdot 10^{-8}$ м, $T_{\text{кр}} = 7,2$ К, а для ниобия $\delta_c(0) = 4,7 \cdot 10^{-8}$ м, $T_{\text{кр}} = 9,2$ К, для сверхпроводящего резонатора при типе колебаний H_{011} (с размерами $3,95 \times 3,95$ см, $G = 780$ Ом) и рабочей частоте 10 ГГц получаем

$$(\Delta f/f_0)_{X, \text{Pb}} \simeq -61,8 \cdot 10^{-8} \frac{t^3}{(1 - t^4)^{3/2}} \Delta T; \quad (3.11a)$$

$$(\Delta f/f_0)_{X, \text{Nb}} \simeq -51,7 \cdot 10^{-8} \frac{t^3}{(1 - t^4)^{3/2}} \Delta T. \quad (3.11b)$$

Как видно из (3.11), различие в величине $(\Delta f/f_0)_X$ у двух однотипных резонаторов определяется различием в величинах $\delta_c(0)$,

$T_{кр}$. Вклад реактивного поверхностного сопротивления в общую нестабильность резонатора тем меньше, чем меньше $\delta_c(0)$ и больше $T_{кр}$ (табл. 3.4, рис. 3.12).

С уменьшением рабочей частоты f_0 уменьшается нестабильность ее, вызванная зависимостью $X(T)$. В качестве примера на

Таблица 3.4

T, K	4,2	3,9	3,6	3,3	3	2,7	2,4	2,1	1,8	1,5	1,2
$-(1/\Delta T) (\Delta f/f_0) X, Pb, 10^{-9} K^{-1}$	147,7	112,5	85,2	63,7	46,8	33,6	23,4	15,6	9,72	5,61	2,86
$-(1/\Delta T) (\Delta f/f_0) X, Nb, 10^{-9} K^{-1}$	52,6	41,4	32,1	24,5	18,2	13,2	9,24	6,17	3,88	2,24	1,15

рис. 3.12 приведены кривые $-(1/\Delta T) (\Delta f/f_0) X$ при $f_0 = 3$ ГГц. Значения $-(1/\Delta T) (\Delta f/f_0) X$ при $f_0 \neq 10$ ГГц можно получить, умножив соответствующие величины, приведенные в табл. 3.4, на $f/10$ (ГГц) [67]. Изменения мнимой части поверхностного импеданса и линейных размеров резонатора приводят к изменениям частоты одного знака (выражения (3.2) и (3.13)). Сравнивая табл. 3.3 и 3.4, видим, что у свинцового резонатора вклад изменения линейных размеров в суммарный эффект температурного воздействия на резонатор превалирует над вкладом мнимой части поверхностного импеданса. У медного резонатора со свинцовым покрытием наблюдается обратная картина. Такая же картина у ниобиевого резонатора, если коэффициент линейного расширения вычисляется на основе двухжидкостной модели или микроскопической теории. Из табл. 3.3 и 3.4 видно также, что с понижением рабочей температуры влияние обоих факторов на резонансную частоту резонатора ослабляется. Полученные результаты дают возможность оценить достижимую стабильность резонансной частоты при известной стабильности температуры в криостате.

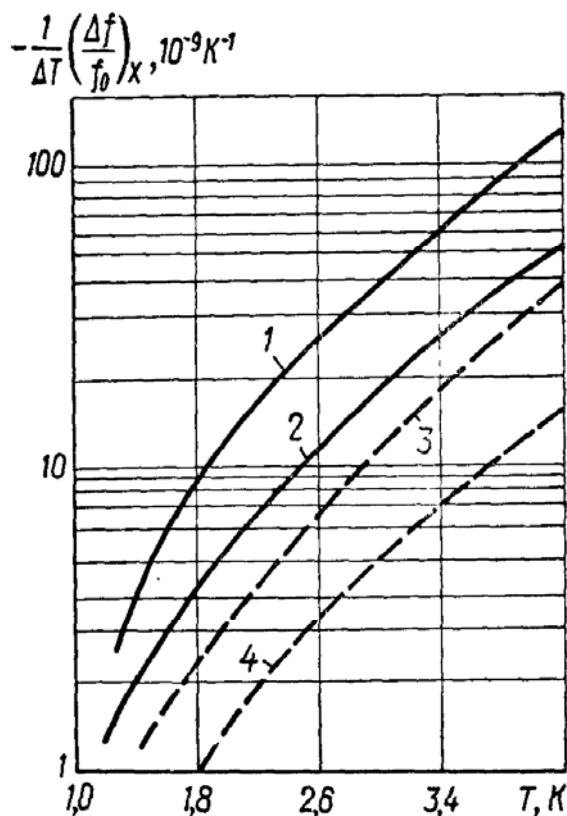


Рис. 3.12. Зависимость мнимой части поверхностного импеданса от температуры на частоте 10 (—) и 3 (---) ГГц при типе колебаний H_{011} : 1, 3 — свинец; 2, 4 — ниобий.

Для стабилизации давления в гелиевой ванне могут быть использованы механические регуляторы давления — моностаты, обеспечивающие в интервале давлений от атмосферного до $2,7 \times$

$\times 10^3$ Па (20 мм рт. ст.) нестабильность давления: $\Delta p/p = 5 \cdot 10^{-3} \div 5 \cdot 10^{-4}$ [139]. Колебания температуры при этом составляют всего 0,001 К, а определяемая ими долговременная нестабильность частоты ниобиевого резонатора — $6 \cdot 10^{-11}$ при 4,2 К и $5 \cdot 10^{-12}$ при 1,8 К [67]. Электронные регуляторы поддерживают температуру охлаждаемого резонатора постоянной с точностью, достигающей $10^{-4} - 10^{-6}$ К [166, 216, 242, 274]. Следовательно, при $\Delta T = 10^{-5} \div 10^{-6}$ К долговременная нестабильность собственной частоты ниобиевого резонатора ($f_0 = 10$ ГГц) при 4,2 и 1,8 К соответственно равна $6 \cdot 10^{-13} - 6 \cdot 10^{-14}$ и $5 \cdot 10^{-14} - 5 \cdot 10^{-15}$.

Если резонатор непосредственно омывается гелием, а внутри его вакуум, то упругая деформация стенок, связанная с изменением давления в гелиевой ванне, может вызвать значительно больший сдвиг частоты, чем нестабильность температуры [171].

Рассмотрим в качестве примера круглый цилиндрический резонатор при типе колебаний H_{mnl} . Резонансная частота его определяется соотношением

$$f_{mnl} = \frac{1}{2\pi \sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \sqrt{(v_{mn}/a)^2 + (l\pi/h)^2}, \quad (3.12)$$

где a и h — соответственно радиус и высота резонансной полости. Сдвиг частоты при изменении любого из линейных размеров резонатора нетрудно определить из (3.12):

$$\left. \begin{aligned} \partial f / \partial h &= l^2 / 4\mu_0 \epsilon_0 f_0 h^3; \\ \partial f / \partial a &= - (v_{mn} / 2\pi)^2 / \mu_0 \epsilon_0 f_0 a^3; \\ \partial f / \partial D &= - (v_{mn} / \pi)^2 / \mu_0 \epsilon_0 f_0 D^3, \end{aligned} \right\} \quad (3.13)$$

где $D = 2a$ — диаметр резонатора. При $f_0 = 10$ ГГц ($D = h = 3,95$ см) и типе колебаний H_{011} из (3.13) получаем $\partial f / \partial h = -3,6$ Гц/Å, т. е. $\partial f / f = 3,6 \cdot 10^{-10}$ 1/Å. А если принять $dh = dD = dx$, из (3.12) получим

$$df/dx = - \left[\frac{l^2}{4h^3} + \left(\frac{v_{mn}}{\pi} \right)^2 / D^3 \right] / \mu_0 \epsilon_0 f_0,$$

откуда после подстановки численных значений $\partial f / \partial x = -25,3$ Гц/Å, или $\partial f / f = 2,5 \cdot 10^{-9}$ 1/Å. Следовательно, для достижения нестабильности собственной частоты порядка 10^{-10} необходимо обеспечить условия эксплуатации, при которых деформация стенок не превышает 0,1 Å.

Свести к минимуму изменения давления можно с помощью устройства, стабилизирующего давление. При этом уменьшаются и температурные нестабильности. Если резонатор непосредственно омывается жидким гелием, давление на его стенки уменьшается по мере испарения гелия даже в том случае, когда поддерживается постоянным давление его паров. В работе [166] отмечен дрейф

частоты сверхпроводящего резонатора со скоростью 3,8 Гц/ч ($f_0 = 9851$ МГц, $Q_0 = 10^9$), вызванный уменьшением уровня гелия на 0,8 см/ч, хотя температура 1,35 К поддерживалась постоянной с точностью до $\Delta T = \pm 1 \cdot 10^{-4}$ К.

Для уменьшения чувствительности к изменению давления на стенки можно увеличить массивность конструкции резонатора. Например, в работе [274] описан резонатор, толщина стенок которого примерно равна половине диаметра полости. Можно также поместить резонатор в вакуумированную оболочку, или, что еще лучше, в оболочку, частично наполненную теплообменным газом, например гелием, до давления $1,3 \cdot 10^{-2}$ Па (10^{-4} мм рт. ст.). Чувствительность к изменению давления при этом снижается с 0,35 до $1,5 \cdot 10^{-3}$ Гц/Па (с 46 до 0,2 Гц/мм рт. ст.) [215] или до $5 \cdot 10^{-3}$ Гц/Па (0,66 Гц/мм рт. ст.) [216].

Существуют и другие факторы, влияющие на собственную частоту сверхпроводящего резонатора. В работе [172] отмечается, что при рассеянии большой мощности в стенках температура резонатора повышается, вследствие чего частота изменяется со скоростью 20 Гц/мин. Это ограничивает мощность описываемого мотронного генератора величиной 1 Вт. При малой мощности (десятки милливатт) этот дестабилизирующий фактор существенного значения, по-видимому, не имеет.

Обнаружена зависимость частоты от изменения давления электромагнитного поля на стенки резонатора [274, 291]. Смещение частоты пропорционально H^2 и превышает 10^3 Гц при изменении H от $1,2 \cdot 10^4$ до $4,8 \cdot 10^4$ А/м [291]. Увеличение толщины стенок ослабляет это воздействие.

На значении резонансной частоты сверхпроводящего резонатора сказываются также изменения длины линий связи, обусловленные тепловыми нестабильностями, которые проявляются при их прохождении через зону температурного градиента от 4,2 до 293 К, и перераспределением температур вдоль них по мере выкипания жидкого гелия [126].

Кроме указанных факторов на эталонность резонансной частоты сверхпроводящего резонатора могут влиять различные механические и акустические явления, приводящие к деформации резонатора и его элементов [274], проникающая радиация [50, 274], постоянное магнитное поле, световой поток, попадающий в ванну жидкого гелия, изменение диэлектрической постоянной среды, заполняющей полость резонатора [67].

Важное значение приобретает проблема воспроизводимости резонансной частоты при повторном охлаждении резонансной системы. Резонаторы, выполненные из различных материалов, неодинаково ведут себя при термоциклировании. Например, частота ниобиевого резонатора уменьшается, а медного со свинцовым покрытием — увеличивается. Общее относительное изменение частоты при большом количестве циклов охлаждения

находится в пределах примерно $(0,5 \div 1,0) 10^{-5}$. Однако уже через 5—10 циклов воспроизводимость частоты остается в пределах $10^{-6}—10^{-7}$ [67]. Отсутствие повторяемости резонансной частоты, как отмечалось выше, обусловлено гистерезисными явлениями. Для их уменьшения применяют высокотемпературный отжиг в высоком вакууме. Воспроизводимость частоты при термоциклировании зависит также от конструкции резонатора. Вопрос о воспроизводимости частоты снимается в том случае, если резонансная система постоянно находится при низкой рабочей температуре [275].

5. ПРАКТИЧЕСКИЕ КОНСТРУКЦИИ

По конструктивным особенностям в зависимости от диапазона частот резонансные системы можно условно разделить на три типа. К первому относятся системы с сосредоточенными параметрами (емкостью и индуктивностью), наиболее часто используемые в области частот 1—300 МГц. Для работы на частотах более 300 МГц применяются резонансные системы смешанного типа, в которых используются отрезки длинных линий вместе с элементами цепей с сосредоточенными параметрами, а на частотах выше 1 ГГц — коаксиальные и объемные резонаторы. При решении специальных задач могут быть допущены значительные отклонения в конструкциях резонансных цепей всех трех типов, однако, если необходимо получить максимальное значение добротности при небольших габаритах, указанные конструктивные признаки практически соблюдаются.

Резонансные системы всех типов могут выполняться на фиксированную частоту или перестраиваемыми, причем диапазон перестройки в зависимости от назначения может быть различным. Во многих случаях необходимо также изменение коэффициента связи с резонансной системой, особенно тогда, когда в процессе работы может существенно изменяться добротность.

При разработке как обычных, так и охлаждаемых резонансных систем часто руководствуются почти одинаковыми принципами построения (например, при выборе типа системы в зависимости от рабочей частоты или метода ее перестройки). Однако в создании охлаждаемых резонансных систем есть и существенные отличия, связанные в основном с тем, что вся резонансная система или элементы ее конструкции находятся в области низких температур и теплопритоки к этим элементам должны быть минимальными. Кроме того, для достижения максимальных значений добротности и эталонности резонансную систему стремятся по возможности оградить от влияния различных внешних факторов, что в низкотемпературном варианте также имеет свою специфику.

Ряд конструктивных решений можно использовать при разработке охлаждаемых резонансных систем независимо от диапазона частот. Это методы вакуумирования, передачи поступательного

и вращательного движения, конструирования линий связи (например, коаксиальных) и др. Однако даже в пределах одного частотного диапазона к конструкции охлаждаемой резонансной цепи могут предъявляться самые различные требования, определяемые условиями ее применения. Поэтому при конструировании следует учитывать все особенности практического использования резонансной системы. Например, особенности конструкции резонаторов по-разному влияют на их добротность в зависимости от типа возбуждаемых колебаний (H или E).

Направление высокочастотных токов на поверхности резонатора при этих типах колебаний различное. При колебаниях E -типа в конструкции цилиндрического резонатора должно быть как можно меньше стыков, которые пересекаются высокочастотными токами. Эти особенности могут быть использованы для развязки от нежелательных колебаний. Как и у резонаторов, работающих при комнатной температуре, одна из торцевых стенок выполняется в виде поршня, не имеющего контакта с цилиндрической поверхностью, или в крышке резонатора протачивается специальная кольцевая канавка, в которую помещается поглощающее вещество.

Связь с резонатором осуществляется с помощью волноводных и коаксиальных линий — тонкостенных труб круглого или прямоугольного сечения, изготовленных из материала, обладающего малой теплопроводностью (нержавеющая сталь, нейзильбер, мельхиор, ковар и др.). В процессе работы добротность резонансной системы может изменяться в широких пределах, поэтому при конструировании охлаждаемых резонансных систем должна быть предусмотрена возможность изменения связи. На практике часто необходимо перестраивать резонансную частоту. Для перестройки частоты используются различные устройства, которые дают возможность, с одной стороны, передавать поступательное или вращательное движение в вакуумированную полость, находящуюся в области низкой температуры, а с другой — изменять взаимное положение элементов перестройки частоты или связь с резонансной системой.

Рассмотрим некоторые практические конструкции, использующиеся для перестройки частоты или изменения коэффициента связи охлаждаемых резонаторов.

Схема простой конструкции устройства для передачи вращательного или поступательного движения в вакуумную полость изображена на рис. 3.13. Это устройство хорошо зарекомендовало

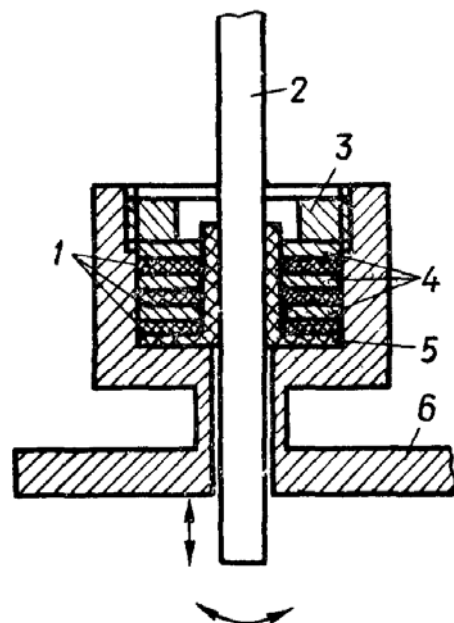


Рис. 3.13. Схема устройства для передачи вращательного или поступательного движения в вакуумную полость:

- 1 — резиновые прокладки;
- 2 — перемещаемый вал; 3 — уплотняющая гайка; 4 — металлические шайбы; 5 — тефлоновая тонкостенная гильза; 6 — корпус.

себя в эксплуатации, оно не дает течи при многократном использовании.

На рис. 3.14 приведена схема конструкции системы, позволяющей перестраивать частоту коаксиального резонатора [6]. Частота перестраивается при помощи поршня, который соединен с тягами, прикрепленными к платформе. Поступательное движение

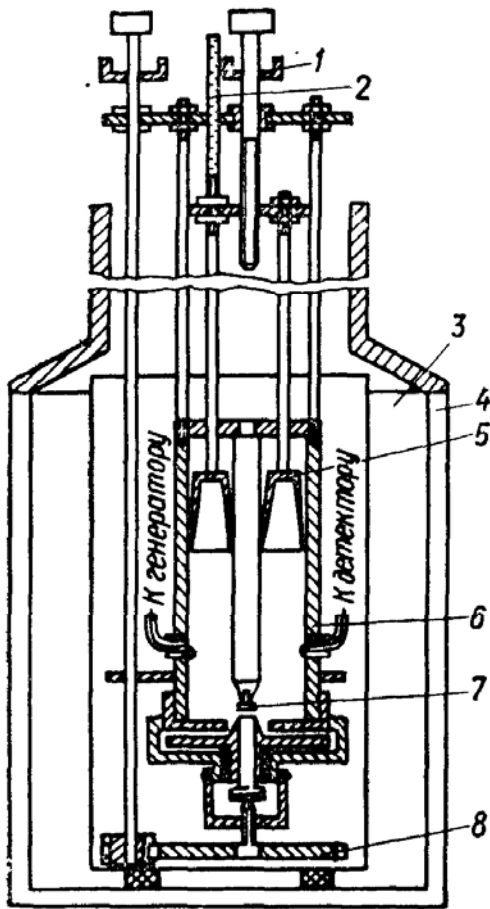


Рис. 3.14. Схема охлаждаемого резонатора с перестройкой частоты:

1 — лимб; 2 — отсчетная линейка; 3 — жидкий азот; 4 — сосуд Дьюара; 5 — поршень настройки; 6 — резонатор; 7 — диск; 8 — пара шестерен.

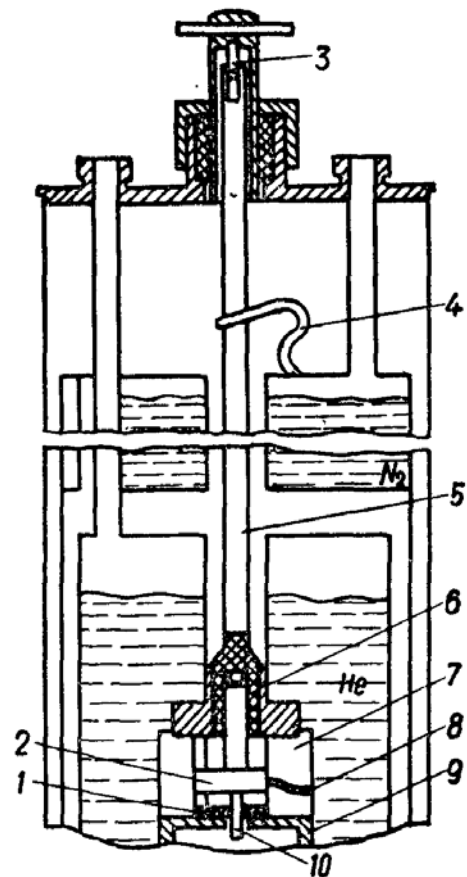


Рис. 3.15. Схема сверхпроводящего резонатора с перестройкой частоты:

1 — фторпластовая втулка; 2 — прямоугольный фиксатор; 3 — лопатка; 4, 8 — гибкие теплопроводы; 5 — ось; 6 — дифференциальная муфта; 7 — камера; 9 — резонатор; 10 — штырь перестройки.

ние поршня обеспечивается вращением настроечного винта. Смещение поршня отсчитывается с помощью линейки и лимба.

Перестройка частоты сверхпроводящего объемного резонатора осуществляется при помощи сверхпроводящего штыря (рис. 3.15), который вводится в полость резонатора. Штырь перемещается с помощью дифференциальной муфты, жестко закрепленной на оси механизма перестройки. Внутренняя резьба муфты отличается от наружной либо направлением (левая и правая), либо шагом. Прямоугольный фиксатор, скользящий в пазу фторпластовой втулки, препятствует проворачиванию штыря при вращении муфты. Охлаждение штыря осуществляется посредством гибкого теплопровода, который имеет хороший контакт с гелиевой ван-

ной. Ось механизма перестройки выполнена из тонкостенной трубки (нержавеющая сталь). Линии связи с резонатором выведены через дно криостата. Добротность резонатора с таким устройством для перестройки частоты в 3-см диапазоне составляет величину порядка 10^7 и практически не изменяется во всем диапазоне перестройки (15 МГц) [47]. Крутизна механической перестройки возрастает по мере погружения што́ра (рис. 3.16).

В работе [48] описан механизм плавной перестройки частоты сверхпроводящего резонатора, позволяющий устанавливать заданную частоту с погрешностью, не превышающей нескольких десятков герц. Перестройка осуществляется также при помощи што́ра. Криостат и резонатор аналогичны описанным в работе [47]. Для достижения высокой плавности хода изменен лишь механизм перемещения што́ра (рис. 3.17). Што́р 9 вводится в полость резонатора 8 при помощи кулачка 6. Пружина 7 обеспечивает обратный ход. Кулачок жестко соединен с шестерней 4, приводимой во вращение червяком 5. Самофиксирующая червячная передача надежно сохраняет положение што́ра. Передаточное число червячной пары 5—6 равно 1 : 100. Люфт устраняется смещением оси што́ра относительно оси вращения шестерни.

Механизм перестройки собран на стойке и закреплен в цилиндрической полости внутри гелиевой ванны. Неподвижные детали механизма, а также сверхпроводящий што́р охлаждаются через гибкие теплопроводы. Вал 3, закрепленный на подшипниках в азотной ванне, приводится во вращение механизмом 2 с сильфонным уплотнением и планетарными шестернями для разгрузки сильфона от скручивающих усилий. Грубая перестройка частоты осуществляется с помощью электродвигателя 1. Для точной настройки на требуемую частоту используется еще одна червячная пара с передаточным числом 1 : 80 (на рисунке не показана), совмещенная с механизмом передачи вращения в вакуум, на концах вала есть разъемы типа щель — лопатка, что позволяет снижать приток тепла к гелиевой ванне и уменьшать механическое воздействие на што́р.

При испытаниях описанного механизма использовался што́р диаметром 2,5 мм, глубина погружения его в полость резонатора не превышала 10 мм [48], при этом был достигнут диапазон

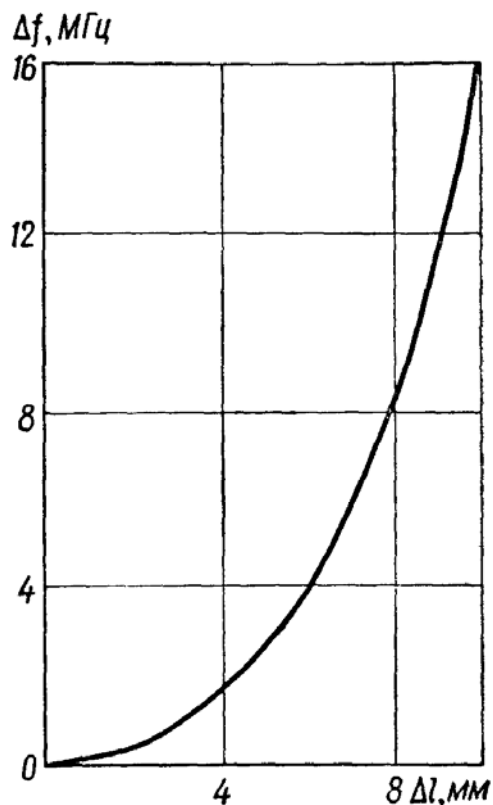
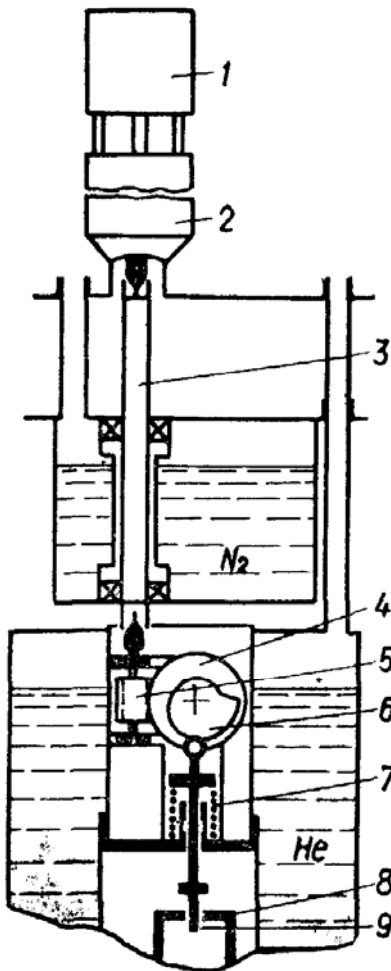


Рис. 3.16. Зависимость изменения частоты от глубины погружения што́ра (диаметр 4 мм).

перестройки частоты порядка 7 МГц. Крутизна перестройки с погружением штыря возрастает, однако в данном механизме можно регулировать линейность кривой перестройки при помощи кулачка с соответствующим профилем. Диапазон перестройки частоты зависит от размеров элемента перестройки, в частности диаметра и длины штыря.

В работе [77] описано устройство связи с СВЧ резонатором (рис. 3.18), позволяющее перестраивать ее без механических систем передачи вращения или поступательного движения. Пере-



стройка связи передающей линии с объемным резонатором осуществляется в результате изменения давления в полости промежуточного коаксиального элемента при подаче газа из баллона или откачке его, при этом перемещение сильфона передается элементу связи. В качестве рабочего газа при температуре 4,2 К используется гелий. Устройство связи устанавливается на нижней крышке резонатора и соединяется с передающей линией 11 кабелем 10. Жестко закрепленный высокочастотный разъем 9 позволяет использовать неподвижные волноводы или коаксиал, так как перемещается не все устройство, а только промежуточный коаксиальный элемент и элемент связи.

Перестройку связи сверхпроводящего резонатора с коаксиальными линиями мож-

Рис. 3.17. Схема механизма плавной перестройки частоты сверхпроводящего резонатора:

1 — электродвигатель; 2 — механизм ввода вращения в вакуумную полость; 3 — вал; 4 — шестерня; 5 — червяк; 6 — кулачок; 7 — пружина; 8 — резонатор; 9 — штырь.

но осуществлять при помощи взаимного перемещения винта 5 и гайки 4 (рис. 3.19), жестко связанных с резонатором и линиями. Подвижные соединения вакуумируются посредством сильфонов.

Для того чтобы сохранить высокие эталонные качества и предотвратить изменение добротности с течением времени, охлаждаемую резонансную систему следует вакуумировать. При этом не должно быть перепада давления между наружной частью резонатора и его внутренней полостью. В противном случае возможное изменение внешнего давления, как указывалось выше, приведет к ухудшению эталонных свойств системы. Вакуум в резонансной полости должен быть достаточно высоким, порядка $1,3 \cdot 10^{-6}$ — $1,3 \cdot 10^{-7}$ Па (10^{-8} — 10^{-9} мм рт. ст.), так как при низком вакууме сверхпроводящая поверхность адсорбирует остаточные газы, что приводит к увеличению поверхностного сопротивления.

Для удобства в эксплуатации система вакуумирования должна

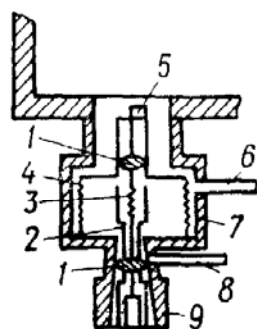
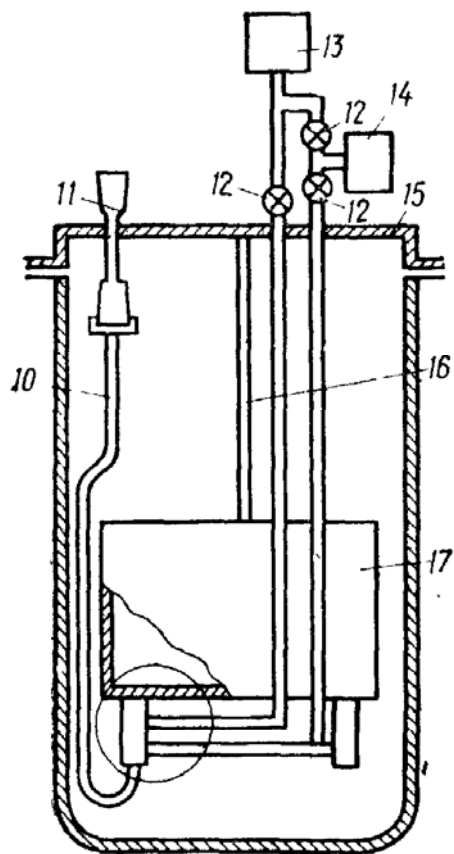


Рис. 3.18. Схема устройства для перестройки связи передающей линии с охлаждаемым СВЧ резонатором: 1 — уплотнение; 2 — направляющая трубка; 3 — внутренний проводник в виде спирали; 4 — сильфон; 5 — элемент связи; 6 — трубка для откачки резонатора; 7 — направляющая втулка; 8 — трубка; 9, 11 — высокочастотные разъемы; 10 — коаксиальный кабель; 12 — вентили; 13 — форвакуумный насос; 14 — баллон с газом; 15 — крышка криостата; 16 — полая нейзильберовая трубка; 17 — резонатор.

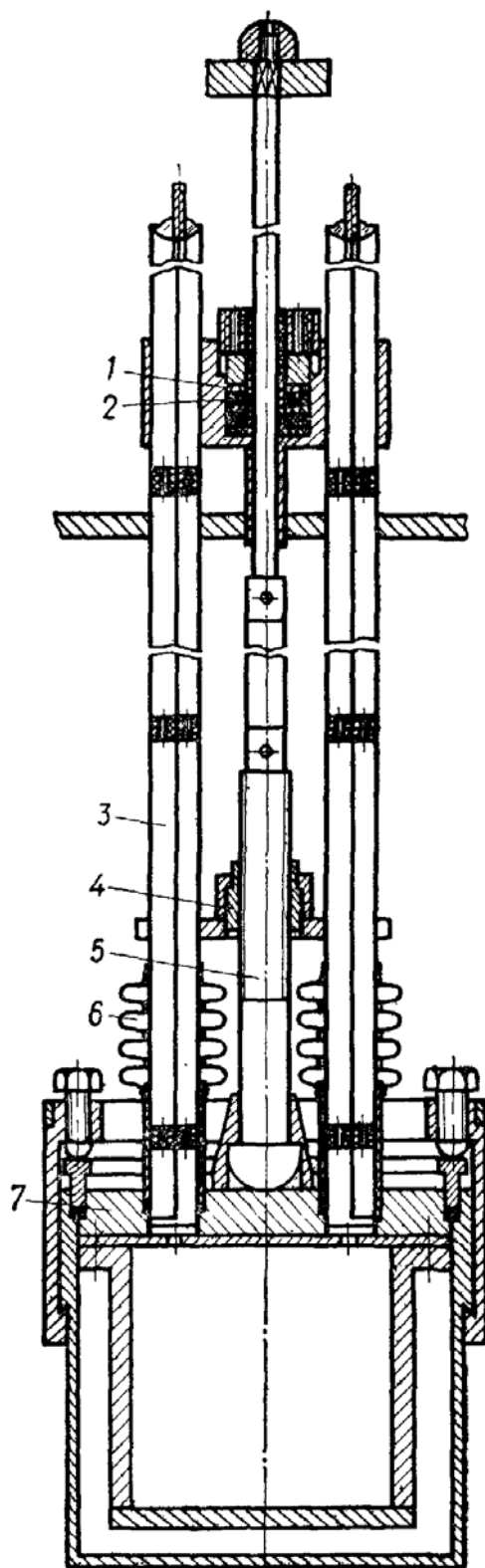


Рис. 3.19. Схема устройства для изменения связи сверхпроводящего резонатора с коаксиальными линиями:

1, 2 — уплотняющие прокладки; 3 — коаксиальные линии связи; 4 — гайка; 5 — винт; 6 — сильфон; 7 — крышка вакуумного стакана.

быть разборной, но такой, чтобы после размещения в ней резонатора не было необходимости в проведении паяльных и сварочных операций. Схемы и внешний вид практических конструкций систем вакуумирования, удовлетворяющих этим требованиям, показаны на рис. 3.20. Наиболее проста конструкция, схема которой изображена на рис. 3.20, а. При сборке корпуса резонатора б

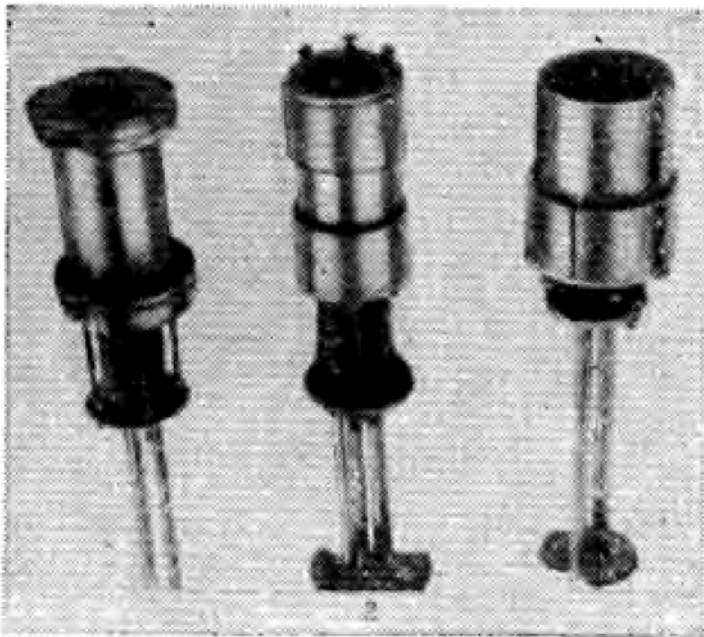
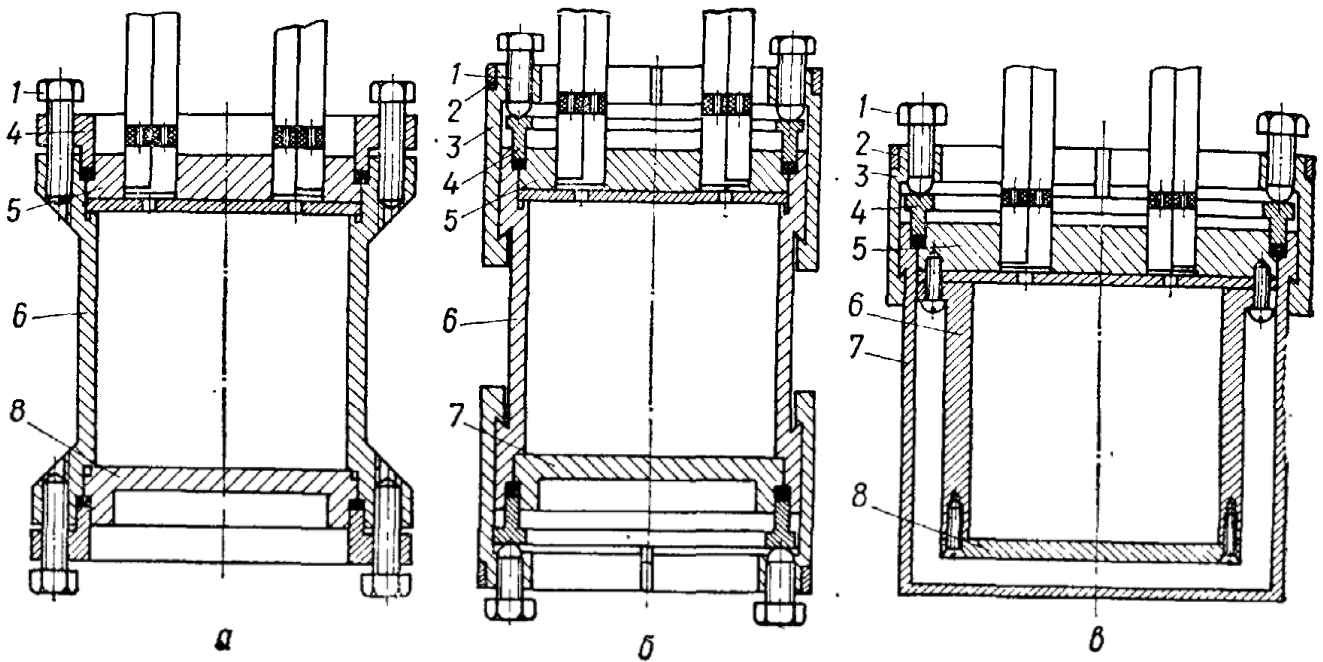


Рис. 3.20. Схемы (а, б, в) и внешний вид (г) конструкций систем вакуумирования резонаторов:

1 — болты; 2 — кольцо; 3 — уплотняющие полукольца; 4 — прижимное кольцо; 5 — верхняя крышка; 6 — корпус резонатора; 7 — корпус вакуумного стакана; 8 — нижняя крышка.

и крышек 5 и 8 между ними образуется кольцевой паз, в который помещается индиевая прокладка. Фланец 4 прижимается к корпусу резонатора с помощью болтов 1. При этом индий благодаря пластичности деформируется, в результате чего и создается герметичность внутренней полости. Использование полуколец 3, скрепляемых с помощью кольца 2 и имеющих на них и корпусе резонатора клиновидных выступов (см. рис. 3.20, б), позволяет значительно уменьшить размеры конструкции.

Как указывалось выше, для достижения высоких эталонных качеств резонатор необходимо поместить в вакуумный стакан,

состоящий из крышки 5 и стакана 7 (см. рис. 3.20, в). Вакуумное соединение их осуществляется также с помощью прижимного кольца 4, полуколец 3, кольца 2 и болтов 1.

Вакуумирование волноводов и коаксиальных линий в теплой зоне не представляет трудностей и производится обычными методами, с помощью вакуумных окон или стандартных гермовводов.

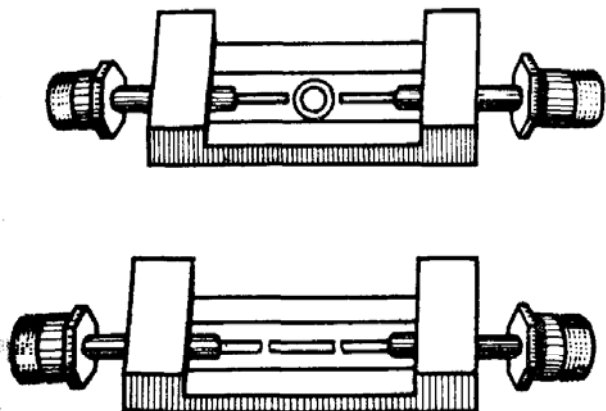


Рис. 3.21. Сверхпроводящие микрополосковые СВЧ резонаторы.

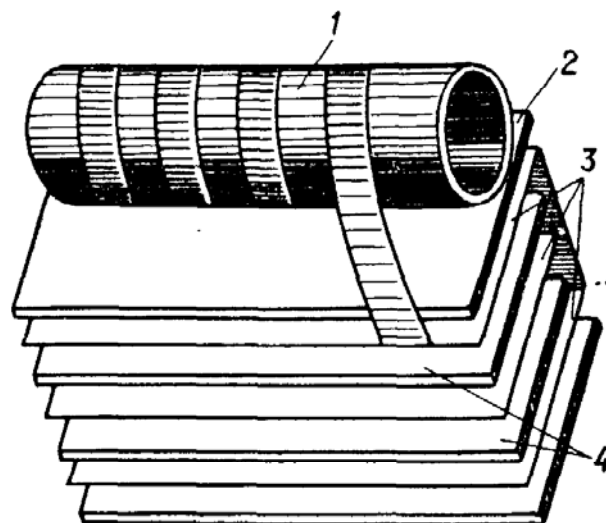


Рис. 3.22. Резонансный контур: 1 — стеклянная трубка; 2 — стеклянная пластина; 3 — свинцовая фольга; 4 — диэлектрик.

Откачиваются резонаторы через клапаны, которые находятся в теплой зоне и соединены с откачиваемым объемом специальной тонкостенной трубкой или линиями связи. Если резонансная система и система вакуумирования не подлежат разборке и сборке, то откачка может производиться через стеклянные или металлические соски, которые после этого запаиваются [158, 193].

В работе [186] описаны микрополосковые сверхпроводящие резонаторы. Конструкции двух таких резонаторов показаны на рис. 3.21. Изготавливались они методом напыления свинца на подложку. Необходимая конфигурация достигнута с помощью специальных масок. Добротность полоскового резонатора кольцевого типа на частоте 14,3 ГГц при $T = 4,2$ и 1,8 К составляет соответственно $2 \cdot 10^5$ и $5 \cdot 10^5$. Основным преимуществом таких резонаторов являются малые габариты и возможность выполнения в виде единой конструкции с другими СВЧ элементами.

Исследованы конструкции резонансных систем с сосредоточенными параметрами. Основными сверхпроводящими материалами, используемыми при создании таких систем, являются олово, свинец, ниобий, станнид ниобия (Nb_3Sn) [77]. На рис. 3.22 показан резонансный контур ($f_0 = 17$ МГц), катушка индуктивности и конденсатор которого выполнены из одного и того же листа свинцовой фольги. Стеклянная трубка и пластины одновременно служат арматурой и диэлектриком.

Элементы такого контура можно изготавливать также из меди или латуни, а затем покрывать их слоем сверхпроводника. Контур желательно помещать внутри сверхпроводящего экрана,

благодаря которому добротность на частоте 58 МГц при $T = 4,2$ К увеличивается от $5 \cdot 10^3$ до $2 \cdot 10^5$ [207]. Экран должен быть сконструирован достаточно тщательно, поскольку он представляет собой одиночный короткозамкнутый виток, связанный с индуктивностью резонансного контура. Один из вариантов сверхпроводящего резонансного контура показан на рис. 3.23. Внешняя обкладка конденсатора и экранирующий стакан, который одевается на весь контур, соединены, а связь осуществляется при помощи коаксиальных линий, заканчивающихся штырями [9, 207] или петлями [162, 294].

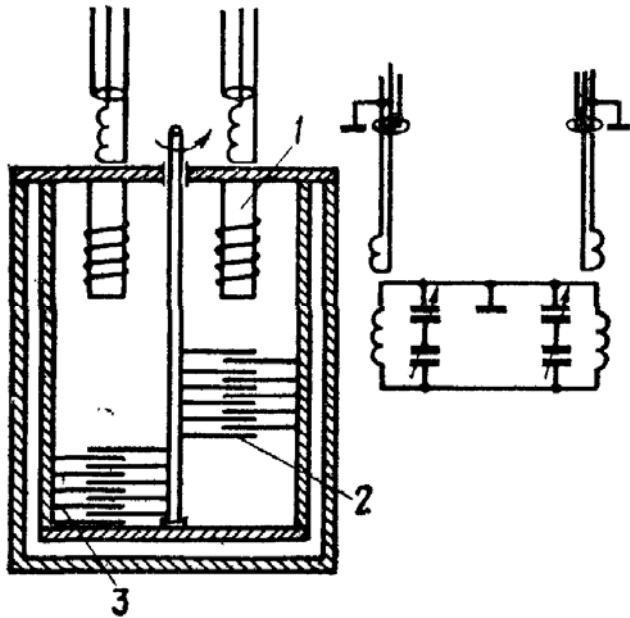


Рис. 3.23. Сверхпроводящий резонансный контур:

1 — катушка индуктивности; 2 — ротор конденсатора; 3 — статорные пластины конденсатора.

Частоту контура можно перестраивать, изменяя его емкость или индуктивность с помощью устройств передачи вращательного и поступательного движения, подобных описанным выше.

Перестраиваемые сверхпроводящие контуры, используемые в качестве преселекторов приемных устройств, описаны в гл. 6 (см. рис. 6.2—6.4).

В диапазоне метровых и дециметровых волн широко применяются коаксиальные резонаторы. Размеры таких резонаторов могут быть существенно уменьшены, если центральный проводник выполнить в виде спирали (рис. 3.24). Спираль крепится к пластине, опирающейся на выступ в стенке внешнего проводника. Такой резонатор можно делать разборным, что облегчает смену спирали. Спиральные резонаторы могут работать в широком диапазоне частот при одном внешнем проводнике, который является также экраном, обеспечивающим достижение высоких добротностей. Свободный конец спирали служит емкостным настроечным элементом и используется для изменения резонансной частоты.

В работе [196] приведены результаты исследования 15-виткового спирального сверхпроводящего резонатора (см. рис. 3.24). Спираль покрывалась свинцом в борфтористоводородном электролите. Резонатор имел 12 резонансных частот в интервале 48—1000 МГц. Добротность составляла величину порядка $2 \cdot 10^7$ при $T = 4,2$ К. Свободно подвешенная спираль очень чувствительна к вибрациям, даже перемещение человека по комнате, в которой находится экспериментальная установка, вызывает существенные изменения резонансной частоты. Намотка спирали на специальный диэлектрический каркас повышает жесткость системы при некотором уменьшении ее добротности [101]. Кар-

кас может быть изготовлен из тефлона, у которого при гелиевых температурах $\text{tg } \delta \approx 10^{-5}$.

В работах [167, 223] исследованы сверхпроводящие спиральные резонаторы из ниобия, которые предполагается использовать в качестве ускоряющих структур в ускорителях тяжелых частиц. Добротность такого четвертьволнового резонатора на частоте 90 МГц составляет $2 \cdot 10^9$ [223]. Спираль изготавливается из ниобиевой трубки диаметром 0,63 см. Секция из пяти таких спиральных резонаторов размещается в медном покрытом свинцом экране (диаметр 40 см), в стенках которого сделаны каналы для охлаждения. Все ниобиевые поверхности полируются электрохимическим способом и анодируются [223].

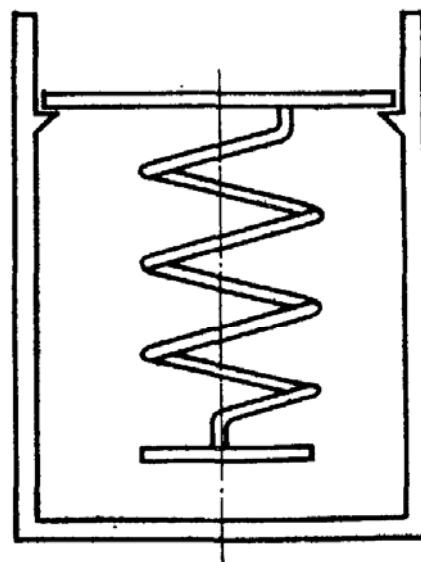


Рис. 3.24. Спиральный резонатор.

6. МЕТОДЫ ОХЛАЖДЕНИЯ РЕЗОНАНСНЫХ СИСТЕМ

Перспективность использования низких температур для улучшения параметров различных приборов и устройств не вызывает сомнений. Однако низкотемпературные методы пока еще не получили достаточного развития. Это обусловлено тем, что во многих случаях системы для поддержания низких температур сложны и не обладают необходимыми эксплуатационными качествами, а в специальной литературе криостатированию различных радиотехнических и электрических устройств уделяется мало внимания; к тому же данные по этому вопросу в основном разрознены.

Устройства, применяемые для глубокого охлаждения резонансных систем, можно разделить на два типа: активные и пассивные. Принцип работы активных систем заключается в достижении низких температур на охлаждаемом образце за счет потребления энергии. К активным системам охлаждения относятся холодильные машины, в которых используются различные циклы. Принцип работы пассивных систем охлаждения состоит в поддержании на охлаждаемом образце низких температур за счет ожиженного или твердого газа, получаемого с помощью автономного, не связанного с пассивной системой, ожижительного устройства. К пассивным системам охлаждения относятся криостаты. Требования, предъявляемые к охлаждающим устройствам, определяются спецификой работы охлаждаемых резонансных систем. Поэтому проектировать их следует с учетом конкретных требований, предъявляемых ко всей системе в целом.

Требования к системам охлаждения можно разделить на две группы: общие, предъявляемые к системам охлаждения незави-

симо от того, для охлаждения какого образца они предназначены, и специфические, предъявляемые к устройствам, предназначенным для охлаждения, например, только резонансных систем.

К общим относятся следующие требования:

1) надежное охлаждение образца и возможность работы при необходимой температуре;

2) максимальное время работы системы без дополнительных действий оператора или обслуживающего персонала при минимальном времени охлаждения всей системы;

3) минимальные габариты и вес, удобство и безопасность в работе.

Для достижения максимальной добротности и эталонности резонансной системы предъявляются определенные требования к стабильности температуры. Если резонансная система используется для стабилизации частоты, необходима не только стабилизация температуры самой резонансной системы, но и обеспечение постоянства распределения температуры вдоль линий связи. Невыполнение этих требований приводит к дополнительной неустойчивости генерируемой частоты вследствие изменения их длины. Конструкцией такого криостата должно быть предусмотрено, во-первых, уменьшение механических нагрузок на линии связи, возникающих при тепловом сжатии конструктивных элементов во время заливки, и, во-вторых, по возможности исключение влияния температуры окружающей среды на механические напряжения в линиях.

В экспериментальных исследованиях обычно используется криостат с широкой горловиной, что позволяет быстро менять исследуемые образцы. Такая конструкция также удобна в тех случаях, когда от системы не требуется максимальный срок непрерывной работы, поскольку допускает замену и возможность ремонта резонансной системы без разборки криостата.

Системы охлаждения, размещаемые на движущихся объектах, например на антеннах, должны сохранять работоспособность при наклонах на заданный угол. Поэтому при использовании в качестве источника холода жидкого газа необходимо предусматривать в таких системах устройства, предотвращающие вытекание его через дренажные патрубки.

К системам охлаждения, устанавливаемым на транспортных средствах, предъявляются требования виброустойчивости. Такие конструкции должны быть виброустойчивыми, а также должны обеспечивать нормальную работу размещенных в них объектов в условиях вибраций. Поэтому системы охлаждения выполняются в виброустойчивом варианте, а охлаждаемые резонаторы или контуры — с жестким креплением. При необходимости устанавливаются амортизирующие элементы.

При выборе системы охлаждения учитывают следующие обстоятельства.

Пассивные системы более просты и доступны в изготовлении, не потребляют энергию во время работы, длительное время не требуют ремонта, просты в эксплуатации. Основным недостатком таких систем является ограниченное время работы при одноразовой заливке хладагента. Кроме того, для заправки их необходима либо ожижительная база, либо доставка жидкого хладагента к месту работы.

Активные системы не требуют наличия ожижительной базы, запасов хладагента, дозаливки. Применение их предпочтительно в тех случаях, когда необходима циклическая или эпизодическая работа устройства или когда дозаливка хладагентом пассивных систем затруднительна. Недостатком активных систем является значительное энергопотребление.

При использовании обратимой машины в холодильном режиме на каждые n ватт мощности, подводимой к холодной зоне, необходимо затратить работу $A = n (T_n - T_x) / T_x$. Отсюда следует, что идеальная холодильная машина для выработки 1 Вт холода потребляет мощность при азотной температуре — 3, при водородной — 14, при гелиевой — 75 Вт. Однако реальные микрохолодильные машины значительно хуже, так как, во-первых, к. п. д. реальных газовых циклов ниже, чем к. п. д. цикла Карно, и, во-вторых, в малых машинах наиболее сильно сказываются теплотери. Кроме того, вес холодильных машин довольно большой, в ряде случаев у них ограниченный ресурс работы, сложная конструкция. Поэтому активные системы охлаждения пока не получили такого широкого применения, как пассивные.

В дальнейшем рассматриваются в основном пассивные системы — криостаты, предназначенные для охлаждения сверхпроводящих резонансных систем, т. е. для работы с жидким гелием.

Одним из основных требований ко всем конструкциям криостатов является обеспечение максимального времени их работы, что всегда связано с необходимостью уменьшения теплопритоков к хладагенту. Сложность решения этой задачи состоит в том, что, во-первых, удельная теплота испарения жидких газов, наиболее часто используемых в качестве хладагента, малá и, во-вторых, в большинстве случаев требование обеспечения минимального теплопритока противоречит конструктивным, эксплуатационным и другим требованиям, предъявляемым к криостатам. Поэтому обычно выбирают оптимальную конструкцию криостата с точки зрения обеспечения необходимых параметров и времени его работы.

Время полного испарения хладагента определяется по выражению $t = m_{\text{хл}} \gamma_{\text{исп}} / \Theta_{\Sigma}$, где $m_{\text{хл}}$ — масса хладагента; $\gamma_{\text{исп}}$ — удельное количество тепла, необходимое для испарения хладагента. Величина $\gamma_{\text{исп}}$ в общем случае включает в себя теплоту для отепления переохлажденного твердого газа до температуры плавления, теплоту плавления, теплоту для отепления жидкости до температуры кипения и теплоту испарения жидкого газа.

Если используется только жидкий газ, $\gamma_{\text{исп}}$ равно его теплоте испарения.

Теплопритоки в криостате можно разделить на следующие основные группы.

1. Теплопритоки по конструктивным элементам криостата (горловине, подвесам, опорам, растяжкам, линиям связи резонансной системы и др.). Такие конструктивные элементы обычно называют тепловыми мостами. В общем случае теплопритоки по конструктивным элементам зависят от теплопроводности материалов, из которых изготовлены элементы, поперечного сечения и длины их, перепада температур на их концах и других факторов. Передача тепла в тепловых мостах, как и во всяком твердом теле, описывается уравнением теплопроводности $\Theta_{\Sigma} = \int q dS$; $q = -K_{\Sigma} \text{grad } T$ (Θ_{Σ} — интегральный тепловой поток; q — вектор потока тепла; K_{Σ} — эффективный коэффициент теплопроводности). Как видно, поток тепла пропорционален градиенту температуры. Известно, что тепло распространяется от нагретых участков к более холодным, поэтому при увеличении длины теплового моста градиент температуры падает, а следовательно, падает разность температур между соседними участками и уменьшаются теплотери моста. В простейшем случае, когда мост имеет вид трубки или стержня с равномерным градиентом температуры, $\Theta_{\Sigma} = 10^2 K_{\Sigma} S (T_2 - T_1)/L$, где L — длина моста, м; T_2 — температура окружающей среды; T_1 — температура, до которой охлаждается элемент.

2. Теплопритоки, связанные с тепловым излучением. Тело, у которого $T \neq 0$ К, излучает энергию в виде электромагнитных волн. Чем выше температура тела, тем большее количество энергии излучается. Поэтому два тела, имеющие различную температуру, обмениваются энергией, даже если между ними нет непосредственного контакта. В криостатах всегда существует различие в температуре отдельных его узлов и $\Theta_{\Sigma} = 10^4 \sigma (T_1^4 - T_2^4) S \epsilon_{\text{пр}}$, где S — площадь меньшей поверхности излучения (поглощения); T_1, T_2 — температуры поверхностей; $\epsilon_{\text{пр}} = 1/\epsilon_1(T) + 1/\epsilon_2(T) - 1$ — приведенная степень черноты; $\epsilon_1(T), \epsilon_2(T)$ — степень черноты соответствующих поверхностей.

3. Перенос тепла остаточными газами в межстенном пространстве криостата. В общем случае перенос энергии остаточными газами зависит от отношения средней длины свободного пробега молекул газа к расстоянию между стенками сосудов криостата, а также от разности температур этих стенок. Тепловой поток через газ между двумя приблизительно параллельными поверхностями равен $1,3 \cdot 10^6 a p C_{\Gamma} (T_1 - T_2) S$ (C_{Γ} — некоторая постоянная, характеризующая остаточный газ; a — коэффициент аккомодации — доля энергии, отдаваемая молекуле при столкновении, — зависящий от состояния поверхности).

4. Теплопритоки за счет тепловой энергии, выделяемой в самом охлаждаемом устройстве. Они зависят от активной мощности,

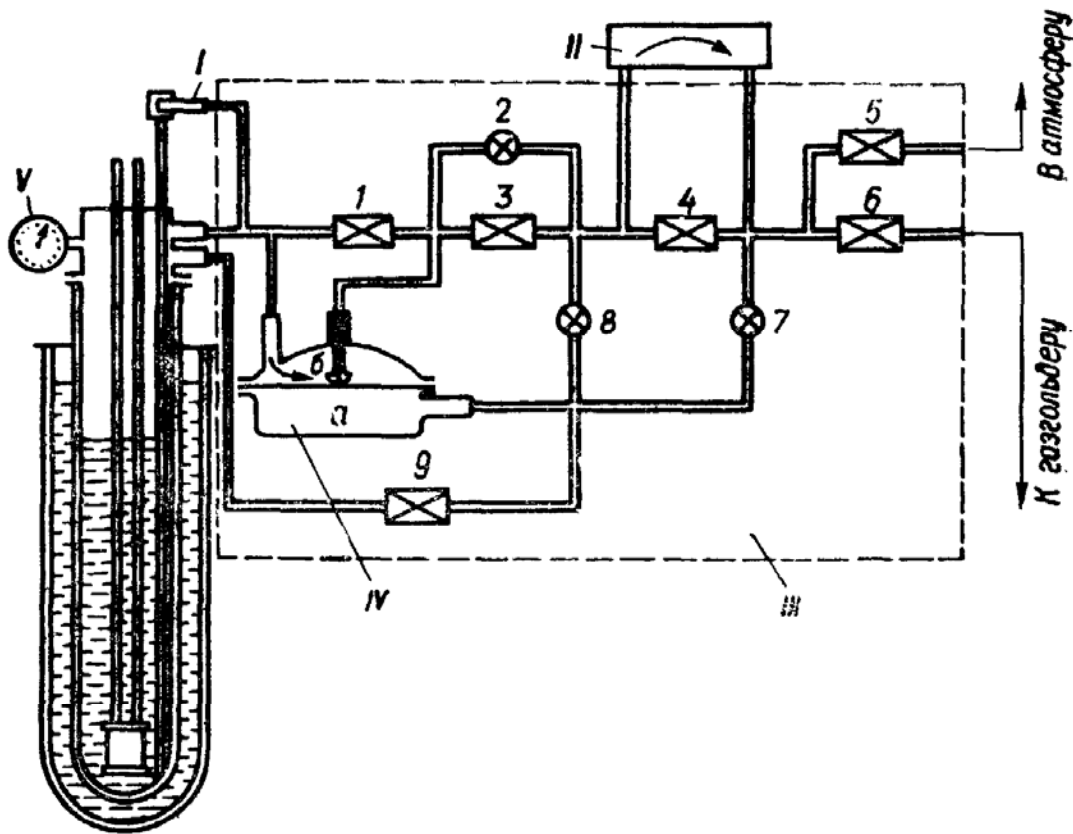


Рис. 3.25. Схема экспериментальной установки с устройством для откачки паров рабочего газа:

I — переливной сифон; *II* — форвакуумный насос; *III* — устройство управления откачкой; *IV* — моностаг; *V* — манометр; 1, 3, 4, 5, 6, 9 и 2, 7, 8 — соответственно вентили грубой и тонкой регулировки.

рассеиваемой в резонансной системе. В слаботочной радиотехнике эта величина, как правило, значительно меньше по сравнению с величинами других видов теплопереноса.

Существуют различные способы уменьшения теплопритоков. Например, для уменьшения теплопритоков первой группы конструктивные элементы изготавливают из материалов с малой теплопроводностью и уменьшают их поперечное сечение. В ряде конструкций криостатов эффективным средством снижения теплопритоков этой группы является охлаждение элементов отходящими парами хладагента.

Теплопритоки, связанные с излучением, можно существенно уменьшать с помощью специальных охлаждаемых экранов, а также экранно-вакуумной изоляции, помещаемой в межстенном пространстве.

Уменьшение теплопритоков третьей группы связано с улучшением вакуума при помощи

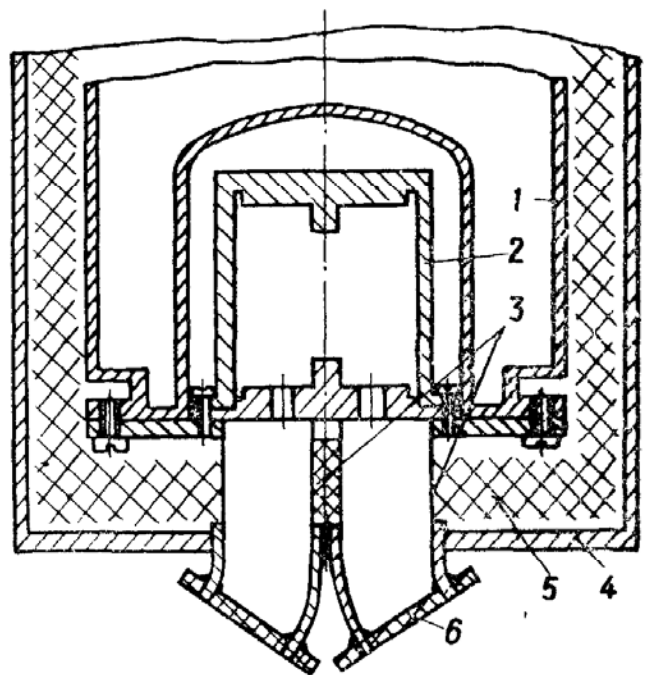


Рис. 3.26. Схема крепления резонатора к дну криостата:

1 — ванна с охлаждающей жидкостью; 2 — объемный резонатор; 3 — линии связи; 4 — дно криостата; 5 — теплоизолирующий слой; 6 — вакуумные окна.

специальных адсорбентов, помещаемых в откачиваемом объеме. При низких температурах адсорбенты эффективно поглощают остаточные газы, благодаря чему во время работы системы удается поддерживать высокий вакуум.

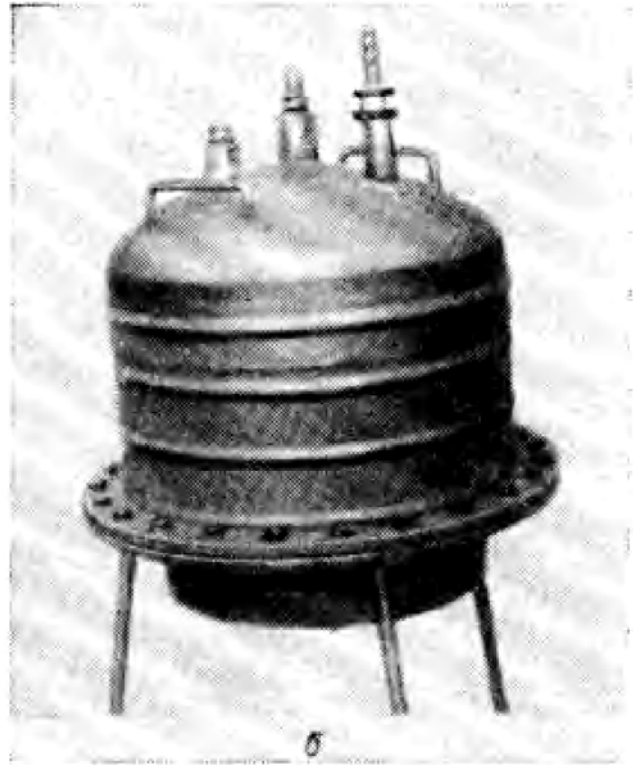
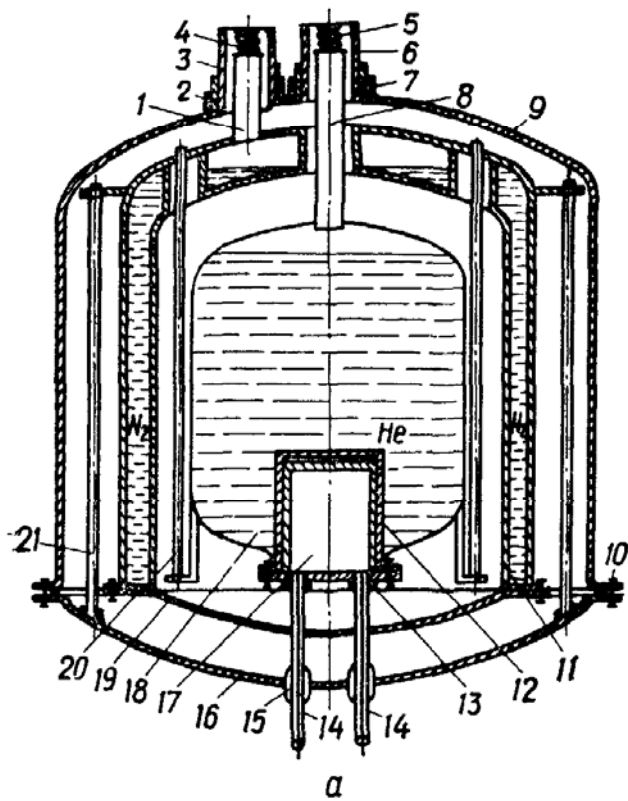


Рис. 3.27. Схема (а) и внешний вид (б) криостата для сверхпроводящего резонатора, используемого в системе стабилизации частоты:

1 — заливочно-выпарной патрубков азотной емкости; 2, 7, 10, 15 — вакуумные уплотнения; 3, 6 — патрубки; 4, 5 — сильфоны; 8 — заливочно-выпарной патрубков гелиевой емкости; 9 — внешний кожух; 11 — азотная емкость; 12 — вакуумная камера; 13 — цапговые зажимы; 14 — линии связи; 16 — нижний фланец; 17 — сверхпроводящий резонатор; 18 — гелиевая емкость; 19 — экран; 20 — подвески; 21 — стойки.

Указанные методы снижения теплопритоков применяются в комплексе. При этом учитываются требования, предъявляемые к криостату в зависимости от эксплуатации.

Для охлаждения резонансных систем часто применяются методы понижения и стабилизации температуры с помощью откачки паров. Вентили тонкой и грубой регулировки в установке (рис. 3.25) дают возможность регулировать все необходимые операции во время работы системы в режиме откачки паров и стабилизации их давления. Температура стабилизируется за счет стабилизации давления пара над кипящей жидкостью с помощью моностага. Резиновая мембрана делит объем моностага на две части. Для стабилизации давления объем *a* перекрывается и откачка осуществляется (см. стрелку на рисунке) до тех пор, пока в объеме *б* не установится такое же давление, как и в объеме *a*.

В криостатах для охлаждения сверхпроводящих резонансных цепей охлаждаемые системы можно крепить к верхней крышке линиями связи. Такие конструкции просты и надежны в эксплуатации и позволяют, не нарушая вакуума, менять резонатор.

Однако в данном случае линии связи проходят непосредственно через жидкий гелий, уровень которого за счет выкипания в процессе работы изменяется. Это в свою очередь обуславливает перераспределение температуры вдоль линий, а следовательно, и изме-

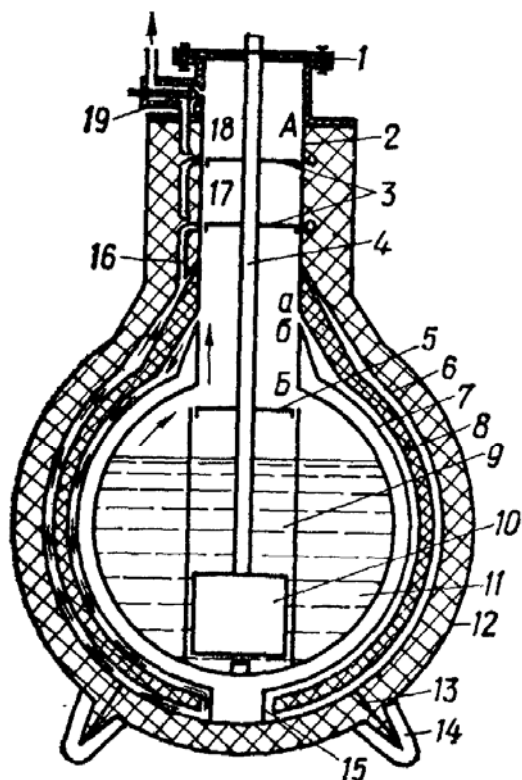


Рис. 3.28. Схема безазотного гелиевого криостата:

1 — фланец; 2 — горловина; 3, 5 — медные диски; 4 — линии связи; 6, 7 — экраны; 8 — экраны из пенопласта; 9 — медный стакан; 10 — сверхпроводящий резонатор; 11 — гелиевая емкость; 12 — наружный кожух; 13 — шелковые растяжки; 14 — колпаки; 15 — тонкостенная трубка; 16 — змеевик; 17, 18 — точки присоединения змеевика к горловине; 19 — клапан; А — а, В — б — участки горловины.



Рис. 3.29. Внешний вид безазотного гелиевого криостата.

нение их длины. Дополнительный набег фазы, зависящий от времени, приводит к зависимости от времени частоты генератора, для стабилизации которого используется данная охлаждаемая резонансная система. Учитывая результаты работ [52, 63, 123,

131, 192, 299], в каждом конкретном случае можно рассчитать влияние перераспределения температуры вдоль линий связи на стабильность частоты.

Разработаны конструкции криостатов, в которых вакуумная камера для размещения резонатора закреплена в нижней части гелиевой ванны, а линии связи выведены наружу через дно криостата [31, 47, 125, 126, 275] (рис. 3.26). Объемный резонатор крепится к дну ванны с охлаждающей жидкостью с внешней стороны. Две линии связи (в общем случае число линий связи может быть другим) проходят от резонатора к дну криостата через теплоизолирующий слой. Места соединений линий связи с кожухом криостата должны быть уплотнены, для уплотнения линий служат вакуумные окна б.

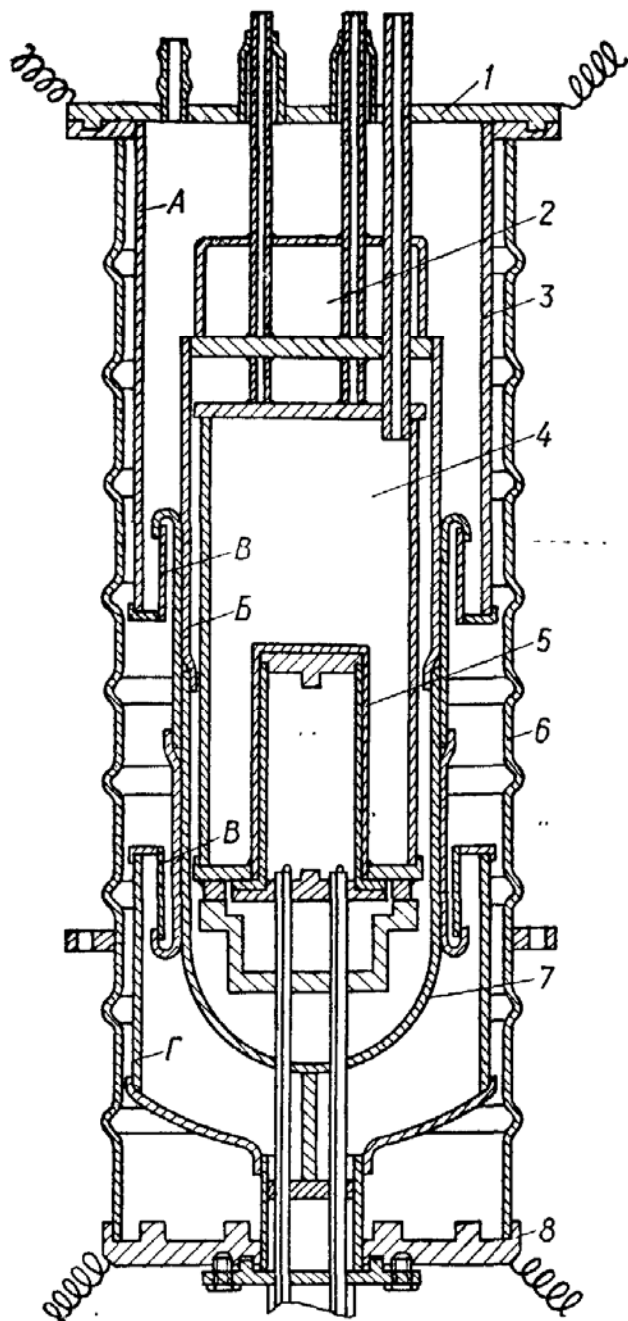


Рис. 3.30. Схема виброустойчивого криостата:

1 — верхний фланец; 2 — емкость для жидкого азота; 3 — внутренний фиксирующий кожух (элементы А, В, В, Г); 4 — емкость для жидкого гелия; 5 — карман для размещения резонатора; 6 — наружный защитный кожух; 7 — теплозащитный экран; 8 — нижний фланец.

ной стороны, имеет преимущества, присущие обычным безазотным гелиевым криостатам, а с другой — удовлетворяет требованиям, предъявляемым к криостатам для сверхпроводящих резонаторов. Отходящие пары гелия последовательно охлаждают стакан 9, участок горловины В — б, экран 7, трубку 15 и экран 6 (путь движения паров гелия между экранами показан стрелками). Затем пары поднимаются по змеевику 16, охлаждают участок А — а горловины 2 в точках 17 и 18, тем самым уменьшая тепловую мощность, передаваемую к жидкому гелию, как по материалу, так и по теплоизоляции. Температура стакана, а

В работах [125, 126] описан криостат для сверхпроводящего резонатора, конструкция которого позволяет существенно снижать влияние изменения длины линий связи на генерируемую частоту (рис. 3.27). Сверхпроводящий резонатор жестко закрепляется в вакуумной камере гелиевой емкости. Линии связи выводятся через нижний фланец криостата. Нижняя часть гелиевой емкости прикрепляется подвесками к верхней части азотной емкости, с помощью стоек установленной на нижнем фланце. Для уменьшения механических нагрузок на линии связи за счет температурного расширения или сжатия элементов криостата заливочно-выпарные патрубки гелиевой и азотной емкостей соединяются с кожухом криостата посредством сильфонов.

В гелиевых безазотных криостатах испаряющийся гелий используют для охлаждения горловины и экранов [11, 127]. Такие криостаты меньше по объему и весу, удобнее в эксплуатации. Скорость выкипания гелия в них может быть соизмерима со скоростью выкипания его в азотно-гелиевых криостатах. На рис. 3.28 приведена схема конструкции безазотного гелиевого криостата, который, с од-

также линий связи в точке их крепления к диску 5 поддерживается практически постоянной благодаря высокой теплопроводности материала диска 5 и стакана 9. Поэтому, с одной стороны, уровень жидкого гелия не влияет на перераспределение темпера-

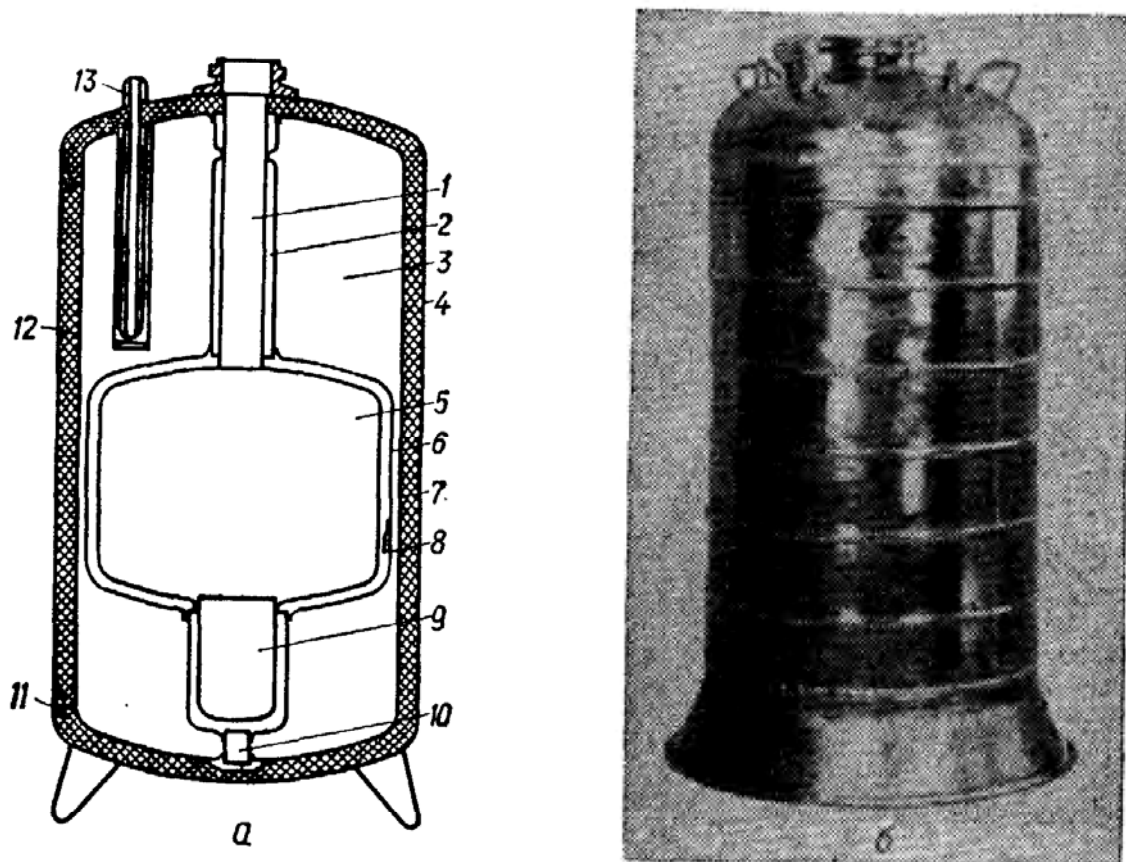


Рис. 3.31. Схема (а) и внешний вид (б) криостата с азотно-гелиевым охлаждением:

1 — горловина; 2 — медная горловина; 3 — азотная емкость; 4 — кожух; 5 — гелиевая емкость; 6 — наружный кожух гелиевой емкости; 7 — наружный кожух азотной емкости; 8, 11 — капроновые растяжки; 9 — карман для размещения резонатора; 10 — стойка; 12 — экранно-вакуумная изоляция; 13 — заливочно-выпарные трубки.

тур вдоль линий связи, а с другой — температура резонатора, даже когда гелий в криостате заканчивается, постоянна. Для заливки криостата гелием открывается клапан 19. Пары гелия проходят как по горловине, так и по змеевику. После заливки клапан закрывается и газ выходит только через змеевик, охлаждая экраны и горловину.

Экспериментально испытывался безазотный криостат емкостью 20 л (рис. 3.29) [127]. Горловина криостата (диаметр 72 мм) была изготовлена из нержавеющей стали толщиной 0,2 мм, а трубка — из такой же стали толщиной 0,5 мм. Длина участка горловины А — а — 200, участка В — б — 40, трубки — 19—20 мм. Высота криостата — 700, диаметр — 420 мм, вес — порядка 25 кг. Время полного испарения гелия — 120 ч.

В работе [96] приведены данные об экспериментальном исследовании виброустойчивого криостата для охлаждения резонатора до гелиевой температуры. Схема его конструкции представ-

лена на рис. 3.30. Внутренний фиксирующий кожух криостата (элементы А, Б, В, Г) сделан так, что теплозащитный экран в нем зафиксирован в горизонтальном направлении. Это способствует увеличению жесткости конструкции. Наружный защитный кожух 6 изготовлен из нержавеющей стали толщиной 1,5 мм, а все швы

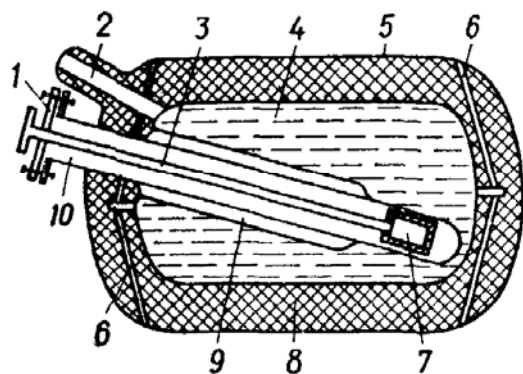


Рис. 3.32. Схема азотного криостата:

1 — фланец; 2 — заливочно-выпарные патрубки; 3 — линии связи; 4 — азотная емкость; 5 — внутренний объем криостата; 6 — растяжки; 7 — резонатор; 8 — экранно-вакуумная изоляция; 9 — карман; 10 — камера.

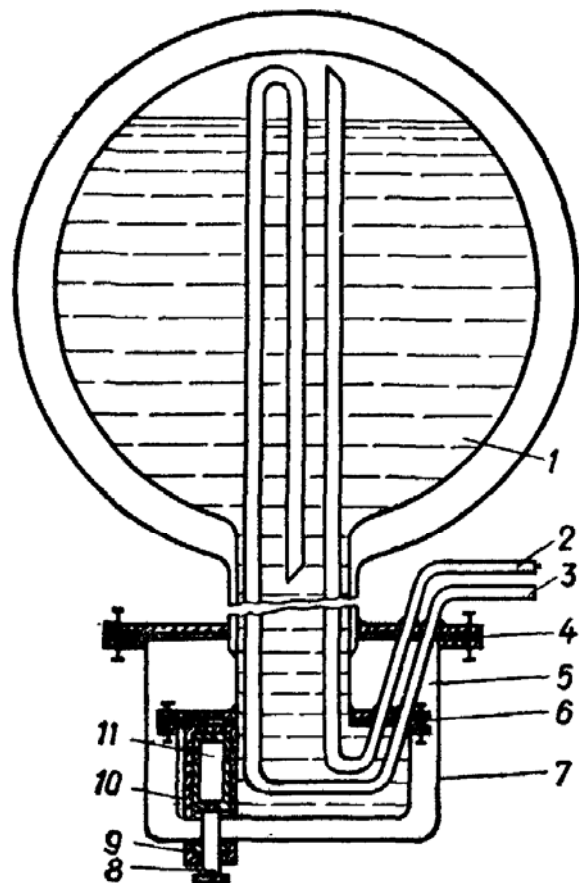


Рис. 3.33. Схема криостата, допускающего наклоны в разные стороны:

1 — хладагент; 2, 3 — заливочно-выпарные трубки; 4, 6 — вакуумные уплотнения; 5 — вакуумный объем; 7 — кожух откачиваемого объема; 8 — линии связи; 9 — устройство для ввода линий связи в вакуумный объем; 10 — камера для размещения резонатора; 11 — охлаждаемый резонатор.

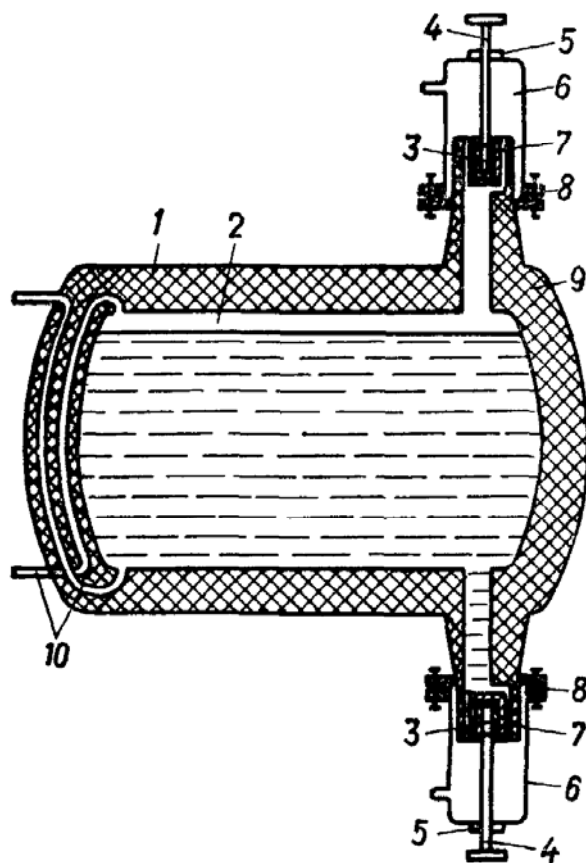


Рис. 3.34. Схема криостата для исследования охлаждаемых резонаторов:

1 — внешний кожух криостата; 2 — жидкий хладагент; 3 — резонаторы; 4 — линии связи; 5 — устройства для ввода линий связи в вакуумный объем; 6 — колпаки откачиваемого объема; 7 — камеры для размещения исследуемых резонаторов; 8 — вакуумные уплотнения; 9 — экранно-вакуумная изоляция; 10 — заливочно-выпарные трубки.

криостата выполнены при помощи аргонно-дуговой сварки или твердым припоем.

Для уменьшения механических нагрузок на криостат при вибрациях применена система амортизации. Криостат подвешен на пружинах внутри металлической рамы. Жесткость пружин подобрана так, чтобы резонансная частота колебаний криостата

внутри рамы была меньше возможной частоты вибраций (порядка 1—2 Гц). Характеристики криостата следующие: объем азотной и гелиевой емкостей — соответственно 1 и 3 л, время непрерывной работы при одноразовой заливке гелия — примерно 14 ч, вес — 38 кг, высота — 670, диаметр — 310 мм. Криостат испытывался на виброустойчивость в диапазоне частот вибраций от 50 до 2000 Гц при $g_{\max} = 10$. В диапазоне 5—50 Гц испытания проводились при амплитуде вибрации порядка 3 мм. Время работы криостата при одноразовой заливке гелия на частотах порядка нескольких герц уменьшалось в 1,1—1,2 раза.

В азотно-гелиевых криостатах, рассчитанных на длительный срок работы, для уменьшения скорости выкипания азота применяется экранно-вакуумная изоляция (рис. 3.31). Возможные параметры криостата: объем гелиевой и азотной емкостей — соответственно — 32 и 40 л, диаметр горловины — 100 мм, высота и диаметр криостата — соответственно 1100 и 415 мм, вес без хладагентов — 50 кг, время работы при одноразовой заливке — примерно 20 сут.

Достаточно проста конструкция криостатов, рассчитанных на длительное время непрерывной работы, в качестве хладагента в которых используется только жидкий азот. Одна из конструкций такого криостата описана в работе [103] (рис. 3.32). Криостат остается работоспособным при наклоне на 90° в одну сторону. Предназначен для охлаждения резонатора сантиметрового диапазона до температуры кипения жидкого азота.

На рис. 3.33 приведена схема конструкции азотного криостата, который остается работоспособным при наклонах в любую сторону [124]. Хладагент не вытекает благодаря особому расположению выпарных патрубков, выполненных в виде змеевиков. Сменить резонатор можно, повернув криостат на 180° , хладагент при этом не удаляется. Криостат, конструкция которого показана на рис. 3.34, обеспечивает возможность исследования большого количества резонаторов при одноразовой заливке, так как при повороте его вокруг оси жидкий газ не выливается. Резонатор, находящийся в это время в верхней камере, может быть заменен новым [128].

ГЛАВА 4

ИЗМЕРЕНИЕ ОСНОВНЫХ ПАРАМЕТРОВ РЕЗОНАНСНЫХ СИСТЕМ, ГЛУБИНЫ ПРОНИКНОВЕНИЯ ПОЛЯ И ПОВЕРХНОСТНОГО ИМПЕДАНСА

Для измерения основных параметров резонансных систем — добротности и резонансной частоты — разработано большое количество методов и устройств. В связи с развитием физики и техники низких температур перед исследователями возникли новые задачи, так как при охлаждении во всех диапазонах частот добротность может быть на несколько порядков выше, чем при обычных температурах. Практически любые исследования по разработке и использованию резонансных систем связаны с измерением добротности и резонансной частоты. Более того, при проведении физических экспериментов очень часто необходимо определять весьма малые изменения этих величин, что в некоторых случаях представляет существенные трудности. В настоящей главе подробно рассмотрены различные методы измерения основных параметров резонансных систем, а также глубины проникновения и поверхностного импеданса — параметров, характеризующих сверхпроводники в переменных полях.

1. ОСНОВНЫЕ СООТНОШЕНИЯ

При исследовании свойств и характеристик резонансной системы наибольший интерес обычно представляет собственная добротность Q_0 , при определении которой учитываются только потери энергии в самой резонансной системе:

$$Q_0 = 2\pi \frac{U}{\bar{U}_p} \Big|_{\omega_0} = 2\pi \frac{U}{\bar{P}_p T_0} \Big|_{\omega_0} = \omega_0 \frac{U}{\bar{P}_p} \Big|_{\omega_0}, \quad (4.1)$$

где U — энергия, накопленная в резонаторе; \bar{P}_p , \bar{U}_p — соответственно средние мощность и энергия, рассеиваемые за один период колебаний в проводящих элементах резонатора и заполняющем его диэлектрике на резонансной частоте; ω_0 — угловая резонансная частота; T_0 — период колебаний. В реальном устройстве резонатор всегда связан с внешними цепями посредством линий и элементов связи. Так как потери энергии происходят

не только в самом резонаторе, но и во внешних цепях, то такая система характеризуется нагруженной добротностью:

$$Q_H = 2\pi \frac{U}{\bar{U}_\Sigma} \Big|_{\omega_0} = \omega_0 \frac{U}{\bar{P}_\Sigma} \Big|_{\omega_0}, \quad (4.2)$$

где \bar{U}_Σ — суммарная энергия потерь в резонаторе и во внешних цепях за один период колебаний,

$$\bar{U}_\Sigma = \bar{U}_p + \bar{U}_{вн}; \quad (4.2a)$$

\bar{P}_Σ — суммарная мощность потерь. Потери во внешней цепи учитываются внешней добротностью:

$$Q_{вн} = 2\pi \frac{U}{\bar{U}_{вн}} \Big|_{\omega_0} = \omega_0 \frac{U}{\bar{P}_{вн}} \Big|_{\omega_0}, \quad (4.3)$$

где $\bar{P}_{вн}$, $\bar{U}_{вн}$ — соответственно средние мощность и энергия, рассеиваемые во внешней цепи за один период колебаний.

Исходя из общего определения добротности и учитывая (4.2a), нетрудно получить соотношение, описывающее связь между нагруженной, внешней и собственной добротностями:

$$\frac{1}{Q_H} = \frac{1}{Q_0} + \frac{1}{Q_{вн}} = \frac{1}{Q_0} (1 + \beta), \quad (4.4)$$

или

$$Q_0 = Q_H (1 + \beta), \quad (4.5)$$

где $\beta = \frac{Q_0}{Q_{вн}} = \frac{\bar{P}_{вн}}{\bar{P}_p}$. Коэффициент связи β может быть меньше единицы (связь меньше критической), равен единице (связь критическая) или больше единицы (связь больше критической). Если резонатор имеет два или более элементов связи, то соотношение принимает вид

$$Q_0 = Q_H \left(1 + \sum_1^n \beta_n \right), \quad (4.6)$$

где β_n — коэффициент связи резонатора с соответствующей линией передачи.

Понятие внешней добротности условное. Из соотношения (4.3) может быть сделан вывод, что при критической связи (известно, что при этом вся мощность, поступающая от внешнего генератора, рассеивается в резонаторе) $Q_{вн}$ должна быть бесконечно большой величиной. В действительности под энергией, рассеиваемой во внешних цепях, следует понимать энергию, которая рассеивалась бы в этих цепях, если бы генератор после установления колебаний в резонаторе был выключен. В этом случае энергия действительно рассеивается не только в резонаторе, но и во внешних цепях за счет излучения через элементы связи. Поэтому с физической точки зрения под $P_{вн}$ следует понимать мощность, рассеиваемую во внешних цепях при выключенном генераторе.

Соотношение (4.1), определяющее собственную добротность, с учетом потерь в проводящих стенках резонатора и заполняющем его диэлектрике можно представить в виде

$$\frac{1}{Q_0} = \frac{1}{\omega_0} \frac{\bar{P}_{р.м}}{U} + \frac{1}{\omega_0} \frac{\bar{P}_{р.д}}{U} = \frac{1}{Q_{0м}} + \frac{1}{Q_{0д}}, \quad (4.7)$$

где $\bar{P}_{р.м}$ и $\bar{P}_{р.д}$ — мощности, рассеиваемые соответственно в металлических стенках резонатора и заполняющем его диэлектрике; $Q_{0д}$, $Q_{0м}$ — собственные добротности с учетом потерь в диэлектрике и металле. Если известны поля в резонаторе, то собственная добротность может быть определена согласно (4.7) с помощью следующих соотношений [36, 135]:

$$Q_{0м} = \frac{\omega_0 \mu \int_V H^2 dV}{R \oint_S H^2 dS};$$

$$Q_{0д} = \frac{\omega_0 \varepsilon \int_V E^2 dV}{\omega_0 \varepsilon \operatorname{tg} \delta \int_V E^2 dV} = \frac{1}{\operatorname{tg} \delta}.$$

Здесь μ , ε — абсолютные магнитная и диэлектрическая проницаемости диэлектрика, заполняющего резонатор; $\operatorname{tg} \delta$ — тангенс угла диэлектрических потерь; R — поверхностное сопротивление металла, из которого выполнен резонатор. У резонатора без диэлектрика

$$Q_0 = \frac{\omega_0 \mu_0 \int_V H^2 dV}{R \oint_S H^2 dS} = \frac{G}{R}, \quad (4.8)$$

где

$$G = \omega_0 \mu_0 \int_V H^2 dV / \oint_S H^2 dS.$$

Пользуясь соотношением (4.8), нетрудно получить выражения добротности прямоугольных и цилиндрических резонаторов при колебаниях E - и H -типа [50, 138].

Выражения добротности прямоугольных резонаторов: при колебаниях H -типа

$$Q_{mnl} = \frac{\omega_0 \mu_0}{4R} abh \times$$

$$\times \frac{(p^2 + q^2)(p^2 + q^2 + r^2)^{3/2} + bh[q^2 r^2 + (p^2 + q^2)^2] + abr^2(p^2 + q^2)}{ah(p^2 + q^2 + r^2)^{1/2}[p^2 r^2 + (p^2 + q^2)^2]};$$

если $m = 0$, а $n > 0$ и $l > 0$, то

$$Q_{0nl} = \frac{\omega_0 \mu_0}{R} \frac{abh}{2} \frac{q^2 + r^2}{q^2 h(b + 2a) + r^2 b(h + 2a)};$$

если $n = 0$, а $m > 0$ и $l > 0$, то

$$Q_{m0l} = \frac{\omega_0 \mu_0}{R} \frac{abh}{2} \frac{p^2 + r^2}{p^2 h (a + 2b) + r^2 a (h + 2b)};$$

при колебаниях E -типа

$$Q_{mnl} = \frac{\omega_0 \mu_0}{R} \frac{p^2 + q^2}{p^2 b (a + h) + q^2 a (b + h)};$$

если $l = 0$, а $m > 0$ и $n > 0$, то

$$Q_{mn0} = \frac{\omega_0 \mu_0}{R} \frac{abh}{2} \frac{p^2 + q^2}{p^2 b (a + 2h) + q^2 a (b + 2h)},$$

где $p = m/a$; $q = n/b$; $r = l/h$; a , b , h — размеры резонатора; m , n , l — число полувольт, укладываемых вдоль соответствующих стенок резонатора.

Выражения добротности цилиндрических резонаторов: при колебаниях H -типа

$$Q_{mnl} = \frac{\omega_0 \mu_0}{2R} \frac{a \left[\left(\frac{v_{mn}}{a} \right)^2 + \left(\frac{\pi l}{h} \right)^2 \right] \left[1 - \left(\frac{m}{v_{mn}} \right)^2 \right]}{\left(\frac{v_{mn}}{a} \right)^2 + \frac{2a}{h} \left(\frac{\pi l}{h} \right)^2 + \frac{1}{v_{mn}} \left(\frac{\pi m l}{h} \right)^2 \left(1 - \frac{2a}{h} \right)},$$

где a и h — соответственно радиус и длина цилиндрического резонатора; m — число волн, укладываемых вдоль окружности радиуса a ; n , l — число полувольт, укладываемых вдоль соответственно радиуса и длины резонатора;

при колебаниях E -типа

$$Q_{mnl} = \frac{\omega_0 \mu_0}{2R} \frac{a}{1 + 2a/h};$$

если $l = 0$, то

$$Q_{mn0} = \frac{\omega_0 \mu_0}{2R} \frac{a}{1 + a/h}$$

($l = 0, 1, 2, 3, \dots$ при колебаниях E -типа, $l = 1, 2, 3, \dots$ при колебаниях H -типа).

Для того чтобы определить, при каком типе колебаний при заданных размерах резонатора и известной зависимости $R(\omega)$ достигается максимальная добротность, необходимо найти максимум отношения $G(\omega)/R(\omega)$. Например, у сверхпроводящего цилиндрического резонатора, когда $R_c \sim \omega^2$ [204], $h = 2a$, наибольшая добротность достигается при типе колебаний H_{111} [50]. В табл. 4.1 приведены соответствующие значения Q и G/f_0^2 резонатора с $h = 2a = 7,6$ см. Цилиндрические резонаторы с типами колебаний H_{0nl} , H_{12l} и некоторыми другими обладают максимальной добротностью (при прочих одинаковых условиях) при $2a = h$ [138]. В этом случае

$$Q_{mnl} = \frac{\omega_0 \mu_0}{2R} a \left[1 - \left(\frac{m}{v_{mn}} \right)^2 \right]; \quad G = \frac{\omega_0 \mu_0}{2} a \left[1 - \left(\frac{m}{v_{mn}} \right)^2 \right].$$

Параметр	Тип колебаний						
	H_{011}	E_{010}	E_{011}	H_{111}	E_{110}	E_{111}	E_{012}
f_0 , ГГц	5,18	3,0	3,6	3,03	4,8	5,18	4,97
G/f_0^2 , Ом/ГГц	29,1	33,5	20,9	34,9	20,8	14,6	15,1

Резонансная частота зависит от геометрических размеров резонатора и структуры электромагнитного поля. Если стенки резонатора считаются идеально проводящими, она может быть определена из следующих соотношений. У прямоугольных резонаторов

$$f_{mnl} = \frac{1}{2\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}} \sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2 + \left(\frac{l}{h}\right)^2}.$$

У цилиндрических резонаторов при колебаниях E -типа

$$f_{mnl} = \frac{1}{2\pi\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}} \sqrt{\left(\frac{\mu_{mn}}{a}\right)^2 + \left(\frac{\pi l}{h}\right)^2};$$

при колебаниях H -типа

$$f_{mnl} = \frac{1}{2\pi\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}} \sqrt{\left(\frac{\nu_{mn}}{a}\right)^2 + \left(\frac{\pi l}{h}\right)^2}.$$

Если стенки резонатора не принимаются идеально проводящими, а у металла, из которого изготовлен резонатор, $Z = R + iX$, то за счет мнимой части резонансная частота сдвигается на величину $\Delta\omega_X$ [233], $\Delta\omega_X = -\omega_0 |X/2G|$. Активная часть поверхностного импеданса также влияет на резонансную частоту, хотя и менее значительно [135]: $\Delta\omega_R \approx \omega_0 R^2/8G^2$.

2. МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ НАГРУЖЕННОЙ ДОБРОТНОСТИ

При исследовании сверхпроводящих и охлаждаемых резонансных систем добротность измеряется в очень широком диапазоне. Например, значение ее у ниобиевого резонатора 3-см диапазона может изменяться от 10^4 при комнатных температурах до величин порядка 10^{11} и выше при температуре примерно 1,5 К. Измерять добротность с необходимой точностью в таком широком интервале одним каким-либо методом довольно сложно. Поэтому для каждого диапазона значений добротности применяют наиболее приемлемый метод. С этой точки зрения различают средние, порядка 10^4 — 10^6 , и высокие, выше 10^6 , величины добротности.

Непосредственное измерение энергии, накопленной и рассеиваемой в резонаторе и внешних цепях, связано с определенными трудностями, поэтому для определения величины добротности

обычно пользуются косвенными методами. При этом измеряются параметры резонансной системы, связанные с ее добротностью соответствующими соотношениями. В зависимости от измеряемого параметра различают следующие методы [30, 44, 61]: измерение полного сопротивления, метод передачи, фазовый метод, измерение затухания переходного процесса (или метод декремента). Наиболее часто при исследовании сверхпроводящих и охлаждаемых резонансных систем используются последние три метода.

Метод передачи

Метод передачи применяется для исследования резонаторов проходного типа. Зависимость амплитуды или мощности сигнала на выходе резонатора от частоты имеет вид обычной резонансной кривой. По ширине этой кривой на определенном уровне значение добротности может быть вычислено с помощью известного соотношения

$$Q_n = \frac{f_0}{2\Delta f_0}, \quad (4.9)$$

где Δf_0 — полуширина полосы пропускания резонансной системы на уровне 0,707 по напряжению или на уровне 0,5 по мощности. Относительная погрешность измерения добротности при этом в основном связана с ошибками определения полосы пропускания резонансной системы (значение f_0 можно всегда измерить с достаточно высокой точностью):

$$\frac{\delta Q_n}{Q_n} \approx \frac{\delta(2\Delta f_0)}{2\Delta f_0} = \frac{Q_n \delta(2\Delta f_0)}{f_0}, \quad (4.10)$$

где δQ_n и $\delta(2\Delta f_0)$ — абсолютные погрешности измерения Q_n и $2\Delta f_0$. Из соотношения (4.10) следует, что для достижения одной и той же относительной погрешности $\delta Q_n/Q_n$ при измерении на какой-либо фиксированной частоте (если погрешностью измерения f_0 пренебречь) необходимо, чтобы величина $Q_n \delta(2\Delta f_0)$ была постоянной, т. е. при увеличении добротности необходимо соответственно уменьшать абсолютную погрешность измерения $2\Delta f_0$. С этим и связаны основные трудности измерения высоких добротностей данным методом.

Для измерения полосы пропускания резонансной системы существуют различные методы, и погрешность измерения зависит от факторов, характерных для каждого метода измерения. Обычно полосу пропускания измеряют либо по резонансным кривым или их производным, полученным на экране осциллографа или на ленте самописца (динамический метод), либо по резонансной кривой, снятой по точкам (статический метод) [30, 74]. Статический метод применяется в тех случаях, когда есть калиброванный перестраиваемый генератор или перестраиваемый генератор и частотомер. Относительная погрешность измерения ширины

полосы пропускания (а следовательно, и добротности) при использовании этого метода связана с относительной погрешностью установки и отсчета частоты соотношением

$$\frac{\delta Q_H}{Q_H} \Big|_{f_r} \approx \frac{\delta f_r}{f_r} \frac{f_0}{2\Delta f_0} = Q_H \frac{\delta f_r}{f_r}. \quad (4.11)$$

Таким образом, относительная погрешность измерения добротности в Q_H раз больше относительной погрешности установки частоты генератора. Отсюда ясно, что к стабильности частоты генератора и точности установки ее номинального значения при измерении высоких добротностей предъявляются очень жесткие требования. Например, при измерении добротности с точностью до $n\%$ относительная погрешность установки заданной частоты должна быть не выше

$$\frac{\delta f_r}{f_r} \leq \frac{n}{100Q_H}. \quad (4.12)$$

Если величина измеряемой добротности порядка 10^{10} , а требуемая точность составляет примерно 10% , то погрешность установки частоты должна быть порядка 10^{-11} . Достижение такой погрешности является весьма сложной технической задачей. Кроме того, существует дополнительная погрешность, связанная с неточностью установки или отсчета уровня, на котором измеряется полоса пропускания. Уравнение резонансной кривой колебательного контура имеет вид

$$k = \frac{1}{\sqrt{1+a^2}}, \quad (4.13)$$

где $a = Q(f/f_0 - f_0/f) \approx 2\Delta f Q/f_0$. С помощью этого уравнения нетрудно получить выражение для относительной погрешности измерения полосы пропускания за счет неточности установки уровня:

$$\frac{\delta(2\Delta f)}{2\Delta f} \Big|_k = \frac{1}{1-k^2} \frac{\delta k}{k}, \quad (4.14)$$

здесь $\delta k/k$ — относительная погрешность установки заданного уровня k . Учитывая (4.9) и (4.10) ($2\Delta f_0$ отсчитывается при $k = 0,707$), получаем

$$\frac{\delta Q_H}{Q_H} \Big|_{k=0,707} \approx 2 \frac{\delta k}{k}. \quad (4.15)$$

При динамическом методе, когда через резонансную систему пропускают один или несколько сигналов, модулированных по линейному закону (например, пилообразным напряжением), относительная погрешность измерения добротности также определяется по соотношению (4.10), однако величина $\delta(2\Delta f)$ зависит в этом случае от точности калибровки по частоте развертки осциллографа или самописца и от нестабильности среднего значения частоты измерительного генератора за время измерения (см.

(4.11)), а неточность отсчета уровня приводит к погрешности (4.15). Дополнительная погрешность, связанная с нелинейностью частотной развертки на рабочем участке, $\partial f_r / \partial t \neq \text{const}$, учитывается при помощи создания сетки масштабных частотных меток времени на развертке. При этом вычисляется средняя крутизна $\partial f_r / \partial l$, определяющая частотный масштаб на развертке осциллографа или самописца. Погрешность измерения зависит

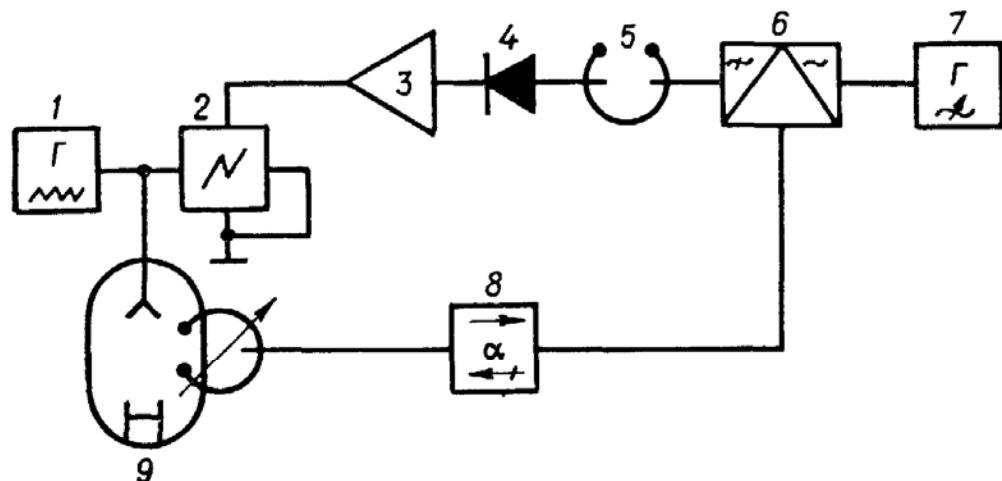


Рис. 4.1. Блок-схема установки для измерения добротности с помощью двойной модуляции сигнала измерительного генератора:

1 — генератор пилообразного напряжения; 2 — осциллограф, 3 — усилитель; 4 — детектор; 5 — исследуемый резонатор; 6 — амплитудный модулятор; 7 — радиочастотный перестраиваемый генератор; 8 — вентиль, 9 — клистрон

от величины δf (отклонения истинной величины приращения частоты от среднего значения этого параметра на измеряемом участке).

Динамический метод получил более широкое распространение по сравнению со статическим, так как при его использовании не требуется такая высокая точность отсчета и установки заданного значения частоты, как в случае статического метода, и он позволяет измерять добротность в широком диапазоне значений, от самых низких (порядка нескольких десятков) [44] до сотен тысяч, а в отдельных случаях и до нескольких миллионов [44, 58, 175]. Верхний предел измерения ограничен трудностью получения малых значений $\partial f_r / \partial t$ при необходимой линейности. Основным мешающим фактором в этом случае является паразитная частотная модуляция из-за различных наводок, существенную трудность представляет также обеспечение малой относительной нестабильности среднего значения частоты измерительного генератора, которая должна удовлетворять требованию (4.12).

Для измерения полосы пропускания по изображению резонансной кривой или ее производной требуется получить на развертке осциллографа либо абсолютный масштаб частоты, либо изображение частотной метки с помощью дополнительного калиброванного перестраиваемого генератора. Для получения на развертке осциллографа масштаба частоты может быть использована двойная

производной $\Delta\Omega_M$, собственная частота резонатора и добротность связаны соотношениями

$$Q_H = \frac{\omega_0}{\sqrt{2} \Delta\Omega_M}; \quad Q_H = \frac{\omega_0}{\sqrt{3} \Delta\Omega_M}$$

(соответственно при линейном и квадратичном детектировании). Частотный масштаб на ленте самописца задается с помощью допол-

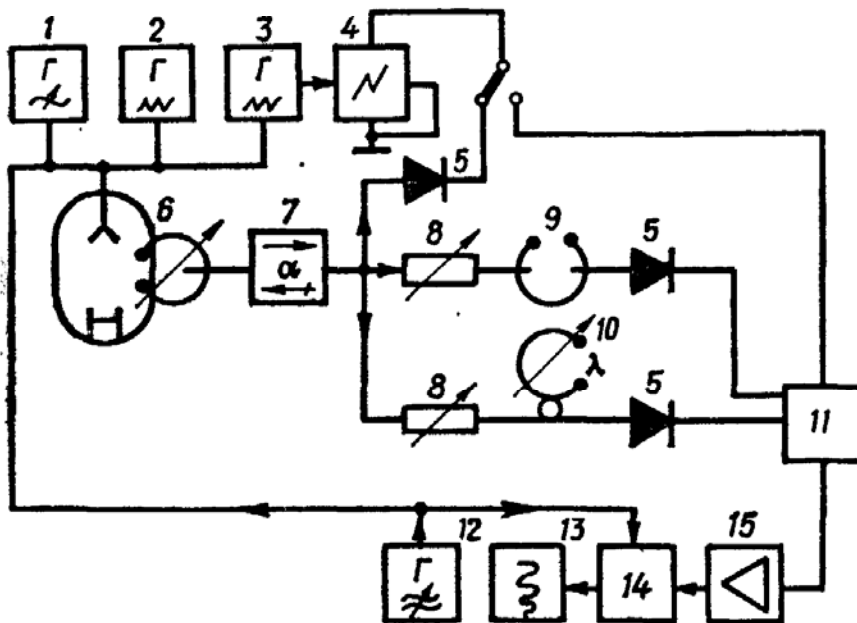


Рис. 4.5. Блок-схема установки для измерения добротности с записью первой производной резонансной кривой на самописце:

1 — радиочастотный генератор; 2 — блок медленной развертки частоты; 3 — генератор быстрой развертки частоты; 4 — осциллограф; 5 — детекторы; 6 — клистрон; 7 — вентиль; 8 — переменные аттенюаторы; 9 — исследуемый резонатор; 10 — волномер; 11 — сумматор; 12 — генератор низкой частоты; 13 — самописец; 14 — синхронный детектор; 15 — узкополосный усилитель.

нительной частотной модуляции: на отражатель клистрона подается сигнал Ω от перестраиваемого радиочастотного генератора. Добротность вычисляется с помощью соотношения $Q_H = \frac{\omega_0}{2\sqrt{2}\Omega} \frac{l}{\Delta l}$ или $Q_H = \frac{\omega_0}{2\sqrt{3}\Omega} \frac{l}{\Delta l}$, где Ω — частота модуляции;

l — расстояние между метками; Δl — расстояние между максимумами производной на ленте самописца. Для упрощения настройки резонансная кривая предварительно наблюдается на экране осциллографа при помощи быстрой пилообразной развертки.

Процесс измерения полосы пропускания и добротности исследуемого резонатора может быть автоматизирован путем соответствующей обработки сигнала, получаемого на выходе резонатора, с помощью электронных схем, которые вырабатывают прямоугольные импульсы с длительностью, пропорциональной ширине полосы пропускания. Средняя по времени величина этого импульса измеряется стрелочным прибором, проградуированным в значениях добротности. При этом используются либо резонансная характеристика

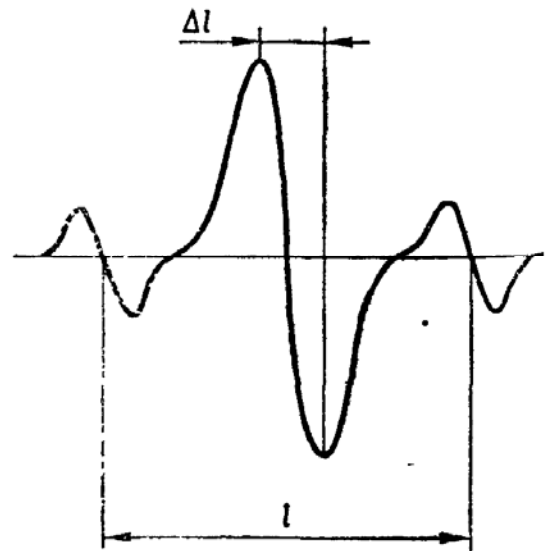


Рис. 4.6. Запись производной резонансной кривой с частотными метками на самописце.

[58, 153], либо ее производные (см. параграф 4 настоящей главы, а также работы [84, 129, 145]).

Принцип действия измерительного устройства с обработкой резонансной характеристики (рис. 4.7) [58] заключается в следующем. Отражательный клистрон, используемый в качестве возбуждающего генератора, модулируется по отражателю пилообразным напряжением, которое поступает от генератора и одновременно через усилитель X подается на горизонтально-отклоняющие пластины электронно-лучевого индикатора. Частотно-модулированный сигнал от возбуждающего генератора поступает на иссле-

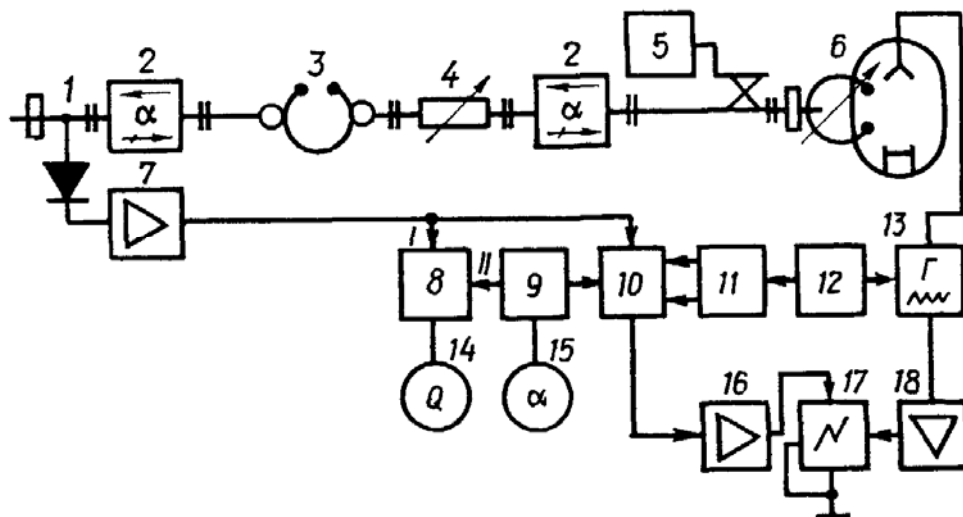


Рис. 4.7. Блок-схема устройства для измерения добротности СВЧ резонаторов с непосредственным отсчетом:

1 — детектор; 2 — ферритовые вентили; 3 — исследуемый резонатор; 4 — переменный аттенюатор; 5 — измеритель девиации частоты; 6 — возбуждающий СВЧ генератор; 7 — видеоусилитель с блоком восстановления постоянной составляющей; 8 — сравнивающее устройство; 9 — источник опорного напряжения; 10 — электронный коммутатор; 11 — триггер; 12 — генератор синхроимпульсов; 13 — генератор пилообразного напряжения; 14 — шкала прибора; 15 — стрелочный прибор индикатора опорного напряжения; 16 — усилитель Y ; 17 — осциллограф; 18 — усилитель X .

дуемый резонатор и детектируется. После детектора огибающая СВЧ сигнала, имеющая форму резонансной кривой, усиливается видеоусилителем до величины, необходимой для нормальной работы восстановителя постоянной составляющей и сравнивающего устройства. Усиленный импульс с восстановленной постоянной составляющей и опорное напряжение от источника подаются одновременно на входы электронного коммутатора и сравнивающего устройства. Сигнал с выхода электронного коммутатора через усилитель Y поступает на вертикально-отклоняющие пластины электронно-лучевого индикатора, на экране которого при этом наблюдаются резонансная кривая исследуемого резонатора и пересекающая ее горизонтальная линия электронного визира, положение которого определяется уровнем опорного напряжения.

Сравнивающее устройство вырабатывает прямоугольные постоянные по амплитуде импульсы. Их длительность, пропорцио-

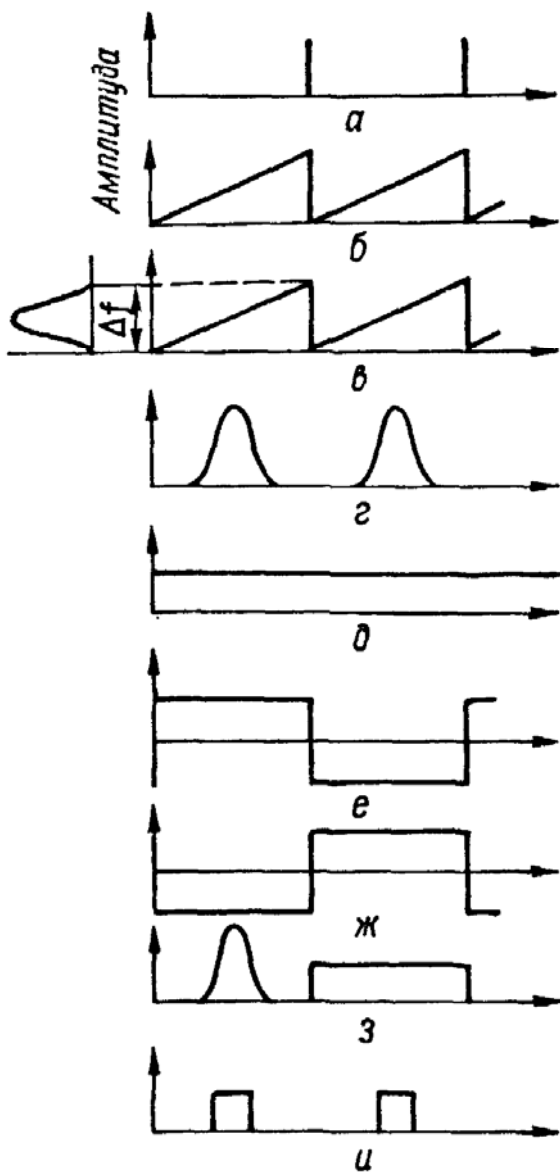


Рис. 4.8. Диаграммы напряжений на элементах блок-схемы устройства для измерения добротности СВЧ резонаторов с непосредственным отсчетом:

a — на выходе генератора синхроимпульсов 12 (см. рис. 4.7); *б* — на выходе генератора пилообразного напряжения 13; *в* — на выходе возбуждающего генератора; *г* — на входе I сравнивающего устройства; *д* — на входе II сравнивающего устройства; *е, ж* — на выходах триггера 11; *з* — на выходе усилителя У; *и* — на выходе сравнивающего устройства.

нальная расстоянию на экране осциллографа между точками пересечения визирной линии и резонансной кривой (рис. 4.8), измеряется ламповым вольтметром со стрелочным индикатором, шкала которого может быть отградуирована в значениях измеряемой добротности в соответствии с формулой $Q_H = (f_0/\Delta f_{св}) (T_{св}/\tau_{и^{1/2}})$, где $\Delta f_{св}$ — пределы электронной перестройки клистрона при свипировании; $T_{св}$ — время свипирования; $\tau_{и^{1/2}}$ — длительность прямоугольного импульса (визирная линия установлена на уровне 0,5). Управление электронным коммутатором производится симметричным прямоугольным напряжением,

подающимся с триггера. Триггер и генератор пилообразного напряжения запускаются от генератора синхроимпульсов.

Установка позволяет измерять добротность резонаторов также с одним элементом связи, при этом схема СВЧ тракта несколько

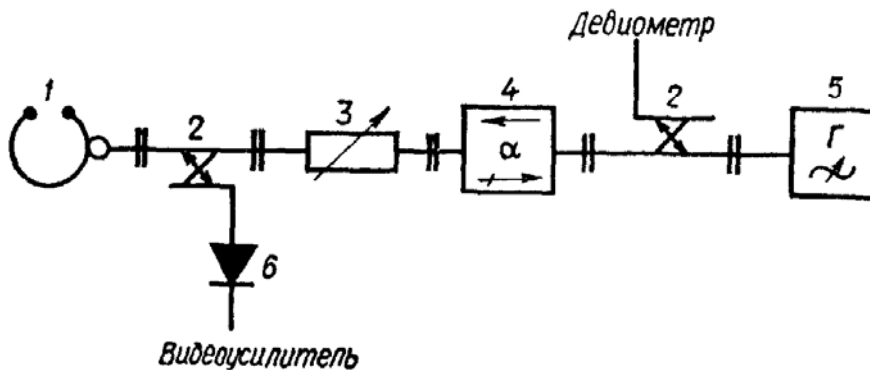


Рис. 4.9. Схема СВЧ тракта для исследования резонаторов с одним элементом связи:

1 — исследуемый резонатор; 2 — направленные ответвители; 3 — переменный аттенюатор; 4 — вентиль; 5 — СВЧ генератор; 6 — детектор.

видоизменяется (рис. 4.9). Погрешность при измерении добротности СВЧ резонаторов зависит в основном от точности установки и отсчета девиации частоты возбуждающего генератора,

также от точности измерения длительности импульсов с выхода сравнивающего устройства и не превышает 3% [55]. Верхний предел измеряемых значений добротности ограничивается временем установления колебаний в резонаторе — временем анализа. Скорость изменения частоты при свипировании не должна превышать квадрата полосы пропускания исследуемого резонатора: $\Delta f_{\text{св}}/T_{\text{св}} \leq (2\Delta f_0)^2$. Нижний предел измеряемой добротности ограничивается линейностью модуляционной характеристики возбуждающего СВЧ генератора и постоянством его мощности в пределах полосы свипирования. Диапазон измеряемых значений добротности $5 \cdot 10^3 - 5 \cdot 10^5$ [55].

Для повышения точности измерений добротности в интервале $2 \cdot 10^5 - 2 \cdot 10^6$ применяется так называемый скоростной метод [55, 56]. Добротность определяется по величине скорости свипирования $v_{\text{св}}$ частоты возбуждающего генератора, при которой амплитуда визуально наблюдаемого видеоимпульса на экране осциллографического индикатора (амплитудно-частотная характеристика резонатора) уменьшается вдвое по сравнению с амплитудой при $v_{\text{св}} \rightarrow 0$: $Q_{\text{н}} = 2,83f_0/\sqrt{v_{\text{св}}}$. Погрешность измерения не превышает 4% [55].

С помощью рассмотренных выше устройств добротность СВЧ резонаторов измеряется в пределах $5 \cdot 10^3 - 10^6$ с погрешностью от 10 до 2%.

Фазовый метод

Фазовый метод позволяет измерять добротность резонансных систем в более широком, по сравнению с методом передачи, диапазоне (от самых низких ее значений — порядка нескольких десятков [45, 70, 71] до 10^8 [264], а в некоторых случаях и выше) с двумя [45, 224, 243, 264] и с одним [45, 70, 71] элементами связи.

Известно, что сдвиг фазы сигнала, прошедшего через резонатор, зависит от частоты и определяется по формуле $\varphi = \text{arctg } a$, $a = 2\Delta f Q_{\text{н}}/f_0$, откуда следует

$$Q_{\text{н}} = \frac{f_0}{2\Delta f} \text{tg } \varphi, \quad \Delta f = f - f_0. \quad (4.16)$$

При малых значениях угла φ $Q_{\text{н}} \approx f_0\varphi/2\Delta f$. Очевидно, что относительная погрешность при измерении $Q_{\text{н}}$ может быть определена по соотношению

$$\frac{\delta Q_{\text{н}}}{Q_{\text{н}}} = \frac{\delta f_0}{f_0} + \frac{\delta(2\Delta f)}{2\Delta f} + \frac{2\varphi}{\sin 2\varphi} \frac{\delta\varphi}{\varphi}$$

где δf_0 , $\delta(2\Delta f)$, $\delta\varphi$ — абсолютные погрешности измерения соответствующих величин f_0 , $2\Delta f$, φ . Поскольку относительная погрешность измерения фазы может достигать величин порядка $10^{-5} - 10^{-6}$ [92] и погрешности при измерении резонансной частоты резонатора могут быть примерно такой же величины, основной

вклад в величину погрешности определения добротности, как и при измерении методом передачи, вносит погрешность измерения сдвига частоты (см. (4.11)). Однако в данном случае нет погрешности, связанной с определением уровня, на котором отсчитывается ширина резонансной кривой (см. (4.14)).

Блок-схема простейшего устройства для определения добротности резонаторов по формуле (4.16) изображена на рис. 4.10, а.

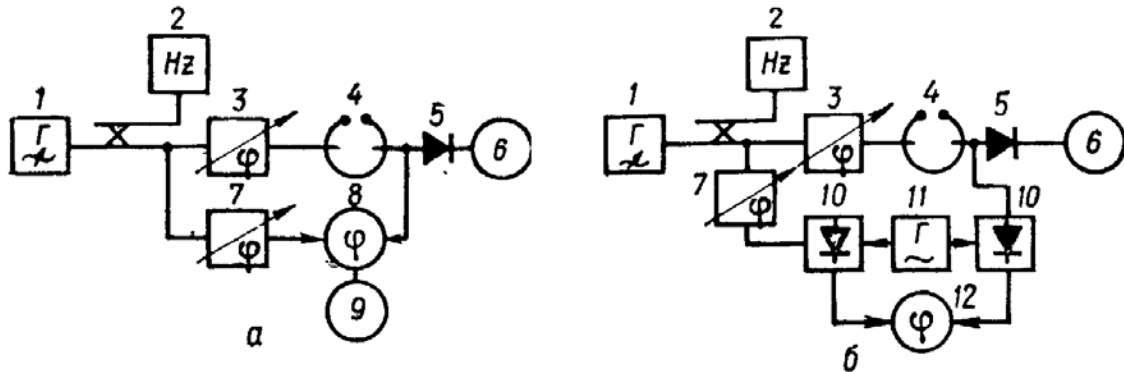


Рис. 4.10. Блок-схема устройств для измерения добротности с помощью СВЧ (а) и радиочастотного (б) фазометров:

1 — СВЧ генератор; 2 — частотомер; 3 — калиброванный фазовращатель; 4 — исследуемый резонатор; 5 — детектор; 6, 9 — индикаторы; 7 — фазовращатель; 8 — фазометр (фазовый детектор); 10 — смесители; 11 — гетеродин; 12 — радиочастотный фазометр.

СВЧ генератор настраивается на резонансную частоту по стрелочному индикатору 6. С помощью фазовращателя устанавливается на нуль стрелочный индикатор 9 фазового детектора. Затем, перестраивая частоту СВЧ генератора на величину Δf , с помощью калиброванного фазовращателя компенсируют фазовый сдвиг, создаваемый резонатором, добиваясь предыдущих показаний индикатора 9. Измерив φ (по шкале калиброванного фазовращателя), а также f_0 и Δf , нетрудно найти значение нагруженной добротности. Если измерение сдвига фазы на СВЧ вызывает затруднения, то можно воспользоваться схемой, приведенной на рис. 4.10, б, в которой используется радиочастотный фазометр, однако в этом случае кроме высокостабильного перестраиваемого источника возбуждающих колебаний необходим также гетеродин.

Трудностей, связанных с применением высокостабильных перестраиваемых СВЧ генераторов, можно избежать с помощью модуляционного динамического метода. СВЧ сигнал модулируют по амплитуде синусоидальным сигналом низкой частоты Ω . Огибающая амплитудно-модулированного сигнала после прохождения через резонатор сдвигается по фазе на некоторый угол φ по отношению к модулирующему сигналу [70, 71, 213]. Нагруженную добротность определяют по формуле

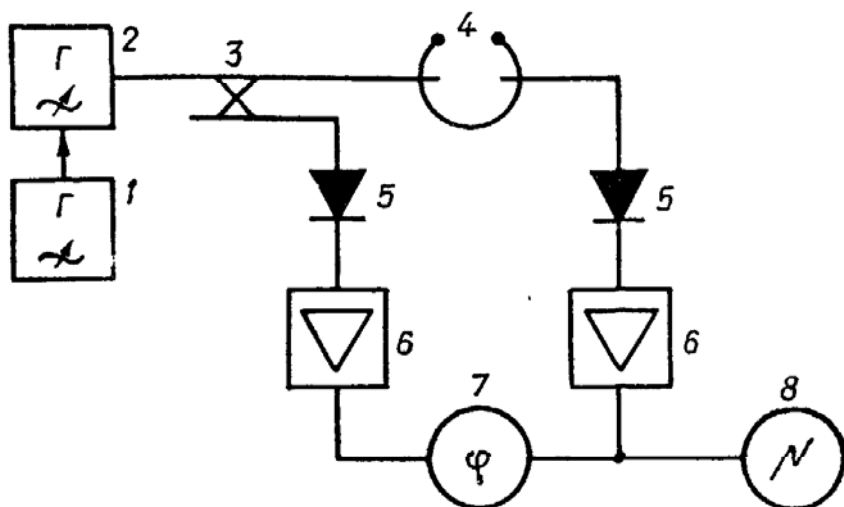
$$Q_n = \frac{\omega_0}{2\Omega} \operatorname{tg} |\varphi|. \quad (4.17)$$

Если частота модуляции равна по величине половине ширины полосы пропускания, то сдвиг фазы огибающей составляет $\pi/4$ и добротность определяется по отношению несущей частоты к удвоенной частоте модуляции. Этот принцип положен в основу

работы устройства, блок-схема которого изображена на рис. 4.11 [224]. Измерительный генератор настраивается на резонансную частоту по максимальному показанию индикатора, а затем модулируется по амплитуде. Сигналы с входа и выхода резонатора детектируются и после усиления подаются на фазометр.

Рис. 4.11. Блок-схема устройства для измерения добротности резонаторов с амплитудной модуляцией СВЧ сигнала измерительного генератора:

1 — генератор модулирующего напряжения; 2 — СВЧ генератор; 3 — направленный ответвитель; 4 — исследуемый резонатор; 5 — детекторы; 6 — усилители частоты модуляции; 7 — фазометр; 8 — индикатор.



Частота модуляции подбирается так, чтобы сдвиг фаз составил $\pi/4$, добротность определяется по формуле

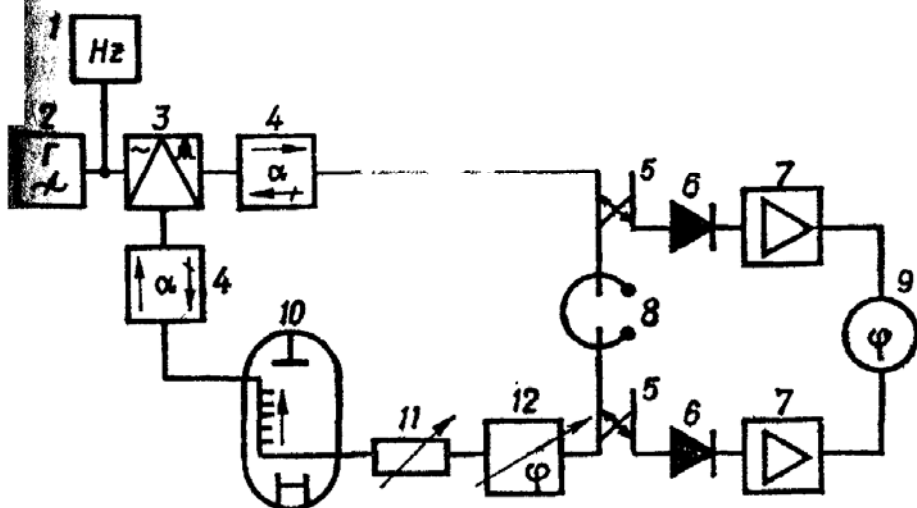
$$Q_n = \omega_0 / 2\Omega. \quad (4.17a)$$

При использовании стабильного генератора частоты модуляции достигается наименьшая погрешность измерения добротности, так как все величины в (4.17) можно измерить с высокой степенью точности.

Фазовый метод измерения с амплитудной модуляцией может быть также реализован при помощи устройств автогенератор-

Рис. 4.12. Блок-схема устройства автогенераторного типа с амплитудной модуляцией для измерения добротности [243]:

1 — частотомер; 2 — генератор модулирующего напряжения; 3 — амплитудный модулятор; 4 — вентили; 5 — направленные ответвители; 6 — детекторы; 7 — усилители; 8 — исследуемый резонатор; 9 — фазометр; 10 — лампа бегущей волны (ЛБВ); 11 — переменный аттенуатор; 12 — фазовращатель.



ного типа [45, 243, 264] (рис. 4.12). Исследуемый резонатор включается в цепь обратной связи усилителя СВЧ. В системе устанавливаются автоколебательный режим при частоте автоколебаний, равной резонансной. Для контроля настройки сигнал СВЧ модулируется по частоте. При $f_r = f_0$ амплитуда огибающей на выходе резонатора максимальна, а ее частота равна удвоенной частоте

модуляции. После настройки на f_0 частотная модуляция выключается.

Амплитудная модуляция осуществляется синусоидальным сигналом с помощью кристаллического модулятора. Сигналы, поступающие через направленные ответвители со входа и выхода резонатора, детектируются, усиливаются и подаются на фазометр. Частота модулирующего сигнала выбирается такой, чтобы фазовый сдвиг огибающей амплитудно-модулированного СВЧ сигнала был близок к $\pi/4$. Это позволяет избежать возможных систематических ошибок при измерении добротности, когда частота автоколебаний мало отличается от резонансной. Добротность определяется по формуле (4.17). Устройство может быть использовано для измерения добротности в широком частотном интервале (ЛБВ и другие элементы измерительной цепи широкополосные) и с достаточной точностью в интервале значений от 10^3 — 10^4 до 10^7 — 10^9 , что очень удобно при исследовании охлаждаемых резонаторов. Верхний предел измеряемых значений ограничен в основном разрешающей способностью частотомера. Добротность можно измерить и при динамической модуляции фазы сигнала в цепи обратной связи, например в самом СВЧ усилителе. Наиболее приемлемый усилитель в этом случае — ЛБВ, так как фаза усиливаемого сигнала $\Delta\varphi_{yc}$ в ней зависит от напряжения на замедляющей системе по закону¹ [117, 119]

$$\Delta\varphi_{yc} = A \left(\frac{1}{V \sqrt{1 + \frac{\Delta V_c}{V_c}}} - 1 \right),$$

где A — коэффициент, зависящий от параметров электронного потока и свойств спирали; ΔV_c — изменение напряжения на замедляющей системе; V_c — номинальное значение напряжения на замедляющей системе. С изменением фазы сигнала, поступающего на вход исследуемого резонатора, включенного в автоколебательную цепь, изменяется генерируемая частота, при этом добротность определяется по формуле (4.16), где [42, 45, 46]

$$\varphi = \Delta\varphi_{yc} - \Delta\varphi'_{yc} - \Delta\varphi_{o.c}; \quad (4.18)$$

$$\Delta\varphi'_{yc} = 2\pi \mathcal{L}_{yc} \Delta f / v_{yc}; \quad (4.19)$$

$\Delta\varphi_{yc}$, $\Delta\varphi_{o.c}$ — изменение фазового сдвига соответственно усилителя (ЛБВ) и в цепи обратной связи ЛБВ за счет смещения частоты,

¹ При малых изменениях напряжения на замедляющей системе ЛБВ можно пользоваться более простой формулой $\Delta\varphi_{yc} = -\pi N \Delta V_c / V_c$, для ламп с малыми значениями параметров усиления и пространственного заряда справедлива формула $\Delta\varphi_{yc} = -0,58\pi N \Delta V_c / V_c$, где N — электрическая длина замедляющей системы [117].

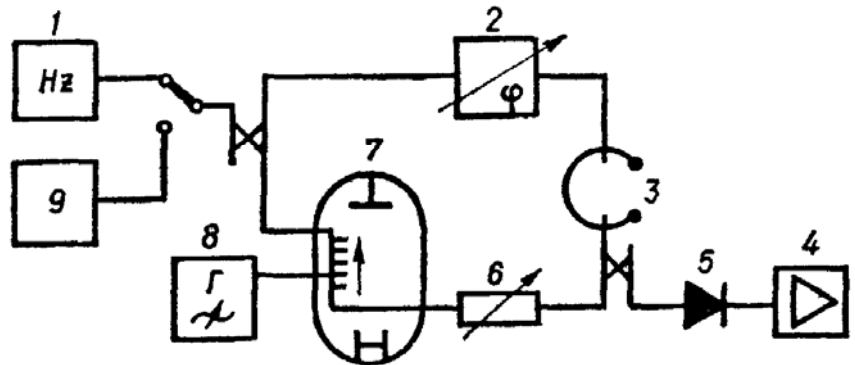
$$\Delta\varphi_{o.c} = 2\pi\mathcal{L}_{o.c}\Delta f/v_{o.c}; \quad (4.19a)$$

\mathcal{L}_{yc} , $\mathcal{L}_{o.c}$ — длина соответственно замедляющей системы и цепи обратной связи; v_{yc} , $v_{o.c}$ — фазовая скорость распространения электромагнитной волны соответственно в замедляющей системе и в цепи обратной связи; Δf — смещение частоты автоколебаний.

Блок-схема устройства автогенераторного типа с фазовой модуляцией для измерения добротности динамическим методом представлена на рис. 4.13 [45]. В цепь обратной связи СВЧ усилителя (ЛБВ) включены фазовращатель, исследуемый резонатор и переменный аттенюатор. Частота автоколебаний подстраивается

Рис. 4.13. Блок-схема устройства автогенераторного типа с фазовой модуляцией для измерения добротности:

1 — частотомер; 2 — фазовращатель; 3 — исследуемый резонатор; 4 — селективный усилитель; 5 — детектор; 6 — переменный аттенюатор; 7 — ЛБВ; 8 — генератор модулирующего напряжения; 9 — измеритель девиации частоты.



до совпадения с резонансной частотой резонатора при помощи фазовращателя и измеряется гетеродинным частотомером. Момент совпадения частоты автоколебаний с резонансной определяется по минимальному показанию индикаторного прибора селективного усилителя, настроенного на частоту модулирующего напряжения. Фазовая модуляция в усилителе, приводящая к частотной модуляции колебаний автогенератора, производится синусоидальным напряжением, подаваемым на замедляющую систему ЛБВ от генератора звуковой частоты². Стрелочный прибор измерителя девиации частоты можно проградуировать в значениях измеряемой добротности и таким образом получить прямоотсчетный измеритель добротности.

С учетом (4.18) и (4.19), (4.19a) соотношение (4.16) для данного случая принимает вид

$$Q_H = \left(\frac{f_0}{2f_d} \right) \operatorname{tg} \left[\Delta\varphi_{yc} - 2\pi f_d \left(\frac{\mathcal{L}_{yc}}{v_{yc}} + \frac{\mathcal{L}_{o.c}}{v_{o.c}} \right) \right].$$

Нижний предел измеряемых значений добротности ограничивается условием обеспечения одночастотных колебаний автогенератора [42, 46]: $Q_H = 3(N_{yc} + N_{o.c})$, где N_{yc} , $N_{o.c}$ — число длин волн

² Амплитуда и частота модулирующего напряжения должны при этом удовлетворять следующим соотношениям [72, 117]: $V_M \leq f_0/2Q_H S_M$; $\Omega \leq \omega_0^2/4Q_H^2 \omega_d$ (S_M — крутизна модуляционной характеристики автогенератора; ω_d — девиация частоты).

соответственно в замедляющей системе усилителя и в цепи обратной связи. Для автогенераторов на ЛБВ обычно $N_{yc} + N_{o.c} = 20 \div 30$, т. е. нижний предел измеряемых значений добротности составляет 60—150. Верхний предел определяется разрешающей способностью приборов, измеряющих девиацию частоты. Основными источниками погрешности являются неточность измерения девиации частоты и амплитуды модулирующего напряжения, неточность определения электрической длины замедляющей системы и цепи обратной связи, рассогласование элементов замкнутой автоколебательной системы. Суммарная погрешность измерений средних значений добротности не превышает 10%. Одним из достоинств устройства автогенераторного типа является возможность непрерывного наблюдения за изменением добротности, что особенно важно при исследовании электрических свойств материалов.

С помощью описанного устройства можно измерять добротность также СВЧ резонаторов, включенных на отражение [45]. Для этого применяется либо двойной Т-образный мост, либо направленный ответвитель. Зависимость коэффициента передачи такой системы от частоты аналогична частотной характеристике исследуемого резонатора. Таким образом, функциональная схема установки в этом случае подобна схеме, изображенной на рис. 4.13.

Устройства автогенераторного типа позволяют измерять добротность СВЧ резонаторов не только динамическим, но и статическим способом [43, 46]. В этом случае с помощью калиброванного фазовращателя, включенного в цепь обратной связи СВЧ усилителя (ЛБВ) последовательно с резонатором и переменным аттенуатором, осуществляется дополнительный фазовый сдвиг, что приводит, как известно из теории автогенератора, к тем большему смещению частоты колебаний, чем меньше величина нагруженной добротности. Значение нагруженной добротности можно определить по формуле [43]

$$Q_n = \left(\frac{f_0}{2\Delta f} \right) \operatorname{tg} \left[\frac{1}{2} (|\Delta\varphi_{\Phi 1}| + |\Delta\varphi_{\Phi 2}|) - 2\pi\Delta f \left(\frac{\mathcal{L}_{yc}}{v_{yc}} + \frac{\mathcal{L}_{o.c}}{v_{o.c}} \right) \right],$$

где $\Delta\varphi_{\Phi 1}$ и $\Delta\varphi_{\Phi 2}$ — изменения фазового сдвига фазовращателя, вызывающие соответствующие изменения частоты, $-\Delta f$ и $+\Delta f$. Нижний предел измеряемых значений добротности также определяется условием обеспечения одночастотных колебаний автогенератора и составляет 60—100. Верхний предел зависит от разрешающей способности частотомера.

Следует отметить, что использование ЛБВ в качестве усилителя СВЧ позволяет измерять нагруженную добротность резонаторов с достаточно большим коэффициентом связи, так как коэффициент усиления ЛБВ невелик. Поэтому для исследования резонаторов с большим переходным затуханием (например, при $\beta \ll 1$) целесообразнее применять усилители СВЧ с переносом усиления на

промежуточную частоту, у которых усиление может достигать 80 Дб (см. гл. 5). Такие усилители могут использоваться при измерениях как статическим способом, так и динамическим с амплитудной модуляцией СВЧ сигнала. Погрешность измерения определяется в основном также погрешностью измерения сдвига фазы, а при высоких добротностях — разрешающей способностью частотомера.

Метод декремента

Наиболее распространенным методом измерения высоких добротностей в СВЧ диапазоне является метод декремента. Он позволяет определять добротность путем измерения времени переходного процесса в резонансной системе. Для этого резонансная система возбуждается при помощи импульсного или частотно-модулированного генератора. Нагруженная добротность определяется по формуле [83]

$$Q_H = 2\pi \frac{f_0 \tau}{\ln \frac{P_1}{P_2}} = \pi \frac{f_0 \tau}{\ln \frac{V_1}{V_2}},$$

где P_1 , P_2 и V_1 , V_2 — мощность и напряжение на нагрузке детектора в моменты времени t_1 и t_2 ; τ — время, в течение которого мощность или амплитуда колебаний в резонаторе уменьшается до соответствующих значений. Обычно полагают $\ln P_1/P_2 = 1$ и $\ln V_1/V_2 = 1$, определяя тем самым τ как время, в течение которого колебательный процесс затухает в e раз.

Если для регистрации сигнала, поступающего из резонатора, применяется детектор с квадратичной характеристикой, то выражение для максимальной относительной погрешности определения Q принимает вид [83]

$$\frac{\delta Q_H}{Q_H} = \frac{\delta f_0}{f_0} + \frac{\delta \tau}{\tau} + \frac{1}{\ln \frac{V_1}{V_2}} \frac{V_2}{V_1} \delta \left(\frac{V_1}{V_2} \right),$$

где δf_0 , $\delta \tau$ и $\delta (V_1/V_2)$ — абсолютные погрешности определения соответственно частоты, времени и отношения напряжений на нагрузке детектора. Относительная погрешность определения резонансной частоты, как правило, менее 0,01%, поэтому основная ошибка связана с измерением времени τ и отношения напряжений V_1/V_2 . Суммарная погрешность при определении τ и V_1/V_2 непосредственно по кривой на экране осциллографа с помощью сетки и калибровочных меток обычно составляет примерно 10%. Поскольку частота возбуждающих колебаний за время измерения непостоянна, при отсчете отношения V_1/V_2 и τ визуальным способом получается дополнительная погрешность за счет размытия кривой на экране осциллографа. Погрешность можно устранить, сфотографировав осциллограмму при однократной

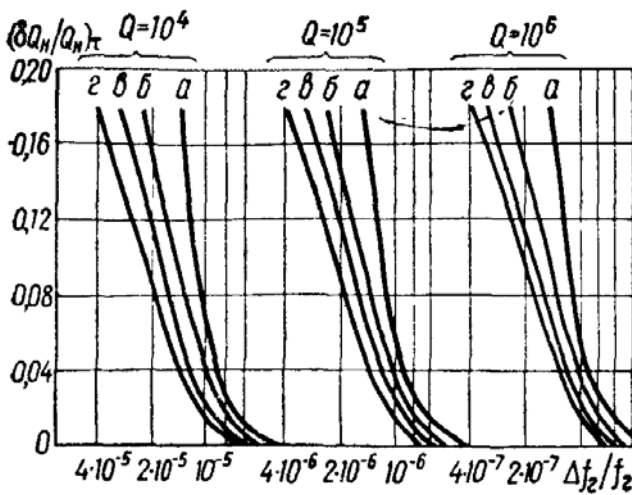


Рис. 4.14. Зависимость $(\delta Q_n / Q_n) \tau$ от $\Delta f_\Gamma / f_\Gamma$ при различных значениях Q и $\ln(V_1 / V_2) = 1$ (а); 2 (б); 3 (в); 4 (г) [83].

стабильностью частоты возбуждающих колебаний, до $n\%$ следует использовать источник колебаний СВЧ со стабильностью частоты за время измерений, удовлетворяющей одному из условий

$$\left. \begin{aligned} \frac{\Delta f_\Gamma}{f_\Gamma} &\leq \frac{1}{10 \sqrt{nQ}} \text{ при } \ln \frac{V_1}{V_2} = 1; \\ \frac{\Delta f_\Gamma}{f_\Gamma} &\leq \frac{n}{100Q} \text{ при } \ln \frac{V_1}{V_2} = 2. \end{aligned} \right\} \quad (4.21)$$

Таким образом, если точность измерений должна составлять несколько процентов, то к средней стабильности частоты источника СВЧ колебаний также предъявляются жесткие требования.

Для возбуждения резонансной системы существуют различные способы: подача на резонансную систему сигнала от высокостабильного генератора с импульсной частотной или амплитудной модуляцией, подача на резонансную систему сигнала от свч-генератора, включение ее в цепь положительной обратной связи СВЧ усилителя с переменным коэффициентом усиления. Остановимся подробнее на каждом из них.

Частотная модуляция (рис. 4.15) осуществляется прямоугольными импульсами, подаваемыми с импульсного генератора на СВЧ генератор. Сигнал, прошедший через резонатор, детектируется и подается на индикатор-осциллограф, куда подаются также прямоугольные импульсы от генератора для синхронизации раз-

ждущей развертке, однако это усложняет процесс измерений. Погрешность, обусловленная непостоянством частоты возбуждающих колебаний, определяется по выражению [83]

$$\frac{\delta Q_n}{Q_n} \Big|_\tau = \frac{\delta \tau}{\tau} = \left\{ \ln \left[1 + 4Q_n^2 (\Delta f_\Gamma / f_\Gamma)^2 \right] \right\} / \ln \frac{V_1}{V_2}. \quad (4.20)$$

Как видно из рис. 4.14 и формулы (4.20), для уменьшения дополнительной ошибки в измерении Q , обусловленной не-

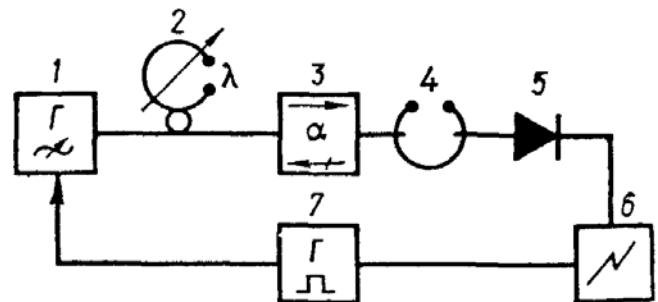


Рис. 4.15. Блок-схема устройства для измерения добротности с импульсной частотной модуляцией [30, 100]:

1 — СВЧ генератор; 2 — волномер; 3 — вентиль; 4 — исследуемый резонатор; 5 — детектор; 6 — осциллограф; 7 — генератор прямоугольных импульсов.

вертки. Этот способ при наличии стандартных клистронных генераторов позволяет измерять добротность от нескольких сотен тысяч до нескольких десятков миллионов. При меньших значениях добротности время переходных процессов в резонаторе становится соизмеримым с переходными процессами в схеме импульсной модуляции, при этом существенно возрастает погрешность измерений.

При добротностях выше 10^7 весьма жесткие требования предъявляются к стабильности частоты на вершине импульса, которая должна удовлетворять условию (4.21). Этому же условию должно удовлетворять и среднее значение относительной нестабильности частоты генератора за время измерения. Если эти тре-

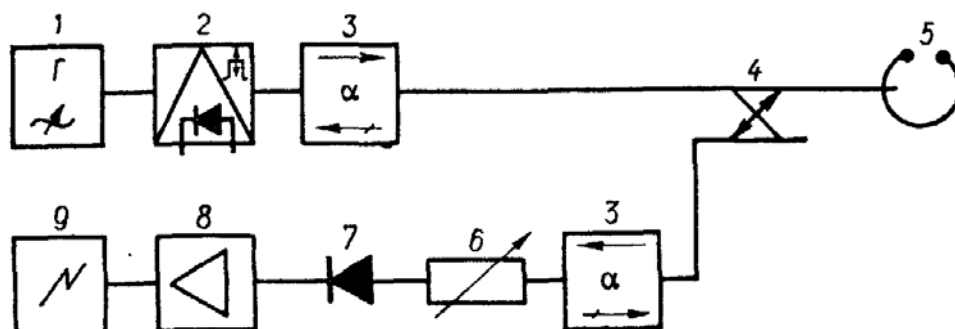


Рис. 4.16. Блок-схема устройства для измерения добротности и коэффициентов связи с импульсной модуляцией [289]:

1 — СВЧ генератор; 2 — модулятор; 3 — вентиль; 4 — направленный ответвитель; 5 — исследуемый резонатор; 6 — переменный аттенюатор; 7 — детектор; 8 — усилитель; 9 — осциллограф.

бования не выполняются, на экране осциллографа получается неустойчивая картина переходных процессов, в чем и заключается основной недостаток способа. Достоинством его являются относительная простота, а также возможность измерения при слабой связи с резонатором.

Способ импульсной модуляции мощности генератора при помощи модулятора, расположенного между генератором и резонатором (рис. 4.16), позволяет избежать трудностей, связанных с необходимостью получения малой относительной нестабильности на вершине импульса. При этом должна быть обеспечена хорошая развязка между генератором и модулятором, чтобы модуляция мощности не вызывала частотную модуляцию генератора. Преимущество такой схемы по сравнению с предыдущей состоит также в том, что в этом случае можно измерять добротность резонаторов, включенных на отражение. Для этого на экране осциллографа следует регистрировать сигнал, отраженный от резонатора.

Сигнал СВЧ модулируется прямоугольными импульсами по амплитуде. Длительность фронтов импульсов не более $0,01 \tau$, а период следования соответствует времени затухания амплитуды колебаний в резонаторе до уровня 10^{-4} ее максимального значения. Импульсы СВЧ колебаний через вентиль поступают на исследуе-

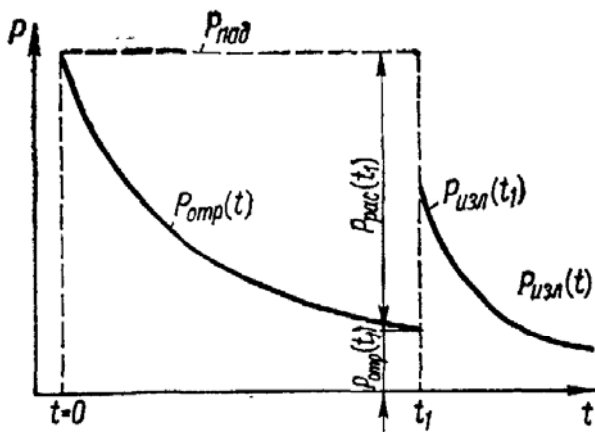


Рис. 4.17. Зависимость падающего (---), отраженного и излученного (—) СВЧ сигналов от времени [292].

мый резонатор с одним элементом связи. Сигнал, отраженный от резонатора, детектируется, усиливается и подается на вход осциллографа. Как видно из рис. 4.17, при $t > t_1$ (времени t_1 соответствует окончание импульса) из резонатора еще некоторое время излучается сигнал, затухающий по экспоненциальному закону. На резонансную частоту генератор настраивается по максимальному поглощению поступающего от него сигнала. Развертка осциллографа синхронизируется модулирующими импульсами с соответствующей задержкой. В данной установке использовался высокостабильный генератор (относительная среднеквадратичная нестабильность составляла примерно $10^{-12}/t_{и}$, где $t_{и}$ — длительность импульса, $t_{и} \gg \tau$), а осциллограммы фотографировались. Погрешность определения добротности порядка 2%.

Этот способ позволяет измерять также коэффициенты связи, а следовательно, и собственную добротность (методика вычисле-

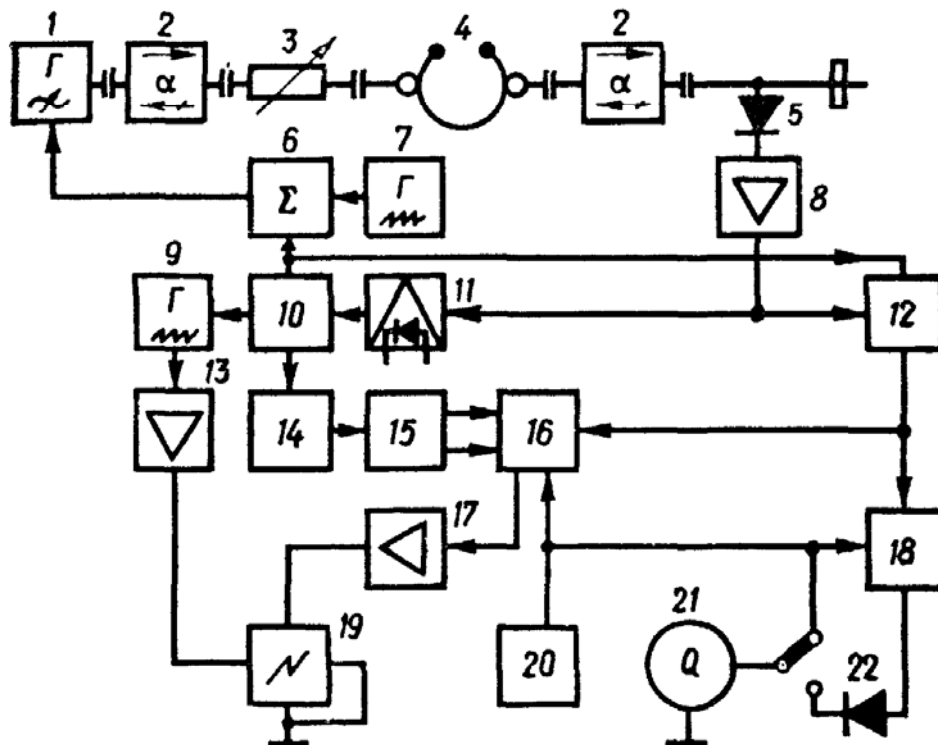


Рис. 4.18. Блок-схема устройства для измерения высоких значений добротности методом непрерывной девиации частоты [59]:

1 — СВЧ генератор; 2 — ферритовые вентили; 3 — переменный аттенюатор; 4 — исследуемый резонатор; 5 — детектор; 6 — сумматор; 7 — генератор пилообразного напряжения; 8 — видеоусилитель; 9 — ждущий генератор пилообразного напряжения; 10 — ждущий мультивибратор; 11 — амплитудный дискриминатор; 12 — схема совпадения; 13 — усилитель; 14 — блокинг-генератор; 15 — триггер; 16 — электронный коммутатор; 17 — усилитель Y; 18 — схема сравнения; 19 — осциллограф; 20 — источник опорного напряжения; 21 — индикатор (стрелочный прибор); 22 — детектор;

ния коэффициента связи по полученным кривым описана в параграфе 3 настоящей главы).

Влияние нестабильности частоты СВЧ генератора на точность измерений можно существенно уменьшить с помощью метода непрерывной девиации частоты [59, 98]. Устройство для измерения нагруженной добротности резонаторов проходного типа этим методом (рис. 4.18) позволяет отсчитывать измеряемые значения добротности по стрелочному индикатору и наблюдать огибающую затухающих колебаний в резонаторе на экране осциллографа. В качестве источника колебаний СВЧ используется клистронный генератор, на отражатель которого через сумматор подается пилообразное напряжение. В тот момент, когда частота клистронного генератора проходит значение, соответствующее резонансной частоте резонатора, на нагрузке детектора, включенного на выходе резонатора, появляется напряжение. Этот сигнал после достаточно большого усиления и восстановления постоянной составляющей

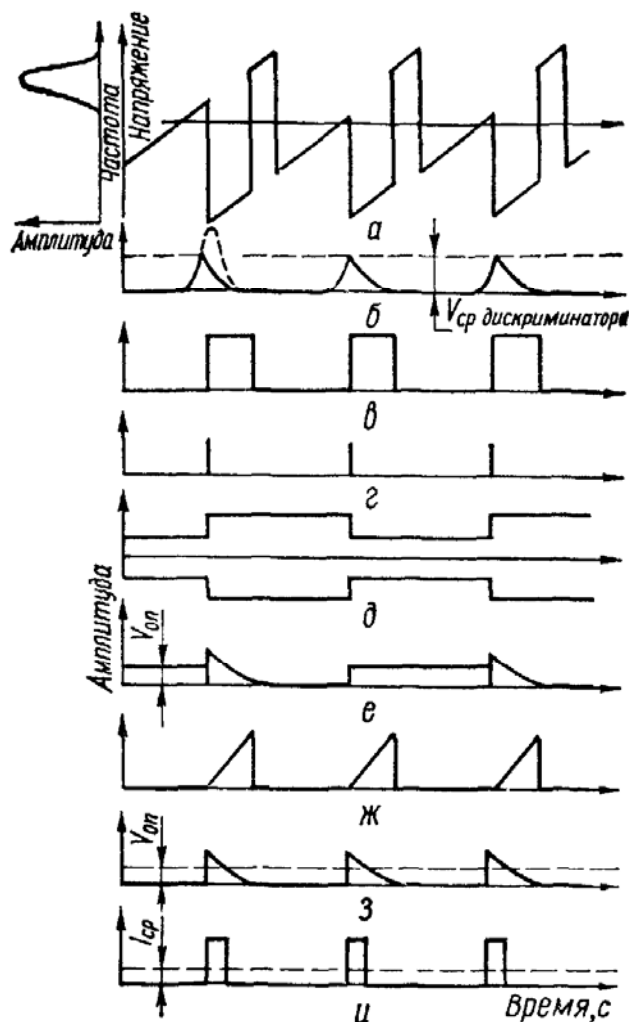


Рис. 4.19. Диаграммы напряжений на элементах блок-схемы устройства, приведенной на рис. 4.18.

а — сумматор (выход), СВЧ генератор, б — видеоусилитель в — амплитудный дискриминатор (выход), ждущий мультивибратор, з — блокинг-генератор д — триггер, е — электронный коммутатор, жс — ждущий генератор пилообразного напряжения з — схема совпадения (выход), и — сравнивающее устройство (выход)

вызывает срабатывание амплитудного дискриминатора. Передним фронтом импульса, полученного в амплитудном дискриминаторе, запускается ждущий мультивибратор (рис. 4.19), импульс отрицательной полярности с которого накладывается в сумматоре на свипирующее пилообразное напряжение, подаваемое на отражатель клистрона. Этим импульсом частота клистрона скачкообразно перестраивается за пределы полосы пропускания исследуемого резонатора, после чего в резонаторе устанавливается режим затухающих колебаний (аналогичное устройство описано в работе [98], постоянная времени в нем отсчитывается визуально с помощью осциллографа). Остальные элементы устройства предназначены для получения на экране индикатора экспоненциального сигнала и измерения его длительности на соответствующем уровне. Добротность отсчитывается по стрелочному прибору. Для этого

в схеме вырабатывается напряжение, пропорциональное измеряемой добротности.

Описанное устройство позволяет измерять нагруженную добротность резонаторов проходного типа в диапазоне $5 \cdot 10^5 - 10^8$ с погрешностью не более 5% [55, 59]. В нем значительно уменьшено влияние нестабильности частоты возбуждающего генератора на результаты измерений благодаря АМ дискриминатору. Точность измерения добротности повышается благодаря более точной установке отсчетного уровня экспоненциального импульса и точному измерению его длительности. Трудность измерения значений добротности выше 10^8 вызвана необходимостью использования достаточно мощных возбуждающих генераторов с повышенной стабильностью среднего значения частоты и получения

малых значений скорости свивирования df_r/dt при высоких требованиях к линейности.

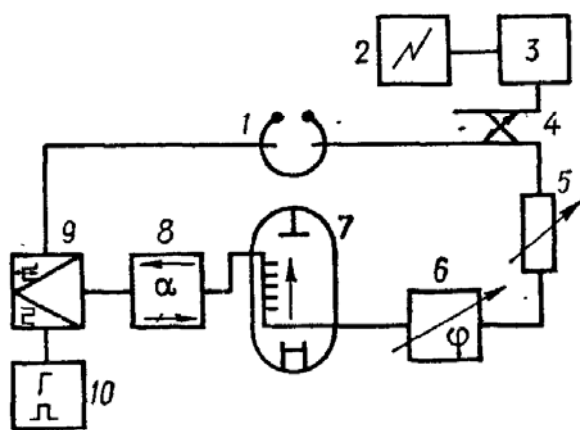


Рис. 4.20. Блок-схема устройства автогенераторного типа для измерения высокой добротности [240]:

1 — исследуемый резонатор; 2 — осциллоскоп; 3 — гетеродинный радиоприемник; 4 — направленный ответвитель; 5 — переменный аттенуатор; 6 — фазовращатель; 7 — усилитель СВЧ (ЛВВ); 8 — вентиль; 9 — модулятор; 10 — генератор прямоугольных импульсов.

В устройствах для измерения добротности рассмотренными методами устанавливается специальный генератор, при помощи которого возбуждаются колебания и измеряется время переходных процессов. Однако колебания в исследуемом резонаторе можно возбудить, включив его в цепь положительной обратной связи соответствующего усилителя (рис. 4.20). Манипулируя сигналом в цепи обратной связи при помощи модулятора и срывая колебания, наблюдают картину переходных процессов. Сигнал на индикатор снимается с детектора. Преимуществом такого устройства является простота схемы и возможность измерения добротности при изменении резонансной частоты резонатора в широком диапазоне частот. К недостаткам, как отмечалось, следует отнести невозможность измерения при малых коэффициентах связи, так как у ЛВВ относительно низкий коэффициент усиления. Этот недостаток можно устранить так же, как и при измерении фазовым методом, при помощи усилителей с переносом усиления на промежуточную частоту (см. гл. 5). Поскольку перестройка рабочей частоты в таком усилителе не представляет существенных трудностей, измерения могут производиться в широком диапазоне частот.

При исследовании охлаждаемых резонаторов часто возникает необходимость в непрерывном измерении добротности в широком интервале значений, от 10^4 до 10^{11} . Естественно, что с помощью

какого-либо одного метода выполнить такую задачу трудно. Поэтому обычно комбинируют несколько методов. Методы передачи и декремента позволяют создать комбинированные установки для измерения значений добротности в таком широком интервале [55]. Переход от одного метода измерения к другому осуществляется с помощью несложной коммутации цепей измерительной установки.

3. МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТОВ СВЯЗИ И СОБСТВЕННОЙ ДОБРОТНОСТИ

Для измерения собственной добротности кроме значения нагруженной добротности необходимо знать коэффициент связи (см. (4.6)). По определению коэффициент связи резонатора β представляет собой отношение волновой проводимости линии передачи Y к вносимой в линию передачи проводимости резонатора G_0 на резонансной частоте [93]: $\beta = Y/G_0 = 1/g_0$, где g_0 — относительная проводимость резонатора на резонансной частоте f_0 . Для измерения коэффициента связи необходимо знать величину как падающего, так и отраженного от резонатора сигнала, поэтому обычно для этого используют резонансные системы, включенные на отражение.

Метод измерения параметра β зависит от величины измеряемой добротности. Например, при средних ее значениях, когда на экране осциллографа легко получить устойчивое изображение резонансной кривой, о коэффициенте связи можно судить, наблюдая сигнал, отраженный от резонатора в различных точках соединительного СВЧ тракта.

Для вычисления β кроме величины коэффициента стоячей волны напряжения (к. с. в. н.) необходимо знать степень связи, так как при сильной связи на резонансной частоте $\beta = \text{к. с. в. н.}$, при слабой связи ($\beta < 1$) $\beta = 1/\text{к. с. в. н.}$, при критической — $\beta = 1$. Обычно степень связи определяют по следующему признаку: осталась ли неизменной или изменилась на 180° фаза стоячей волны в линии передачи, нагруженной исследуемым резонатором, после того, как последний настроен на резонанс. Применение этого способа на практике осложняется несовершенством согласования СВЧ тракта с генератором, а также трудностью, особенно в случае высокодобротных систем, точной настройки на резонансную частоту. Сдвиг фазы после настройки может отличаться от нуля и от 180° , следовательно, однозначно определить степень связи трудно.

На рис. 4.21 изображена блок-схема устройства, позволяющего достаточно просто и точно измерять коэффициент связи β [93]. Так как на экране осциллографа можно наблюдать резонансную кривую, то проведя соответствующую калибровку развертки осциллографа по частоте (см. стр. 125—126), можно измерить также Q_n , что является существенным достоинством устройства.

Измерения проводятся в динамическом режиме. Частотно-модулированный сигнал с клистронного генератора подается через ферритовый вентиль и измерительную линию в исследуемый резонатор. Сигнал с зонда измерительной линии усиливается и подает-

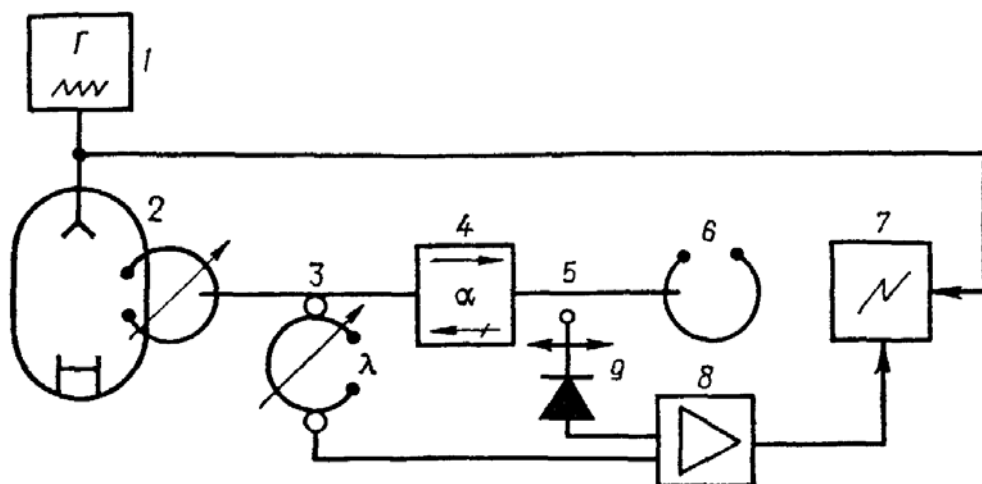


Рис. 4.21. Блок-схема устройства для измерения добротности и коэффициента связи СВЧ резонатора:

1 — генератор пилообразного напряжения; 2 — СВЧ генератор (клистрон); 3 — волномер; 4 — ферритовый вентиль; 5 — измерительная линия; 6 — исследуемый резонатор; 7 — осциллограф; 8 — усилитель; 9 — зонд измерительной линии.

ся на вертикальные пластины электронно-лучевой трубки осциллографа. Для грубого измерения частоты используется волномер, выход которого также подключен к усилителю. Когда значение резонансной частоты резонатора соответствует максимуму

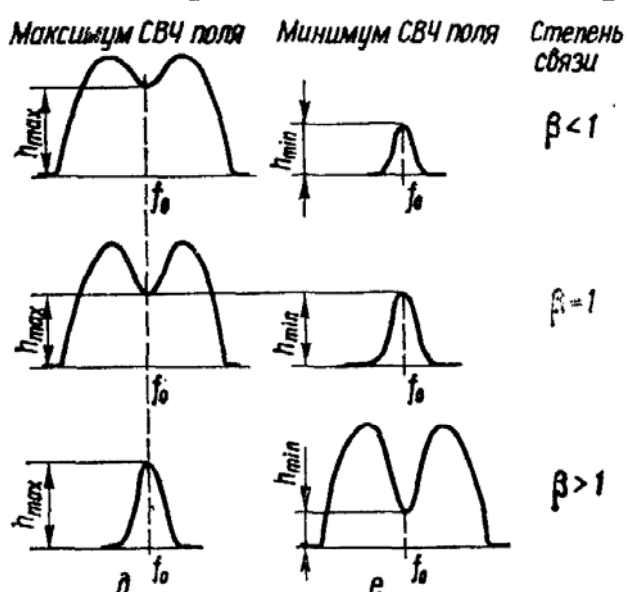


Рис. 4.22. Определение степени связи резонатора.

зоны генерации клистрона, на экране осциллографа, в зависимости от степени связи и от положения зонда (в плоскости пучности или узла), появляется одна из шести кривых, приведенных на рис. 4.22. Степень связи определяют по виду кривых, а значение параметра β — по следующим формулам [93]: при слабой связи

$$\beta = \frac{1}{\text{к. с. в. н.}} = \sqrt{\frac{h_{\min}}{h_{\max}}}; \quad (4.22)$$

при сильной связи

$$\beta = \text{к. с. в. н.} = \sqrt{\frac{h_{\max}}{h_{\min}}}; \quad (4.23)$$

при критической связи $h_{\min} = h_{\max}$, $\beta = 1$. Кривые наблюдаются при фиксированной настройке резонатора, поэтому рассогласование СВЧ тракта с генератором существенно не сказывается на результате определения степени связи, если величина этого рассогласования не носит резко выраженный частотный характер.

Определение коэффициентов связи обычно является как бы промежуточным этапом при измерении собственной добротности исследуемого резонатора. Однако в некоторых случаях (например, в работах [70, 71]), этот промежуточный этап можно исключить (в принципе не обязательно даже измерять Q_H). На рис. 4.23

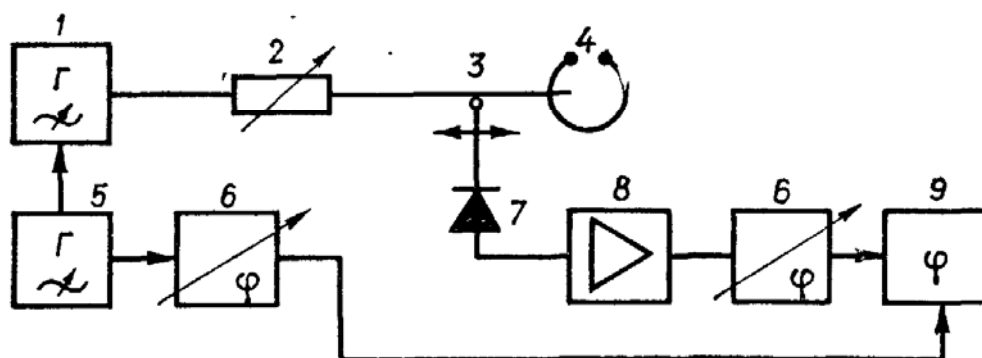


Рис. 4.23. Блок-схема устройства для измерения нагруженной и собственной добротности СВЧ резонаторов: 1 — генератор АМ СВЧ колебаний; 2 — развязывающий аттенюатор; 3 — измерительная линия; 4 — исследуемый резонатор; 5 — генератор модулирующего напряжения; 6 — фазовращатели; 7 — детектор; 8 — усилитель; 9 — фазометр.

приведена блок-схема устройства, позволяющего определять как нагруженную, так и собственную добротность резонатора с одним элементом связи при помощи измерительной линии фазовым динамическим методом с амплитудной модуляцией сигнала возбуждения [71].

Амплитудно-модулированный СВЧ сигнал подается в исследуемый резонатор через развязывающий аттенюатор и измерительную линию. Частота генератора смещается относительно резонансной частоты, зонд измерительной линии помещают в плоскости пучности стоячей волны и с помощью одного из фазовращателей устанавливают нулевую разность фаз. Затем зонд помещают в плоскость узла стоячей волны, настраивают генератор на резонанс по максимальному показанию фазометра и отсчитывают показания φ (нагруженная добротность может быть определена по формуле (4.16)). Затем зонд перемещают на расстояние четверти длины волны и вновь измеряют сдвиг фазы огибающей φ_1 . Собственная добротность определяется по формуле $Q_0 = \omega_0 \times \times \text{tg}(\varphi_1 + |\varphi|)/2\Omega$.

Сумму углов $\varphi_1 + |\varphi|$, необходимую для вычисления Q_0 , можно определить непосредственно. Для этого после измерения Q_H одним из фазовращателей компенсируют угол φ . Затем зонд перемещают на четверть длины волны. При этом в схему уже введен сдвиг фазы φ , из которого и вычитается угол φ_1 . Так как углы φ и φ_1 имеют противоположные знаки, то общий сдвиг фазы равен $\varphi_1 + |\varphi|$.

Устройство позволяет измерять низкие и средние значения добротности, а также наблюдать малые изменения нагруженной добротности.

Для определения собственной добротности и коэффициентов связи проходного резонатора, нагруженного на согласованную нагрузку, можно использовать установку, в которой исследуемый резонатор включается в СВЧ тракт в соответствии с блок-схемой, показанной на рис. 4.24. Нагрузкой резонатора служит феррито-

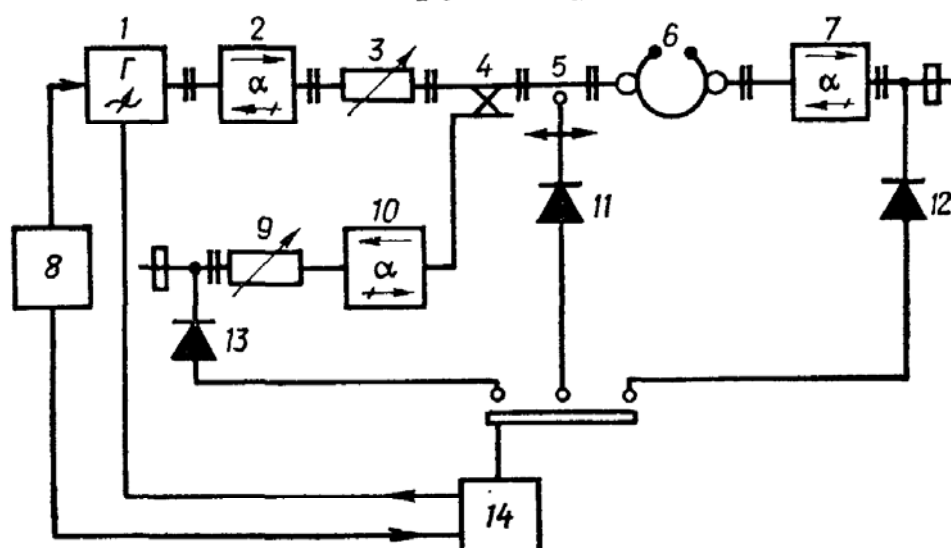


Рис. 4.24. Блок-схема устройства определения собственной добротности СВЧ резонаторов:

1 — возбуждающий генератор; 2, 7, 10 — ферритовые вентили; 3, 9 — переменные аттенюаторы; 4 — направленный ответвитель; 5 — измерительная линия; 6 — исследуемый резонатор; 8 — блок питания генератора; 11, 12, 13, — детекторы; 14 — измеритель высоких добротностей [55].

вый вентиль с детекторной секцией [57]. Измеряется коэффициент передачи резонатора:

$$K_p = \frac{P_{\text{ВЫХ}}}{P_{\text{ВХ}}} = \frac{4\beta_1\beta_2}{(1 + \beta_1 + \beta_2)^2} \quad (4.24)$$

($P_{\text{ВЫХ}}$, $P_{\text{ВХ}}$ — мощность соответственно на выходе и входе резонатора), полный входной параметр согласования y :

$$y = \frac{\beta_1}{1 + \beta_2}, \quad (4.25)$$

и нагруженная добротность. С помощью выражений (4.24) и (4.25) определяют β_1 и β_2 , а затем, учитывая Q_n , вычисляют собственную добротность:

$$Q_0 = Q_n \frac{4y(1+y)^2}{4y - K_p(1+y)^2}. \quad (4.26)$$

Из соотношения (4.26) следует, что данный метод определения собственной добротности достаточно точен при условии $\frac{K_p(1+y)^2}{4y} \ll 1$. Для измерения полного входного параметра согласования y сигнал с зонда измерительной линии подается на измеритель высоких добротностей [55]. Возбуждающий генератор (отражательный клистрон) глубоко модулируется по отражателю и механически перестраивается до совмещения провала, соответствующего резонансной частоте, с вершиной зоны гене-

рации клистрона (см. рис. 4.22, *д, е*). Затем каретка измерительной линии устанавливается в такое положение, при котором зона с провалом достигает максимальной величины, и измеряется h_{\min} . Сместив каретку измерительной линии на четверть длины волны, измеряют h_{\max} .

При квадратичной характеристике к. с. в. н. в тракте определяется согласно (4.22) или (4.23). Подключение к выходному окну связи ферритового вентиля и детекторной секции вместо согласованной нагрузки практически не вносит погрешности при измерении u , так как к. с. в. н. ферритового вентиля близок к единице.

Коэффициент передачи резонатора K_p измеряется с помощью направленного ответвителя (см. рис. 4.24). Детекторные секции 12 и 13 согласованы с трактом при помощи ферритовых вентилях 7 и 10. Чувствительность детекторов выравнивается переменным аттенюатором 9. На вход измерителя добротности подается сигнал с детекторной секции 12. Фиксируется высота пика h_{\max} и отсчитывается показание аттенюатора 3 a_1 . Затем на вход измерителя добротности подается сигнал с детекторной секции 13. Регулируя аттенюатор 3, устанавливают вершину зоны генерации на уровне h_{\max} и отсчитывают показания аттенюатора 3 a_2 . Зная переходное ослабление направленного ответвителя a_n , определяют потери исследуемого резонатора: $a = a_1 - a_2 + a_n$ (все величины выражены в децибелах). Если вычислить a в раз, то коэффициент передачи K_p будет равен $1/a$.

Нами рассмотрены устройства, позволяющие исследовать резонаторы со средними и малыми значениями нагруженной добротности. С ростом ее сужается полоса пропускания резонатора и определение параметров связи при помощи измерительной линии становится затруднительным. Как отмечалось (см. параграф 2), добротности выше $10^5 - 10^6$ обычно определяются методом ударного возбуждения и измерения времени затухания собственных колебаний в резонаторе. Параметры связи определяются просто. На экране осциллографа (см. рис. 4.16) наблюдают переходные процессы в резонансной системе при ударном возбуждении. Генератор настраивают на резонансную частоту резонатора и манипулируют прямоугольными импульсами, длительность которых

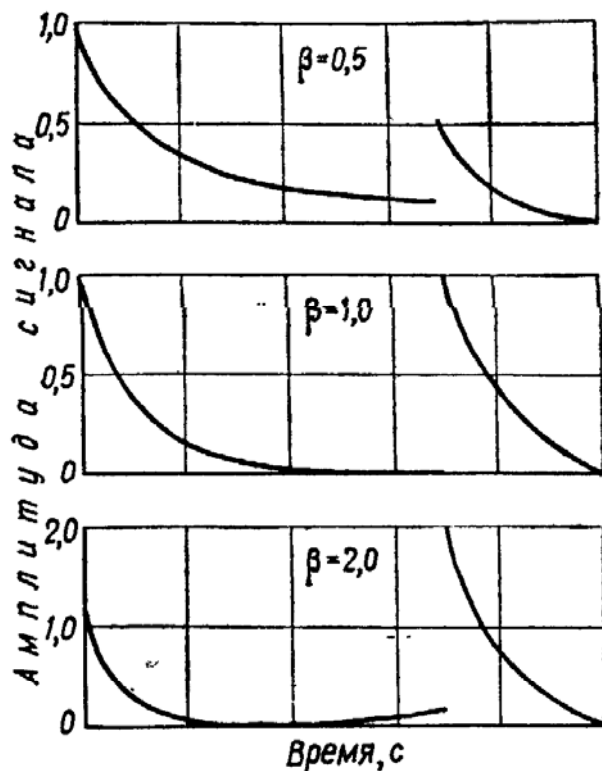


Рис. 4.25. Типичные примеры изображений, наблюдаемых на экране осциллографа при различных коэффициентах связи.

устанавливается намного большей времени установления колебаний в резонаторе ($t_{и} \geq 5\tau$). В течение времени t на экране осциллографа наблюдается процесс затухания амплитуды отраженного от резонатора сигнала (см. рис. 4.17). К моменту окончания импульса ($t = t_1$) в резонаторе устанавливается режим незатухающих колебаний, при этом часть мощности СВЧ сигнала падающей волны отражается от резонатора. В момент времени t_1 энергия, запасенная в резонаторе, излучается через отверстие связи. Амплитуда изображения на экране осциллографа при квадратичной характеристике детектора пропорциональна мощности соответствующих сигналов. Выполнив измерения по изображению на экране (рис. 4.25), можно определить параметры связи с помощью формул [289]

$$\frac{P_{отр}(t = t_1)}{P_{пад}} = \frac{(1 - \beta)^2}{(1 + \beta)^2};$$

$$\frac{P_{изл}(t = t_1)}{P_{пад}} = \frac{4\beta^2}{(1 + \beta)^2}.$$

Иногда, для того чтобы оценить величину собственной добротности при неизвестных параметрах связи, уменьшают связь до тех пор, пока изменение добротности прекращается. В этом случае нагруженная добротность незначительно отличается от собственной (см. (4.4)).

4. ИЗМЕРЕНИЕ МАЛЫХ ИЗМЕНЕНИЙ РЕЗОНАНСНОЙ ЧАСТОТЫ И ДОБРОТНОСТИ

В предыдущих параграфах описаны методы, которые позволяют определять значения нагруженной и собственной добротности с точностью до нескольких процентов. Однако при исследовании высокодобротных резонансных систем, а также при использовании их для различных измерений, в частности для измерения электрических параметров диэлектриков с малыми потерями, поверхностного импеданса металлов, для определения средней электронной плотности плазмы и частоты столкновений электронов с тяжелыми частицами, возникает необходимость в измерении малых относительных изменений резонансной частоты и добротности. На практике возможны три случая таких изменений: изменяется резонансная частота, а добротность остается практически постоянной; изменяется только добротность; одновременно изменяются оба параметра.

При измерении сдвигов резонансной частоты могут быть использованы устройства с внешним независимым генератором, системы автогенераторного типа, а также системы АПЧ. В первом случае используется простейшая измерительная система с внешним высокостабильным перестраиваемым генератором и индикатором уровня, включенным на выходе резонатора. При соответ-

вующей настройке генераторов с изменением резонансной частоты изменяются показания индикатора. Очевидно, что минимальные обнаруживаемые сдвиги не могут быть меньше абсолютной неустойчивости частоты измерительного генератора за время измерения. Дополнительная погрешность связана с неточностью индикатора. Минимальный обнаруживаемый сдвиг резонансной частоты Δf (при абсолютно стабильной частоте измерительного генератора), как легко видеть из соотношения (4.13), определяется по формуле

$$\frac{\Delta f_{\min}}{f_0} = \frac{1}{2Q_H} \frac{1+a^2}{a} \frac{\delta k}{k}, \quad (4.27)$$

а относительная погрешность измерения смещения резонансной частоты —

$$\frac{\delta(\Delta f)}{\Delta f} = \frac{f_0}{2Q\Delta f} \frac{1+a^2}{a} \frac{\delta k}{k}.$$

Из соотношения (4.27) видно, что максимальная чувствительность соответствует значению $a = 1$, при этом могут быть измерены достаточно малые значения Δf , например $\Delta f/f_0 = 10^{-6}$ при $Q_H = 10^4$ и $\delta k/k = 10^{-2}$.

Существенным недостатком метода являются необходимость использования высокостабильного перестраиваемого генератора, а также жесткие требования к стабильности добротности в процессе измерений. Устранить влияние изменения добротности на результат измерений можно при помощи устройств, которые позволяют с высокой точностью настраивать генератор на резонансную частоту резонатора. Как видно из соотношения (4.13), по резонансной кривой сделать это невозможно, так как производная $\partial k/\partial a$ обращается в нуль при $f = f_0$. Очень удобно для точной настройки использовать такой сигнал, который при резонансе обращается в нуль, но имеет конечное значение производной, например $\partial k/\partial a$. В этом случае минимально обнаруживаемое смещение Δf_{\min} зависит от чувствительности нуль-индикатора и может быть очень малым. Для измерений производной сигнала можно использовать системы АПЧ, поскольку при правильной настройке дискриминатора сигнал, получаемый с его выхода в случае разомкнутой цепи авторегулирования, в большинстве таких систем удовлетворяет указанным выше требованиям [22]. Наиболее подходят для таких измерений, по-видимому, модуляционные схемы АПЧ, в которых сигнал ошибки вырабатывается на промежуточной частоте [22]. В них можно достаточно просто, контролируя амплитуду сигнала, проходящего через УПЧ, однозначно настроиться в резонанс с частотой исследуемого резонатора. Кроме того, отпадает необходимость в применении высокостабильных перестраиваемых генераторов (но частотомер должен быть высокоточным).

Для измерения малых сдвигов резонансной частоты можно использовать также устройства автогенераторного типа, в которых

исследуемый резонатор включается в цепь обратной связи усилителя [43, 243, 264]. Если добротность остается постоянной, то можно считать, что изменение генерируемой частоты равно изменению f_0 . Если добротность изменяется, необходимо настраивать систему так, чтобы в исходном состоянии генерируемая частота соответствовала резонансной. Для этого может быть использован метод, описанный в работах [45, 243].

Сдвиг резонансной частоты можно измерять также методом сравнения, используя эталон-

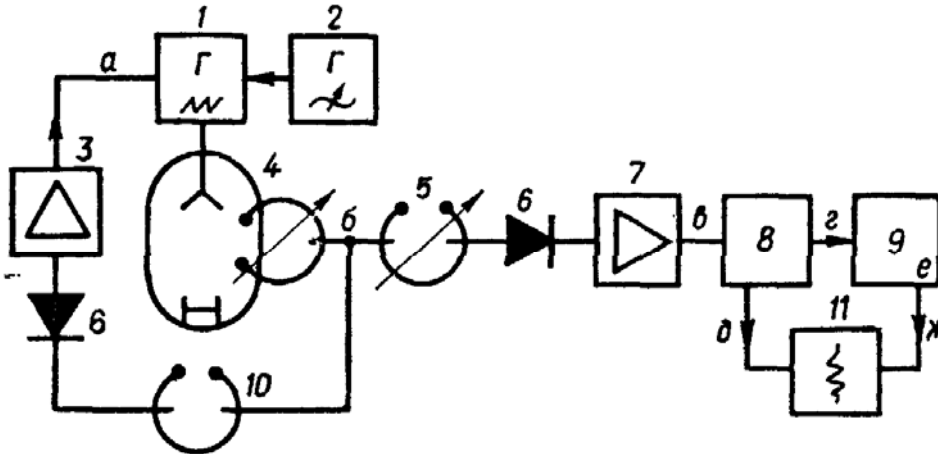


Рис. 4.26. Блок-схема устройства для измерения ширины полосы пропускания СВЧ резонатора и изменения его резонансной частоты с дифференцированием резонансной кривой:

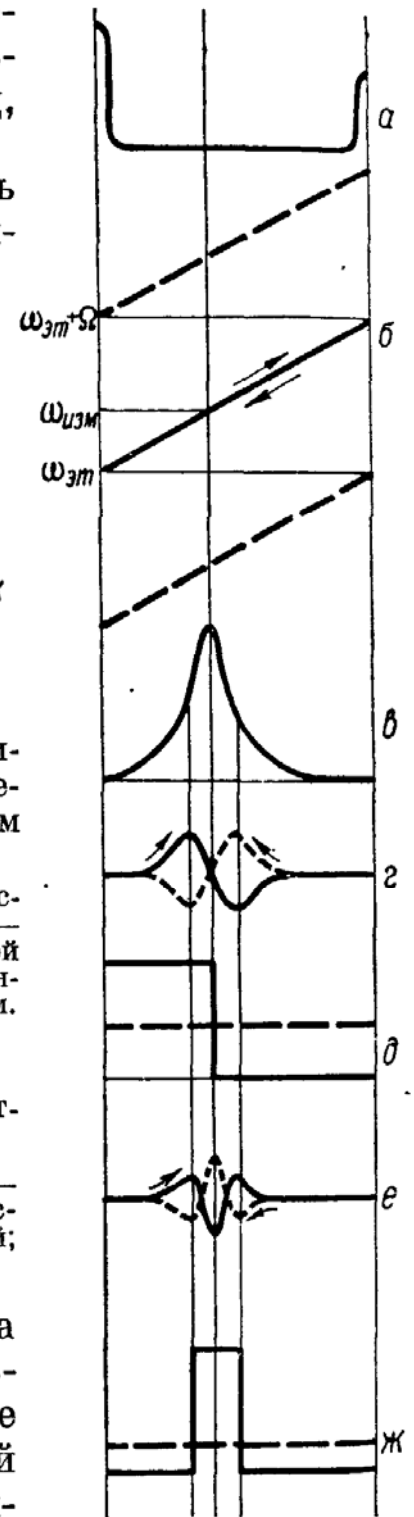
1 — генератор пилообразного напряжения; 2 — радиочастотный генератор; 3, 7 — усилители; 4 — клистрон; 5 — исследуемый резонатор; 6 — детекторы; 8 — блок первой производной; 9 — блок второй производной; 10 — эталонный резонатор; 11 — самописец; а, б, в, г, д, е, ж — см. рис. 4.27.

Рис. 4.27. Диаграммы напряжений и токов для соответствующих точек на рис. 4.26:

а — на выходе усилителя 3; б — на выходе клистрона; в — на выходе усилителя 7; г — первая производная резонансной кривой; е — вторая производная резонансной кривой; д, ж — сигналы, поступающие на самописец.

ный резонатор [84, 129, 145]. Оба резонатора (исследуемый и эталонный) возбуждаются частотно-модулированным сигналом. На выходе резонаторов с помощью детекторных секций выделяются две резонансные кривые, относительный сдвиг которых в общем случае на некоторый интервал времени Δt пропорционален разности резонансных частот резонаторов. Измерив этот интервал времени, можно определить смещение частоты исследуемого резонатора относительно резонансной частоты эталонного резонатора.

Блок-схема устройства, с помощью которого реализуется описанный способ измерения, приведена на рис. 4.26 [145], диаграммы напряжений и токов в соответствующих точках — на рис. 4.27. Частота клистрона одновременно модулируется подаваемыми на



его отражатель низкочастотным напряжением, имеющим форму симметричной пилы, и высокочастотным сигналом (порядка нескольких мегагерц). Вследствие частотной модуляции клистрона высокочастотным сигналом в его спектре появляются боковые составляющие и сигнал на выходе эталонного резонатора имеет вид трех узких пиков, расстояние между которыми зависит от час-

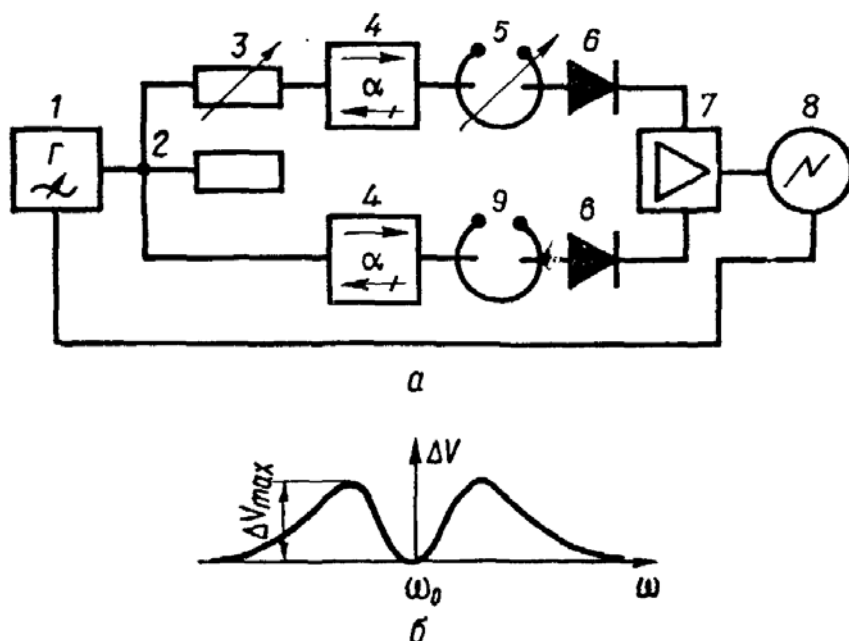


Рис. 4.28. Блок-схема устройства для измерения малых изменений добротности методом сравнения двух резонаторов (а) и изображение выходного сигнала на экране осциллографа (б) [159]:

1 — СВЧ генератор; 2 — двойной волноводный тройник; 3 — переменный аттенюатор; 4 — вентили; 5 — исследуемый резонатор; 6 — детекторы; 7 — дифференциальный усилитель; 8 — осциллоскоп; 9 — эталонный резонатор.

тоты модуляции Ω . Сигнал от эталонного резонатора используется как репер, относительно которого отсчитывается сдвиг частоты исследуемого резонатора.

Для наиболее точного определения сдвига резонансной частоты и ширины частотной характеристики с помощью специального электронного устройства сигнал с выхода исследуемого резонатора дифференцируется. В результате этого вырабатывается напряжение, пропорциональное расстоянию между репером и точкой, в которой изменяется знак первой производной частотной характеристики, и характеризующее изменение резонансной частоты исследуемого резонатора. Напряжение, пропорциональное расстоянию между точками, в которых изменяется знак второй производной, является мерой ширины частотной характеристики резонатора. Оба сигнала записываются самопишущим потенциометром. Для повышения точности измерения сдвига резонансной частоты исходный сигнал, соответствующий начальной разности резонансных частот сравниваемых резонаторов, компенсируют [84]. Это позволяет производить измерения на более чувствительных шкалах прибора.

С помощью устройств подобного типа можно измерять относи-

тельные изменения резонансной частоты порядка 10^{-6} [84]. При этом нестабильность среднего значения частоты СВЧ генератора не влияет на точность измерений, что является существенным преимуществом устройства. Погрешность измерения добротности составляет величину порядка 1% [84, 129].

Метод сравнения может быть использован для измерения малых изменений добротности. Для этого частотно-модулированный сигнал от СВЧ генератора распределяется между двумя цепями с помощью двойного волноводного тройника (рис. 4.28). Сигналы, прошедшие через резонаторы, детектируются и поступают на два входа дифференциального усилителя, а затем на осциллограф. Оба резонатора настраиваются на одну частоту. При этом добиваются симметрии кривой, наблюдаемой на экране осциллографа. В исходном положении при помощи аттенюаторов полностью компенсируют сигналы на резонансной частоте (см. рис. 4.28, б). Если добротность изменяется, то компенсация (при $\omega = \omega_0$) нарушается и с помощью одного из аттенюаторов ее восстанавливают. Изменение добротности определяется по формуле $\Delta Q/Q = \Delta A/8,7$, где $\Delta A = A_0 - A_1$ (дБ); A_0, A_1 — показания аттенюатора соответственно в исходном положении и после восстановления компенсации сигналов. Погрешность измерения $\Delta Q/Q$, определяемая колебаниями усиления обоих каналов дифференциального усилителя и точностью первоначальной настройки, составляет $\pm 0,2\%$ [159].

Для измерения очень малых изменений добротности применяется также и фазовый метод. Из формулы (4.17) видно, что относительная погрешность измерения добротности этим методом в основном определяется погрешностью измерения фазы, так как значения частот, входящих в соотношение, могут быть стабилизированы и измерены с высокой степенью точности. Если относительная погрешность измерения $\delta\varphi/\varphi$ составляет величину порядка 10^{-6} [92], можно измерить и малые относительные изменения добротности такого же порядка. Для этого могут быть использованы схемы, приведенные на рис. 4.11, 4.12, 4.23.

Для компенсации начальной разности фаз, определяемой из соотношения (4.17), можно применить устройство, блок-схема которого изображена на рис. 4.29 [44]. Если резонансные частоты и добротности резонаторов одинаковы, разность фаз, поступающая на фазометр, равна нулю. Преимущество этого устройства заключается в том, что паразитная частотная модуляция измерительного генератора значительно меньше влияет на результаты измерений. Устройство пригодно для измерения малых относительных изменений добротности, и, если в исходном состоянии добротности резонаторов равны, приращение добротности измеряемого резонатора определяется по формуле $\Delta Q = (f_0/2\Omega) \operatorname{tg}\Delta\varphi$, где $\Delta\varphi$ — сдвиг фазы, связанный с изменением добротности.

В работах [115, 143, 144] предложены два метода для одновременного измерения сдвигов резонансной частоты и изменения

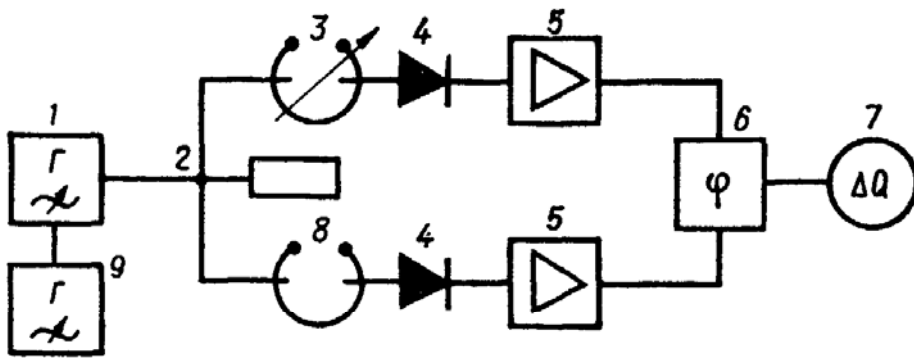


Рис. 4.29. Блок-схема установки для измерения изменения добротности методом сравнения двух резонаторов:

1 — СВЧ генератор; 2 — двойной волноводный тройник; 3 — исследуемый резонатор; 4 — детекторы; 5 — усилители; 6 — фазометр; 7 — индикатор; 8 — эталонный резонатор; 9 — модулирующий генератор.

добротности исследуемого резонатора. Первый из них основан на анализе формы огибающей частотно-модулированного сигнала, прошедшего через резонатор [115] (рис. 4.30). Если частота возбуждающего генератора изменяется по закону $f_{\Gamma} = f_0 + A \cos \Omega t$ ($f_0 \gg \Omega/2\pi$),

так, что $f = f_0$ только при $t = (\pi/\Omega)(2p + 1)$ ($p = 0, 1, 2, \dots$), то огибающая сигнала на выходе резонатора имеет форму, показанную на рис. 4.30, б. Как видно, частота ее равна 2Ω . Если резонансная частота изменяется, то наряду с частотой 2Ω появляется первая гармоника модулирующего напряжения Ω , причем ее удельный вес тем больше, чем больше отклонение несущей от значения резонансной частоты. Зависимость амплитуды второй гармоники от расстройки Δf достигает максимальной крутизны вблизи точки $\Delta f = \pm \Delta f_0$, а первой — при $\Delta f = 0$. Этот эффект может быть использован при измерении отклонения резонансной частоты резонатора от первоначальной, если известна закономерность связи между амплитудой гармонических составляющих огибающей и величиной отклонения. В работе [115] получены формулы

$$A_0 = 2 \sum_{q=0}^{\infty} |C_{-1/2}^q| \gamma_{2q}; \quad (4.28)$$

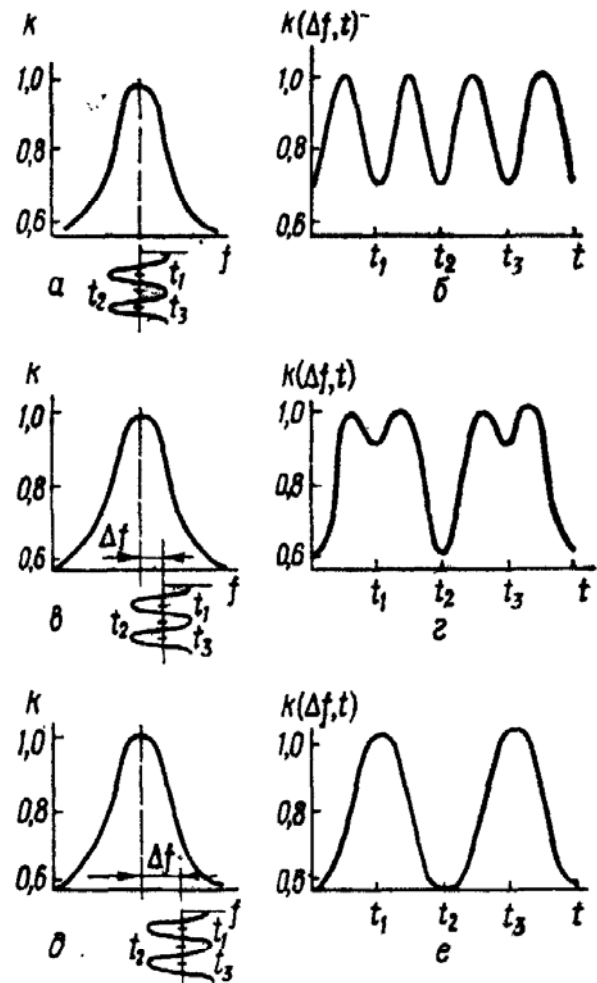


Рис. 4.30. Изменение формы огибающей на выходе резонатора при изменении резонансной частоты ($A = \Delta f_0$):

а, б — $\Delta f = 0$; в, з — $\Delta f_0 = \Delta f_0/2$; б, е — $\Delta f = \Delta f_0$.

$$A_1 = 2 \sum_{q=0}^{\infty} |C_{-1/2}^q| \gamma_{2q+1}; \quad (4.29)$$

$$A_2 = 2 \sum_{q=0}^{\infty} (|2C_{-1/2}^{q+1}| - |C_{-1/2}^q|) \gamma_{2q}, \quad (4.30)$$

где

$$\gamma_n = \sum_{m=n}^{\infty} C_{-1/2}^m C_{2m}^n (-1)^n \alpha^{2m} A^n (\Delta f)^{2m-n}; \quad (4.31)$$

C_{2m}^n — число сочетаний из $2m$ по n ; $C_{-1/2}^m$ — коэффициент при m -м члене разложения бинорма $[1 + \Delta f]^{1/2}$ в степенной ряд;

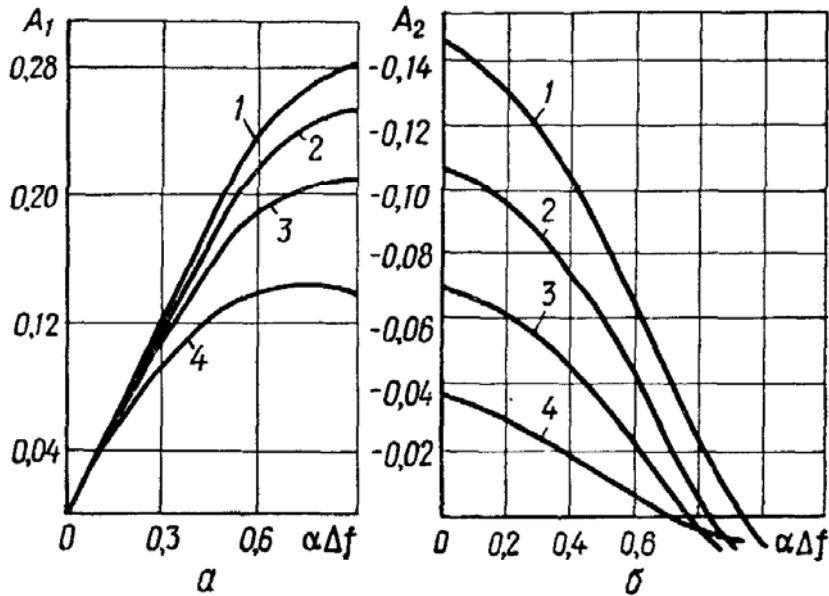


Рис. 4.31. Зависимости амплитуд первой A_1 (а) и второй A_2 (б) гармоник частоты модуляции от относительной расстройки $\alpha\Delta f$ при различных амплитудах модулирующего напряжения αA ($\alpha = 1/\Delta f_0$):

1 — $\alpha A = 1,0$; 2 — $\alpha A = 0,8$; 3 — $\alpha A = 0,6$; 4 — $\alpha A = 0,4$.

$\alpha = 2Q/f_0$; A — амплитуда девиации частоты (A_0, A_1, A_2 — амплитуды постоянной составляющей и первых двух гармоник). Эти соотношения справедливы для случая линейного детектирования при $\alpha |A + \Delta f| \geq 1$; при квадратичной характеристике детектора вместо α в них следует подставить $\alpha_{эф} = 1,532 \alpha$, при этом должно сохраняться неравенство $\alpha_{эф} |A + \Delta f| \leq 1,5$ (методика определения A_1 и A_2 для случая $\alpha |A + \Delta f| \leq 1$ описана в работе [115]).

На рис. 4.31 приведены зависимости A_1 и A_2 от относительной расстройки $\alpha\Delta f$ при различных амплитудах модулирующего напряжения. Для измерения Δf и Q на графиках устанавливается масштаб по осям абсцисс и ординат. После введения в резонатор исследуемого образца измеряют A_1, A_2 и A . Если сдвиг и затухание невелики, то, принимая $\alpha_1 A = \alpha_0 A \simeq 1$, по кривой 1 определяют $\alpha\Delta f$, а затем по найденному $\alpha\Delta f$ и известному A_2 находят A с помощью рис. 4.31, б. Из полученных значений $\alpha\Delta f$ и αA

вычисляют Δf и Q . Если αA велико или велико затухание ($\frac{\Delta\alpha}{\alpha_0} > 0,2$), то после определения $\alpha_1 = \alpha_0 (1 - \Delta\alpha/\alpha_0)$ следует пере- считать $\alpha\Delta f$ по кривой $\alpha_1 A$.

Блок-схема устройства, на котором можно реализовать опи- санный метод, приведена на рис. 4.32. Исследуемый резонатор возбуждается частотно-модулированным сигналом, поступающим от клистронного генератора. Частота клистрона модулируется с помощью генератора синусоидальных колебаний звуковой частоты. Сигнал, прошедший через резонатор, детектируется, усиливается и подается на анализатор спектра, осциллограф или селективный усилитель. Мини- мальное измеряемое смещение резонансной частоты и доброт- ности определяется в основном нестабильностью частоты СВЧ ге- нератора за время измерения.

Для измерения малых сдви- гов резонансной частоты можно пользоваться и другой методикой. Из соотношений (4.28) — (4.31) видно, что при точной настрой- ке несущей частоты на резонанс

амплитуда первой гармоники модулирующего напряжения на детекторе после резонатора равна нулю независимо от доброт- ности. Это дает возможность точно настраиваться на резонанс даже в том случае, когда изменение резонансной частоты сопро- вождается существенным изменением добротности. Таким обра- зом, имея перестраиваемый частотно-модулированный генератор, частотомер и селективный усилитель, настроенный на частоту модуляции, можно с высокой точностью, настраиваясь на резонанс- ное значение частоты, измерять f_0 , а следовательно, и изменения этого параметра.

Этот метод используется при модуляции параметра, влияющего на резонансную частоту или добротность, внешним сигналом. В частности, в работе [144] он рассматривается с точки зрения применения для исследования зависимости поверхностного импе- данса металлов от внешнего магнитного поля. В этом случае изучаемый образец металла является частью высокочастотного электромагнитного резонатора, помещенного в магнитное поле. Если изменение поля влияет на поверхностное сопротивление образца, то это приводит к изменению характеристик резонатора. Резонатор включается в цепь обратной связи высокочастотного автогенератора, и его характеристики определяют частоту гене- рируемого сигнала. Модуляция магнитного поля обуславливает частотную модуляцию сигнала автогенератора. Измерив девиа- цию частоты (амплитуду частотной модуляции), можно найти производную поверхностного сопротивления образца по магнит-

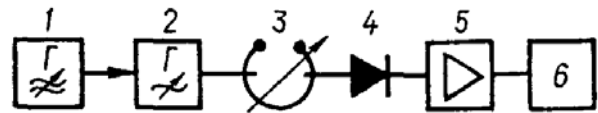


Рис. 4.32. Блок-схема устрой- ва с частотной модуляцией для измерения сдвигов резонансной частоты и изменений добротности:

1 — генератор модулирующего на- пряжения звуковой частоты; 2 — СВЧ генератор; 3 — исследуемый ре- зонатор; 4 — детектор; 5 — усилитель; 6 — анализатор спектра (осцилло- граф).

ному полю. В определении изменений характеристик резонатора по модуляции частоты сигнала автогенератора и состоит принцип данного метода.

Из фазового условия самовозбуждения автогенератора получают выражение для производной частоты сигнала по магнитному полю H :

$$\frac{\partial f}{\partial H} \simeq \frac{\frac{\partial f_0}{\partial H} + \frac{\Delta f}{2\Delta_0 f_0} \frac{\partial (2\Delta_0 f_0)}{\partial H}}{1 - K \left[1 + \left(\frac{2\Delta f}{2\Delta_H f_0} \right)^2 \right]}, \quad (4.32)$$

где $\Delta f = f - f_0$ — расстройка частоты генератора относительно собственной частоты резонатора; $2\Delta_0 f_0$ и $2\Delta_H f_0$ — ширина полосы пропускания соответственно ненагруженного и нагруженного резонаторов; $K \approx 0,1$ — коэффициент, учитывающий характеристики конкретного прибора. В этом выражении $\partial f/\partial H$, Δf , $2\Delta_0 f_0$, $2\Delta_H f_0$ — экспериментально измеряемые величины. При $\Delta f = 0$ и $K = 0,1$ оно принимает вид $\partial f/\partial H \simeq 1,1 \partial f_0/\partial H$, т. е. такой эксперимент дает возможность непосредственно измерить $\partial f_0/\partial H$. После настройки генератора на частоту выше собственной частоты резонатора, чтобы $\Delta f = +\Delta_H f_0$,

$$\partial f/\partial H \simeq 1,25 [\partial f_0/\partial H + (1 + 2\beta) \partial \Delta_0 f_0/\partial H]. \quad (4.33)$$

При $\Delta f = -\Delta_H f_0$

$$\partial f/\partial H \simeq 1,25 [\partial f_0/\partial H - (1 + 2\beta) \partial \Delta_0 f_0/\partial H]. \quad (4.34)$$

Разность (4.33) и (4.34) определяет величину $\partial(2\Delta_0 f_0)/\partial H$, а их сумма — величину $\partial f_0/\partial H$.

Чувствительность частоты генератора к изменениям характеристик резонатора, а следовательно, и чувствительность измерений можно значительно повысить, увеличив расстройку Δf . Знаменатель в формуле (4.32) может быть сколь угодно малым. Например, при $\Delta f = \pm 1,4 (2\Delta_H f_0)$

$$\partial f/\partial H \simeq 8,7 [\partial f_0/\partial H \pm 1,4 (1 + 2\beta) \partial (2\Delta_0 f_0)/\partial H].$$

Однако в этом случае усилитель, в цепь обратной связи которого включается исследуемый резонатор, должен иметь большой запас по усилению.

На рис. 4.33 [144] приведена блок-схема устройства, с помощью которого можно применить рассмотренный метод. Сигналы измерительного и эталонного генераторов (частота порядка 1 МГц) поступает со смесителя 2 на усилитель и затем на смеситель 4, где гетеродином служит генератор стандартных сигналов. В смесителе 4 генерируется усиливаемый затем сигнал низкой частоты ($F_1 \sim 10$ кГц), несущий частотную модуляцию измерительного генератора, $F(t) = F_1 + f_d \cos \Omega t$, где f_d — девиация частоты измерительного генератора; Ω — частота модуляции магнитного поля. Этот сигнал подается на частотный дискрими-

натор, на выходе которого возникает напряжение, пропорциональное частоте входного сигнала: $V(t) = V_1 + V_d \cos(\Omega t + \theta)$, где V_d — амплитуда переменного напряжения на выходе дискриминатора, пропорциональная f_d ; θ — сдвиг фазы, возникающий в электрических цепях. Сигнал $V_d \cos(\Omega t + \theta)$ усиливается и преобразуется фазовым детектором в постоянное напряжение $V'_d = C f_d$, которое сглаживается фильтром и измеряется стрелочным прибором или регистрируется двухкоординатным самопишущим прибором или регистрируется двухкоординатным самопишущим прибором.

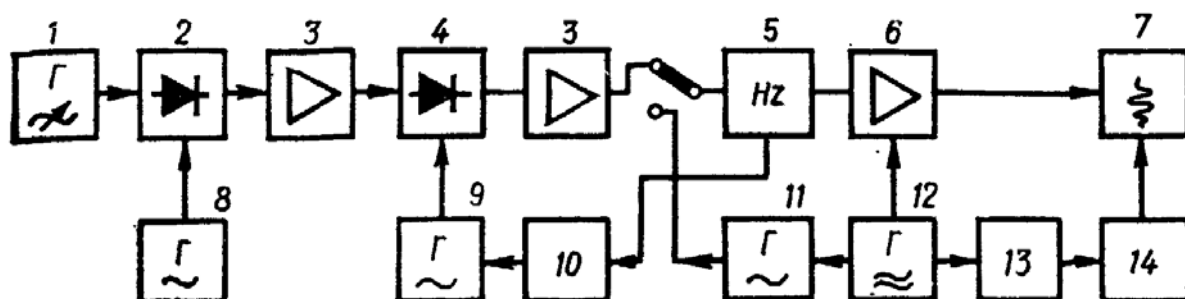


Рис. 4.33. Блок-схема устройства для измерения девиации резонансной частоты:

1 — измерительный СВЧ генератор; 2, 4 — смесители; 3 — усилители; 5 — частотомер; 6 — усилитель с фазовым детектором; 7 — двухкоординатный самопишущий электронный потенциометр; 8 — эталонный СВЧ генератор; 9 — гетеродин; 10 — система автоподстройки частоты; 11 — калибровочный генератор с частотной модуляцией; 12 — генератор модуляции магнитного поля (12 Гц); 13 — электромагнит; 14 — датчик магнитного поля.

щим электронным потенциометром. Девиация частоты измерительного генератора f_d как функция магнитного поля записывается на двухкоординатном самописце. Для калибровки измерительного прибора служит калибровочный генератор (настроенный на частоту 6 кГц) с частотной модуляцией от модулятора поля. Установка позволяет измерять минимальные относительные изменения составляющих поверхностного импеданса металла, порядка 10^{-6} .

5. МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ ГЛУБИНЫ ПРОНИКНОВЕНИЯ ПОЛЯ И ПОВЕРХНОСТНОГО ИМПЕДАНСА

Глубина проникновения поля в сверхпроводник δ_c является важным физическим параметром. Эксперименты по ее изучению начались практически сразу после получения Ф. Лондоном феноменологических уравнений сверхпроводимости. По абсолютному значению глубина проникновения является очень малой величиной, порядка $10^{-7} - 10^{-8}$ м. Эффекты, связанные с проникновением поля в образцы макроскопических размеров, крайне малы, и поэтому для определения глубины проникновения требуются очень точные измерения. В этом заключается основная трудность исследований. Чтобы получить максимальный эффект, для измерений следует использовать образцы с максимальным отношением поверхности к объему, поэтому лучше всего применять коллоидные частицы или тонкие пленки, характерные размеры которых

соизмеримы с δ_c . Однако при этом возникает одна принципиальная трудность, связанная с неидентичностью свойств сверхпроводников малых и больших размеров. Дополнительные трудности возникают при изготовлении и измерении параметров достаточно чистых образцов малых размеров.

Эксперименты по измерению δ_c с применением коллоидных частиц ртути были выполнены Ф. Лондоном, Д. Шенбергом и М. Диссераном [225]. С достаточной точностью ими измерена зависимость глубины проникновения от температуры, однако в связи с неопределенностью размера самих частиц абсолютное значение δ_c не измерялось.

Метод, дающий возможность измерить δ_c макроскопических образцов, был предложен Г. Б. Д. Казимиром и впоследствии усовершенствован Е. Лаурманом и Д. Шенбергом [225]. Он основан на измерении взаимной индуктивности двух катушек, намотанных на сверхпроводящий сердечник. При изменении глубины проникновения изменяется общий магнитный поток, охватываемый катушками, вследствие чего и изменяется взаимная индуктивность: $L = 8\pi^2 nNr (D + \delta_c) 10^{-9}$, где n и N — число витков на единицу длины соответственно первичной и вторичной катушек; r — радиус цилиндрического образца; D — щель между первичной катушкой и образцом. В этих экспериментах была измерена также зависимость глубины проникновения поля от температуры. Абсолютное значение δ_c определить с достаточной точностью в данном случае затруднительно, так как линейные размеры образца и катушек измерены неточно.

При проведении экспериментов по измерению глубины проникновения следует очень тщательно контролировать состояние поверхности образца. Так, в экспериментах Е. Лаурмана и Д. Шенберга было обнаружено, что при травлении оловянного образца кислотой кажущаяся глубина проникновения увеличилась более чем в три раза. Это было связано с увеличением шероховатости, а следовательно, и общей поверхности, по которой протекал ток. Связь кажущегося увеличения δ_c с поверхностными условиями в дальнейшем была подтверждена: первоначальные результаты воспроизводились, когда поверхность заново полировалась электрохимическим способом.

Несколько иной метод измерения глубины проникновения предложен А. И. Шальниковым и Ю. В. Шарвиным [149, 150]. Идея метода заключается в измерении переменной э. д. с., возникающей в катушке, в которой находится сверхпроводящий оловянный образец эллипсоидальной формы. Образец, помещаемый в постоянное магнитное поле, подвергается изменению температуры на величину порядка 0,01 К с частотой 4 Гц. Изменение глубины проникновения в зависимости от температуры приводит к изменению потока, охватываемого катушкой, а следовательно, и к появлению переменной э. д. с., которая измеряется чувствительным гальванометром. При малых полях и температурах, близ-

них к критической, $d\delta_c/dT = 5,4 \cdot 10^{-9}/(3,175 - T)^{1/2}$. Этот результат соответствует глубине проникновения, почти в два раза большей найденной Е. Лаурманом и Д. Шенбергом. Противоречие возникает, по-видимому, из-за неидеальных поверхностных условий, так как А. И. Шальников и Ю. В. Шарвин не контролировали состояние поверхности.

Метод определения глубины проникновения по измерениям частотной зависимости поверхностного импеданса был предложен в работе [170]. Действительная и мнимая части комплексной глубины проникновения (2.9) связаны соотношениями Крамерса — Кронига [295]

$$\delta'(\omega) = \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\omega \delta''(x)}{x^2 - \omega^2} dx + \delta'(\infty);$$

$$\delta''(\omega) = -\frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\omega \delta'(x)}{x^2 - \omega^2} dx.$$

С помощью этих соотношений, а также частотных зависимостей поверхностного сопротивления в работе [170] получено предельное значение $\delta'(0) = \delta_c$. Построены зависимости $\delta'(\omega)$ при различных температурах. Экстраполяцией кривых к нулевой частоте определена величина δ_c при различных температурах. По этим результатам может быть получена температурная зависимость глубины проникновения. В данном случае нельзя рассчитывать на высокую точность измерений, так как значение поверхностного сопротивления может сильно колебаться в зависимости от технологии изготовления образца.

В работах [236, 284] предложен метод определения температурной зависимости глубины проникновения по измерениям самоиндукции сверхпроводящего провода. Индуктивность провода можно разделить на внешнюю, связанную с внешним магнитным полем, и внутреннюю, зависящую от глубины проникновения поля в материал проводника. При низких частотах индуктивность единичного квадрата поверхности вычисляется по формуле $L = \mu_0 \delta_c$. В работе [284] измерялась индуктивность сверхпроводящего провода длиной 2,5 м, намотанного на кварцевую пластину. Провод непосредственно включался в колебательный контур. Изменение резонансной частоты контура обуславливалось изменением индуктивности: $\Delta f/f_0 = -\Delta L/2L_0$. Естественно, что этот метод не дает возможности непосредственно измерить абсолютное значение глубины проникновения.

Самые последние измерения δ_c выполнены на тонких пленках. А. Б. Пипшард отмечал [256], что индуктивная природа поверхностного импеданса сверхпроводника должна приводить к уменьшению скорости распространения электромагнитных волн. Этот эффект наиболее ощутим в пленочных полосковых сверхпроводящих линиях передачи. В работе [229] получены соотношения,

связывающие фазовую скорость распространения электромагнитных волн в таких линиях с глубиной проникновения поля. Эксперименты проводились на полосковой линии, состоящей из тонкой пленки индия и массивной танталовой подложки, разделенных слоем диэлектрика. Полученное значение глубины проникновения для индия — $5,8 \cdot 10^{-8}$ м. Точность измерения фазовой скорости была достаточно высокой. Однако сложный теоретический анализ вносит некоторую неясность в определение абсолютного значения δ_c .

Ряд экспериментов по определению глубины проникновения и изменению знака поля внутри сверхпроводников проведен на

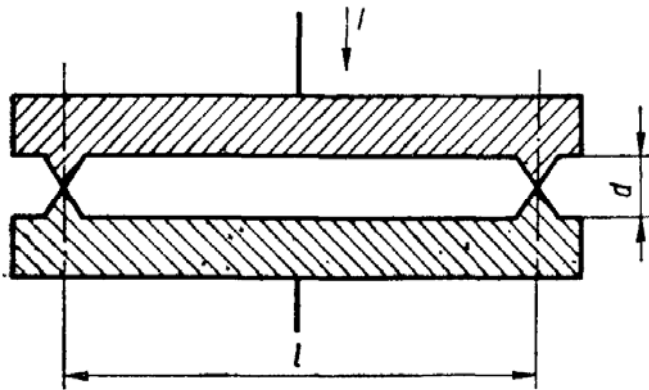


Рис. 4.34. Сверхпроводящий интерферометр, используемый для измерения абсолютной величины глубины проникновения.

тонких цилиндрических пленках [161, 212, 265, 266]. Наиболее точно определена величина δ_c этим методом в работе [161]. В отличие от предыдущих работ, в которых определялась зависимость глубины проникновения от температуры, а затем по этой зависимости вычислялась абсолютная величина δ_c , в данной работе величина δ_c для индия измерялась непосредственно. Вне сверхпроводящей цилиндрической

пленки прикладывалось аксиальное магнитное поле и измерялось отношение приращения внешнего магнитного поля к приращению поля внутри цилиндрической пленки. Высокая чувствительность измерений была достигнута благодаря использованию сверхпроводящего квантового магнитометра, типа магнитометра Кларка. Глубина проникновения определялась по формулам, полученным в работе [247]: для индия $\delta_c(0) = 3,97 \cdot 10^{-8}$ м (погрешность $\pm 2,2 \cdot 10^{-9}$ м).

В работах [190, 231, 246] рассмотрено применение квантового сверхпроводящего интерферометра для измерения абсолютной величины глубины проникновения. Прямоугольный контур состоит из двух сверхпроводящих пластин, разделенных слоем диэлектрика и закороченных на концах двумя слабыми сверхпроводящими звеньями (рис. 4.34). Величина критического тока является функцией внешнего магнитного поля, приложенного перпендикулярно плоскости интерферометра, и при соответствующих условиях зависит от напряженности этого поля: $I_{кр} = 2i_{кр} |\cos(\pi S \mu_0 H_{вн} / \Phi_0)|$, где $i_{кр}$ — критический ток слабой связи; $S = l(d + 2\delta_c)$ — эффективная площадь интерферометра; $H_{вн}$ — напряженность приложенного магнитного поля. Очевидно, что максимального значения $I_{кр}$ достигнет при $S \mu_0 H_{вн} / \Phi_0 = n$ ($n = 0, 1, 2, \dots$). Зная $H_{вн}$ и n , нетрудно

найти S , а следовательно, и δ_c . Очевидно, что в данном случае также необходимо знать точные размеры интерферометра, l и d . Поскольку по крайней мере одна из этих величин макроскопическая, основная погрешность в измерении абсолютного значения δ_c будет связана с абсолютной погрешностью измерения этой величины.

В работе [246] этим методом измерена $\delta_c(0)$ для пленок свинца толщиной $1,5 \cdot 10^{-7}$ м и пленок олова толщиной $3 \cdot 10^{-7}$ и $2 \cdot 10^{-7}$ м. Для пленок свинца $\delta_c(0) = 6,3 \cdot 10^{-8}$ м, для пленок олова — соответственно $7,7 \cdot 10^{-8}$ и $7,33 \cdot 10^{-8}$ м. Погрешность измерений $\pm 1,5 \cdot 10^{-8}$ м.

Для измерения активной части поверхностного импеданса наиболее часто используется методика измерения добротности резонаторов. Зная добротность, вид колебаний, размеры резонатора, а также коэффициент связи, поверхностное сопротивление определяют по соотношению (4.8). В ранних исследованиях сверхпроводящих резонаторов для определения джоулевых потерь применялась калориметрическая методика [17]. Однако из-за громоздкости, сложности и невысокой точности, особенно при малых значениях R_c , в настоящее время она не используется.

Таким образом, измерение абсолютной величины поверхностного сопротивления сводится к измерению нагруженной добротности и коэффициентов связи резонатора. Абсолютная величина мнимой части поверхностного импеданса формально может быть определена из соотношения $X = 2G\Delta f/f_0$, где Δf — разность значений резонансных частот реального и идеального резонаторов; Q и f_0 — соответственно фактор формы и резонансная частота идеального резонатора. Однако на практике использовать это соотношение для измерения X не представляется возможным, так как погрешность вычисления резонансной частоты идеального резонатора, связанная с неточностью измерения его линейных размеров, гораздо больше величины Δf . Поэтому непосредственно измерить можно только величину приращения значения X по сравнению с каким-либо уже существующим значением этого параметра.

При переходе в сверхпроводящее состояние изменяется величина как активной, так и реактивной части поверхностного импеданса, что приводит к изменению добротности и резонансной частоты, по которому может быть определено ΔX , а следовательно, и $\Delta \delta_c$ [110, 181, 254, 301], так как δ_c и X в сверхпроводнике связаны соотношением (2.28). При этом абсолютное значение мнимой части поверхностного импеданса сверхпроводника можно найти по формуле $X_c = X_{\infty} + \Delta X$, а абсолютную величину δ_c — по формуле (2.28).

Существует также метод, который позволяет вычислить значение абсолютной глубины проникновения поля в сверхпроводник на основании измерений зависимости добротности сверхпроводящего резонатора, изготовленного электролитическим методом,

от толщины сверхпроводящего слоя, нанесенного на подложку из нормального металла [110]. Однако между нормальным металлом и сверхпроводящим покрытием существует переходный слой, поэтому для высокой точности измерений необходимо, чтобы толщина его была существенно меньше толщины сверхпроводящего покрытия. Соблюдение этого условия дает возможность записать в простом виде граничные условия на границе сверхпроводник — нормальный металл и определить абсолютную величину глубины проникновения с высокой точностью.

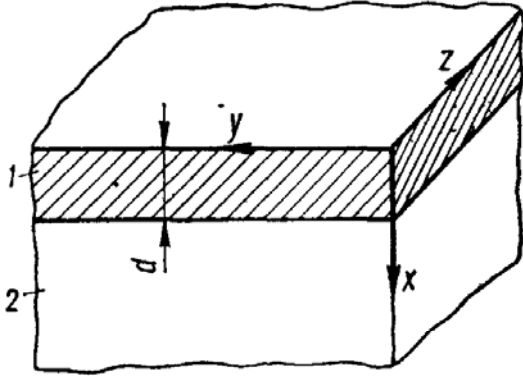


Рис. 4.35. Поверхность медного резонатора, на которую нанесено сверхпроводящее покрытие:

1 — слой свинца; 2 — медная подложка.

Считая, например, что в области 1 (рис. 4.35) справедливы уравнения Лондонов, поля в сверхпроводнике можно выразить с помощью гиперболических функций [110]:

$$H_{y1} = A \operatorname{ch} \frac{x}{\delta_c} + B \operatorname{sh} \frac{x}{\delta_c};$$

$$E_{z1} = i\omega\mu_0\delta_c \left(A \operatorname{sh} \frac{x}{\delta_c} + B \operatorname{ch} \frac{x}{\delta_c} \right).$$

На основании уравнений Максвелла для области 2 получаем

$$E_{z2} = E_0 e^{i\left(\omega t - \frac{x}{\delta}\right)};$$

$$H_{y2} = \frac{1}{i\omega\mu_0} \frac{\partial E_z}{\partial x} = -\frac{1}{\omega\mu_0\delta} E_0 e^{i\left(\omega t - \frac{x}{\delta}\right)}.$$

Используя при $x = d$ граничные условия $E_{z1} = E_{z2}$; $H_{y1} = H_{y2}$, находим

$$\frac{B}{A} = -\frac{\delta \operatorname{ch} \frac{d}{\delta_c} + i\delta_c \operatorname{sh} \frac{d}{\delta_c}}{\delta \operatorname{sh} \frac{d}{\delta_c} + i\delta_c \operatorname{ch} \frac{d}{\delta_c}}.$$

В случае аномального скин-эффекта действительная и мнимая части комплексной глубины проникновения δ выражаются как

$$\delta' = \frac{R_{\text{H}\infty}}{\omega\mu_0}; \quad \delta'' = \frac{\sqrt{3}R_{\text{H}\infty}}{\omega\mu_0}. \quad (4.35)$$

Учитывая равенство

$$Z = -\frac{E_z}{H_y} \Big|_{x=0} = -\frac{i\omega\mu_0\delta_c B}{A} = \frac{i\omega\delta_c \left(\delta \operatorname{ch} \frac{d}{\delta_c} + i\delta_c \operatorname{sh} \frac{d}{\delta_c} \right)}{\delta \operatorname{sh} \frac{d}{\delta_c} + i\delta_c \operatorname{ch} \frac{d}{\delta_c}},$$

а также выражения (4.35), находим

$$R = \operatorname{Re} Z = \frac{R_{\text{H}\infty}}{\left(\frac{R_{\text{H}\infty}}{\omega\mu_0\delta_c} \operatorname{sh} \frac{d}{\delta_c} \right)^2 + \left(\frac{\sqrt{3}R_{\text{H}\infty}}{\omega\mu_0\delta_c} \operatorname{sh} \frac{d}{\delta_c} + \operatorname{ch} \frac{d}{\delta_c} \right)^2}. \quad (4.36)$$

Из соотношения (4.36) видно, что поверхностное сопротивление, а следовательно, и добротность резонатора являются функцией d . Таким образом, выбирая в качестве параметра δ_c и сравнивая теоретические зависимости добротности резонатора с экспериментальными, можно судить об абсолютной величине глубины проникновения поля в сверхпроводник. Измерения, проведенные в 3-см диапазоне длин волн, подтвердили перспективность этого метода. Вычисленная экспериментально величина $\delta_c(0)$ для свинца составила $1,15 \cdot 10^{-6}$ м. Завышенное значение δ_c связано, по-видимому, с тем, что в экспериментах не было соблюдено условие о толщине сверхпроводящего покрытия и переходного слоя.

Для определения абсолютной величины глубины проникновения могут быть использованы также эксперименты по измерению мощности электромагнитных волн при прохождении их через сверхпроводящие пленки. Однако обычная методика измерения мощности, прошедшей через тонкую пленку, помещенную в волновод, мало приемлема для таких экспериментов, так как толщина пленки d должна быть существенно больше параметров δ_c и ξ_0 (только в этом случае измеряемое значение глубины проникновения будет соответствовать ее значению у массивного металла). Однако при этом мощность проходящего через пленку сигнала (при разумных мощностях измерительного генератора) настолько мала, что точные измерения невозможны.

Для достаточно точных измерений может быть использован сверхпроводящий резонатор, в котором пленка является одной из его стенок (рис. 4.36). Эта методика наиболее применима для измерений глубины проникновения сверхпроводников II рода. Она позволяет повысить чувствительность измерений примерно в Q раз, так как значения полей в резонаторе именно в такое число раз больше их значений в волноводе.

Для достаточно точных измерений может быть использован сверхпроводящий резонатор, в котором пленка является одной из его стенок (рис. 4.36). Эта методика наиболее применима для измерений глубины проникновения сверхпроводников II рода. Она позволяет повысить чувствительность измерений примерно в Q раз, так как значения полей в резонаторе именно в такое число раз больше их значений в волноводе.

Рассчитаем добротность системы при локальных связях между полем и током (см. рис. 4.36). Плотность тока и векторный потенциал связаны соотношением [82] $\mathbf{j} = -\mathbf{A}/\mu_0\delta$, где $1/\delta^2 = 1/\delta_L^2 + 2i/\delta_N^2$. Используя соотношение $\mathbf{E} = -i\omega\mathbf{A}$, пренебрегая в области II токами смещения, а также вводя импеданс в соответствии с (2.8), записываем уравнения Максвелла в виде

$$\text{rot } \mathbf{H} = i\epsilon\epsilon_0\omega\mathbf{E}; \quad \text{rot } \mathbf{E} = -i\omega\mu_0\mathbf{H} \quad (4.37)$$

($\epsilon^I = \epsilon^{III} = 1$ и $\epsilon^{II} = \mu_0/\epsilon_0 z^2$ для соответствующих сред). Расписывая уравнения (4.37) в цилиндрических координатах, методом разделения переменных устанавливаем, что если решения не зависят от ϕ и если $E_z = 0$, то уравнения Максвелла удовлетво-

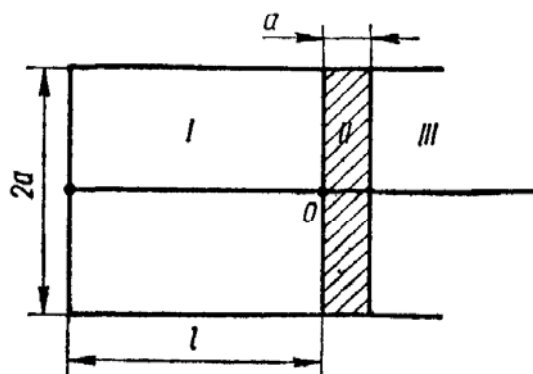


Рис. 4.36. Цилиндрический резонатор (I), одна из торцевых стенок которого (II) выполнена в виде пленки толщиной d (III — волновод).

ряют решения

$$H_z = J_0(\kappa r)(Ae^{i\gamma z} + Be^{-i\gamma z});$$

$$H_r = \frac{i\gamma}{\kappa} J_0'(\kappa r)(Ae^{i\gamma z} - Be^{-i\gamma z});$$

$$E_\varphi = \frac{i\omega\mu_0}{\kappa} J_0'(\kappa r)(Ae^{i\gamma z} + Be^{-i\gamma z});$$

$$H_\varphi = E_z = E_r = 0;$$

$$\gamma^2 = k^2\varepsilon - \kappa^2; \quad k^2 = \omega \sqrt{\varepsilon_0\mu_0} = \frac{\omega}{c},$$

где γ и κ — постоянные. Граничные условия на торцах пленки:

$$\left. \begin{aligned} E_T^I &= E_T^{II} \\ H_T^I &= H_T^{II} \end{aligned} \right|_{z=0}; \quad \left. \begin{aligned} E_T^{II} &= E_T^{III} \\ H_T^{II} &= H_T^{III} \end{aligned} \right|_{z=d}.$$

В области III остается только одна распространяющаяся по волноводу волна $B^{III}e^{-i\gamma^{III}z}$. Так как граничные условия должны выполняться при всех r , то $\kappa^I = \kappa^{II} = \kappa^{III} = \kappa$. Из граничных условий находим

$$\left. \begin{aligned} A^I + B^I &= A^{II} + B^{II}; \\ \frac{\gamma}{\gamma_c} (A^I - B^I) &= A^{II} - B^{II}; \\ A^{II} e^{i\gamma_c d} + B^{II} e^{-i\gamma_c d} &= B^{III} e^{-i\gamma d}; \\ A^{II} e^{i\gamma_c d} - B^{II} e^{-i\gamma_c d} &= \frac{\gamma}{\gamma_c} B^{III} e^{-i\gamma d} \end{aligned} \right\} \quad (4.38)$$

($\gamma^I = \gamma^{III} = \gamma$; $\gamma^{II} = \gamma_c$ — постоянная распространения в сверхпроводнике пленки).

Система уравнений (4.38) линейна и однородна с пятью неизвестными, следовательно, все коэффициенты могут быть линейно выражены через один. Для удобства находим отношение

$$Z' = - \frac{E_\varphi}{H_r} \Big|_{z=0}.$$

Учитывая, что у металла $\varepsilon \gg \kappa$ и $\gamma_c = \sqrt{k^2\varepsilon - \kappa^2} \approx \omega\mu_0/Z_c$, получаем

$$Z' = Z_c \frac{1 - ge^{-2d/\delta_c}}{1 + ge^{-2d/\delta_c}},$$

где $g = (\gamma Z_c - \omega\mu_0)/(\gamma Z_c + \omega\mu_0)$. При этом учтено, что $R_c \ll X_c$ и, следовательно, выполняется уравнение (2.20).

Граничные условия на одном торце пленки выполняются, если $E_T = Z' [H_T n]$. На другом торце резонатора и его боковой поверхности должны выполняться граничные условия Леонтовича $E_T = Z_c [H_T n]$ (предполагается, что и пленка и резонатор выполнены

из одного металла). Таким образом,

$$\begin{aligned} E_\varphi - Z_c H_r |_{z=-l} &= 0; & E_r + Z_c H_\varphi |_{z=-l} &= 0; \\ E_\varphi - Z_c H_z |_{r=a} &= 0; & E_z + Z_c H_\varphi |_{r=a} &= 0. \end{aligned}$$

К этим соотношениям следует добавить граничные условия на торце пленки $E_\varphi + Z' H_r |_{z=0} = 0$. В результате для γ , κ и ω получаем систему дисперсионных уравнений

$$\left. \begin{aligned} \left(1 - \frac{Z_c Z' \gamma^2}{\omega^2 \mu_0^2}\right) \sin \gamma l - \frac{i\gamma}{\omega \mu_0} (Z_c + Z') \cos \gamma l &= 0; \\ J_0'(\kappa a) - \frac{\kappa Z_c}{i\omega \mu_0} J_0(\kappa a) &= 0; \\ k^2 &= \gamma^2 + \kappa^2. \end{aligned} \right\} \quad (4.39)$$

Для симметричного случая без вырождения получены решения при $E_z = 0$ и $H_z = 0$, т. е. система разделяется на E - и H -волны (в несимметричном случае это не верно, так как не выполняются граничные условия Леонтовича). Решая систему (4.39) методом разложения k , γ и κ по малому параметру Z_c , в нулевом приближении получаем дисперсионные уравнения для волн типа H_{0nm} (резонатор идеальный, Z_c и Z' при $d > 10^{-8}$ м одного порядка)

$$J_0'(\kappa_0 a) = 0; \quad \text{tg}(\gamma_0 l) = 0; \quad k_0^2 = \gamma_0^2 + \kappa_0^2,$$

где $\kappa_0 = \kappa_{0n} = \nu_{0n}/a$; $\gamma_0 = \gamma_c = (\pi/l)m$; ν_{0n} — n -й корень производной функции Бесселя нулевого порядка. В первом приближении (в величине Z' можно взять значение γ для идеального резонатора)

$$\begin{aligned} \kappa_{(1)0nm} &= \frac{i\kappa_{0n} Z_c}{a\omega \mu_0}; & \gamma_{c(1)} &= \frac{i\gamma_c (Z_c + Z')}{l\omega \mu_0}; \\ k_{(1)0nm} &= \frac{i}{k_{0nm} \omega \mu_0} \left[Z_c \frac{\kappa_{0n}^2}{a} + \frac{\gamma_c^2}{l} (Z_c + Z') \right]. \end{aligned}$$

При малом затухании $k_{(1)0nm} = k_{0nm}/2Q$ [24], следовательно,

$$Q_{0nm} = \frac{\omega \mu_0}{2} \frac{k_{0nm}^2}{R_c \left(\frac{\kappa_{0n}^2}{a} + \frac{\gamma_c^2}{l} \right) + \frac{\gamma_c^2}{l} \text{Re} Z'}. \quad (4.40)$$

При $d \rightarrow \infty$ $Z' \rightarrow Z$ и соотношение (4.40) переходит в обычную формулу для вычисления добротности объемного резонатора. Зависимости $Q = Q(d)$ строим при различных значениях δ_c . Сравнивая их затем с экспериментальными кривыми, определяем абсолютное значение глубины проникновения поля в сверхпроводник.

ГЛАВА 5

СТАБИЛИЗАЦИЯ ЧАСТОТЫ СВЧ ГЕНЕРАТОРОВ СВЕРХПРОВОДЯЩИМИ И ОХЛАЖДАЕМЫМИ РЕЗОНАТОРАМИ

1. МЕТОДЫ СТАБИЛИЗАЦИИ ЧАСТОТЫ СВЧ ГЕНЕРАТОРОВ С ПОМОЩЬЮ ВЫСОКОДОБРОТНЫХ РЕЗОНАТОРОВ

Методы стабилизации частоты в области СВЧ диапазона можно разделить на три группы: стабилизация при помощи кварцевых резонаторов (методы, основанные на использовании высоких эталонных свойств электромеханических колебательных систем), параметрическая стабилизация и автоматическая подстройка. Применение методов первой группы связано с усложнением схемы за счет систем умножения частоты, кроме того, умножение частоты приводит к ухудшению спектральных характеристик выходного сигнала, так как шумы растут пропорционально квадрату коэффициента умножения. Поэтому широкое распространение получили методы параметрической стабилизации и автоматической подстройки [22, 64, 65, 151].

Использование в системах параметрической стабилизации и автоматической подстройки обычных объемных резонаторов [22, 197] позволяет достичь в СВЧ диапазоне относительной нестабильности порядка 10^{-4} — 10^{-6} . Однако эти значения выше получаемых при стабилизации кварцевыми генераторами с системами умножения частоты (10^{-8} — 10^{-10}). Применение сверхпроводящих и охлаждаемых резонаторов позволяет снизить относительную нестабильность до значений 10^{-8} — 10^{-12} [14, 50, 66, 274]. По спектральным характеристикам такие системы стабилизации превосходят системы с умножением частоты, по долговременной стабильности в некоторых случаях они могут конкурировать с молекулярными генераторами [41, 69, 81], а по кратковременной — даже превзойти квантовые генераторы на два-три порядка [60, 69, 217]. СВЧ генераторы, стабилизированные с помощью охлаждаемых и сверхпроводящих резонаторов, могут быть выполнены на любые наперед заданные фиксированные значения частоты с возможностью плавной или дискретной ее перестройки. Генерируемая мощность определяется в основном мощностью используемого генератора, что также выгодно отличает их от молекулярных генераторов и устройств с системами умножения частоты.

Основная идея, положенная в основу метода параметрической стабилизации, сводится к стремлению сохранить по возможности

неизменными параметрами тех узлов генератора, которые наиболее существенно влияют на частоту. Определяющее значение при этом имеет стабильность параметров резонансной системы, а также фазовой характеристики усилителя. Резонансная система высокостабильного генератора должна обладать не только высокой добротностью, но и высокой эталонностью. Поэтому в СВЧ диапазоне термостабилизируют резонансные системы и отдельные узлы генератора.

Лучшим способом стабилизации, при котором удовлетворяются требования как термостабилизации, так и высокой добротности, является использование охлаждаемых и сверхпроводящих резонаторов, находящихся в хорошем тепловом контакте с ванной жидкого газа. Эталонность охлажденных резонансных систем в этом случае может быть существенно повышена путем стабилизации температуры кипения жидкого газа [139]. Кроме того, выбирая для изготовления резонаторов материалы с высокой температурой Дебая, можно значительно уменьшать влияние нестабильности температуры на резонансную частоту, так как коэффициент линейного расширения у таких материалов при низких температурах может быть очень малым [76]. Если к тому же учесть, что с понижением температуры добротность нормальных резонаторов повышается в несколько раз, а сверхпроводящих — на несколько порядков, то перспективность применения охлаждаемых резонансных систем для стабилизации частоты в СВЧ диапазоне становится очевидной.

Одним из наиболее гибких методов повышения стабильности частоты является ее автоматическая подстройка (АПЧ). Системы АПЧ применяются не только для стабилизации частоты в прямом смысле этого слова, но и для установления однозначной связи между резонансной частотой эталонной резонансной системы, или эталонной частотой, и частотой подстраиваемого генератора. Они работают по принципу сравнения частоты или фазы подстраиваемого генератора с частотой или фазой эталона [22, 65], в качестве которого могут быть использованы как генераторы (активные эталоны), так и резонансные системы (пассивные эталоны). В системах АПЧ отклонение подстраиваемой частоты от номинального значения приводит к появлению сигнала ошибки, который, воздействуя на частоту подстраиваемого генератора, приближает ее к эталонному значению. Точность поддержания частоты стабилизируемого генератора зависит от структурной схемы АПЧ, а также от параметров эталона.

Системы автоматической подстройки частоты можно разделить на два класса: частотная автоматическая подстройка (ЧАП) и фазовая автоматическая подстройка (ФАП). Результат действия систем обоих классов одинаков: изменение частоты подстраиваемого генератора должно быть скомпенсировано. Однако в принципе действия их есть существенное различие. Система ЧАП статическая. Если величина воздействия на частоту генератора стремится к

некоторому установившемуся постоянному значению, ошибка такой системы также стремится к постоянному значению, зависящему от величины воздействия. Другими словами, всегда существует некоторая статическая разность между значением частоты эталона и значением частоты подстраиваемого генератора. Система ФАП по отношению к изменениям частоты не статическая. Поскольку в ней условия равновесия наступают лишь при постоянной разности фаз сравниваемых сигналов, что выполнимо только в случае равенства частот эталона и подстраиваемого генератора, статической частотной ошибки не существует. Выбор той или иной системы АПЧ зависит от требований, предъявляемых к аппаратуре в каждом конкретном случае (точности, быстродействия, диапазонности и пр.).

Одним из основных элементов системы АПЧ является дискриминатор — устройство, вырабатывающее напряжение сигнала ошибки, знак и величина которого определяются знаком и величиной отклонения частоты подстраиваемого генератора от эталонного значения. Существует весьма широкий класс дискриминаторов СВЧ как с фазовым, так и с частотным детектированием. Особенно разнообразны схемы дискриминаторов, в которых в качестве пассивных эталонов частоты используются объемные резонаторы [22]. Охлаждаемые и сверхпроводящие резонаторы позволяют существенно повысить стабильность частоты. Однако для достижения малых относительных нестабильностей коэффициент передачи в системе авторегулирования должен быть очень высоким, для чего необходимо сузить полосу пропускания, а вследствие этого с высокой степенью точности будет поддерживаться среднее значение частоты, в то время как быстрые ее отклонения не будут отрабатываться. Поэтому, если к кратковременной стабильности частоты генератора, стабилизированного с помощью системы АПЧ, не предъявляются жесткие требования, можно успешно использовать обычные схемы частотной автоподстройки. Для реализации всех преимуществ, которые могут обеспечить, например, сверхпроводящие резонаторы, необходимы дискриминаторы, не имеющие указанного недостатка.

2. ВЫСОКОСТАБИЛЬНЫЕ ГЕНЕРАТОРЫ С ЛАМПОЙ БЕГУЩЕЙ ВОЛНЫ

Если в цепь обратной связи СВЧ усилителя включить резонатор, то при выполнении условий баланса фаз и баланса амплитуд система самовозбудится. По такой схеме (рис. 5.1) выполнен первый СВЧ генератор, стабилизированный сверхпроводящим резонатором [141, 146]. Сверхпроводящий резонатор с добротностью порядка $3 \cdot 10^7$ включается в цепь обратной связи ЛБВ, относительная нестабильность частоты составляет примерно 10^{-9} за 1 ч.

Рассмотрим основные факторы, влияющие на стабильность частоты генераторов такого типа.

Условие баланса фаз определяется соотношением

$$\varphi_1 + \varphi_2 + \varphi_3 = 2\pi n, \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (5.1)$$

Влияние дестабилизирующих факторов выражается в том, что сдвиги фаз в резонаторе φ_1 , усилителе (ЛБВ) φ_2 и линиях связи φ_3 изменяются в зависимости от времени. Из (5.1) получаем

$$\sum_n d\varphi_n = 0, \quad (5.2)$$

где $d\varphi_n$ — соответствующие полные приращения фаз. Сдвиг фазы в резонаторе при малых расстройках определяется по формуле

$$\varphi_1 = \text{arctg} [2Q_H(\omega - \omega_0)/\omega_0] = \text{arctg} a \simeq a, \quad (5.3)$$

где Q_H и ω_0 — соответственно нагруженная добротность и резонансная частота; $a = 2Q_H(\omega - \omega_0)/\omega_0$. Сдвиг фазы в ЛБВ зависит от длины спирали \mathcal{L}_c и фазовой скорости волны в ней $v_{\phi.c}$:

$$\varphi_2 = \omega \mathcal{L}_c / v_{\phi.c}. \quad (5.4)$$

Так как в данном случае фазовая скорость почти равна скорости электронного пучка, то можно принять

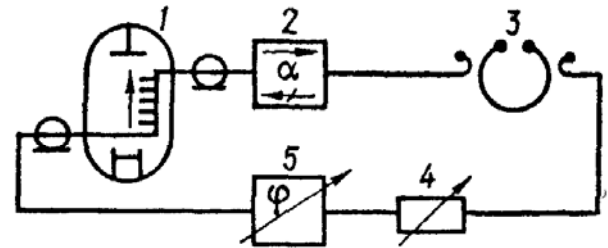


Рис. 5.1. Функциональная схема генератора с ЛБВ, в цепь обратной связи которой включен сверхпроводящий резонатор:

1 — ЛБВ; 2 — ферритовый вентиль; 3 — сверхпроводящий резонатор; 4 — аттенюатор; 5 — фазовращатель.

$$v_{\phi.c} \simeq v_e = \sqrt{\frac{2e_0 V_c}{m_0}} \quad (5.5)$$

(V_c — напряжение спирали). Величина сдвига фазы в линиях связи определяется по уравнению

$$\varphi_3 = \omega \mathcal{L}_l / v_{\phi.l}, \quad (5.6)$$

где \mathcal{L}_l и $v_{\phi.l}$ — соответственно длина линий связи и фазовая скорость в них. С учетом (5.3) — (5.6) условие баланса фаз (5.1) запишется в виде $\omega \left(\frac{\mathcal{L}_c}{v_{\phi.c}} + \frac{\mathcal{L}_l}{v_{\phi.l}} \right) + \text{arctg} a = 2\pi n$. Из этого выражения при пересечении графиков функций $\varphi_1 = \text{arctg} a$ и $\varphi = 2\pi n - \omega (\mathcal{L}_c / v_{\phi.c} + \mathcal{L}_l / v_{\phi.l})$ можно найти частоту колебаний. Изменяя электрическую длину линий \mathcal{L}_l , например при помощи фазовращателя или изменения напряжения V_c , можно достичь равенства генерируемой и резонансной частот. Учитывая (5.2) и вводя обозначение

$$B = \left(\frac{\mathcal{L}_c}{v_{\phi.c}} + \frac{\mathcal{L}_l}{v_{\phi.l}} \right), \quad (5.7)$$

при малых расстройках получаем

$$\frac{d\omega}{\omega} = \left[\frac{d\omega_0}{\omega_0} + \frac{\omega_0}{Q_H} \left(a \frac{dQ_H}{Q_H} + \frac{1+a^2}{2} dB \right) \right] / \left[1 + \frac{(1+a^2)\omega_0 B}{2Q_H} \right]. \quad (5.8)$$

Если учесть порядки величин a , Q_H , ω_0 и B , то нетрудно показать, что $[(1 + a^2)/2Q_H] B\omega_0 \ll 1$ и уравнение (5.8) упрощается:

$$\frac{d\omega}{\omega} = \frac{d\omega_0}{\omega_0} + a\omega_0 \frac{dQ_H}{Q_H^2} + \omega_0 \frac{1 + a^2}{2Q_H} dB. \quad (5.9)$$

Из этого соотношения следует, что величина $d\omega/\omega$ уменьшается с уменьшением a , поэтому режим работы должен быть таким, чтобы генерируемая частота максимально приближалась к резонансной частоте резонатора.

Величины $d\omega_0$ и dQ_H характеризуют эталонные свойства резонансной системы и зависят от ее конструкции и режима работы. При использовании сверхпроводящих резонаторов вторым членом в первой части уравнения (5.9) можно пренебречь, так как при правильном выборе генерируемой частоты $\omega \simeq \omega_0$, рабочей температуры и конструкции резонатора $d\omega_0/\omega_0 \sim dQ_H/Q_H$ (известно, что при малых значениях приведенных температур за счет остаточного сопротивления $R_{c.ост}$ значение Q_H выходит на насыщение). Уравнение (5.9) упрощается:

$$\frac{d\omega}{\omega} = \frac{d\omega_0}{\omega_0} + \frac{\omega_0}{2Q_H} dB = \frac{d\omega_0}{\omega_0} + \frac{\Delta\omega_0}{2} dB \quad (5.10)$$

($\Delta\omega_0$ — ширина полосы пропускания резонатора).

Из уравнения (5.10) видно, что при $Q_H \rightarrow \infty$ основной вклад в нестабильность генерируемой частоты вносит первый член правой части этого уравнения и, наоборот, при низких значениях добротности резонатора решающую роль может играть второй член. В реальных случаях для правильного выбора режима работы и параметров отдельных узлов необходимо оценить ожидаемые величины $d\omega_0$, Q_H и dB в зависимости от возможных дестабилизирующих факторов. Такая оценка позволяет правильно выбрать рабочую температуру резонатора и ее допустимую нестабильность, а также нестабильность питающих напряжений и температуры узлов генератора, работающих при комнатной температуре.

Величины Q_H и $d\omega_0$ можно определить по результатам расчета поверхностного импеданса сверхпроводников (см. гл. 2), а также экспериментально (см. гл. 4). Величину dB с учетом соотношений (5.5) и (5.7) можно представить в виде

$$dB = \frac{d\mathcal{L}_c}{v_{\phi.c}} + \frac{\mathcal{L}_c}{v_{\phi.c}} \frac{dV_c}{V_c} + \frac{d\mathcal{L}_l}{v_{\phi.l}} + \frac{\mathcal{L}_l}{v_{\phi.l}} \frac{dv_{\phi.l}}{v_{\phi.l}}.$$

Эта оценка показывает, что основное влияние на частоту генератора в данном случае оказывает нестабильность напряжения спирали ЛБВ. У типичной маломощной ЛБВ сдвиг фазы на выходе составляет величину порядка нескольких градусов на каждый процент изменения питающего напряжения. Сдвиг фазы в линиях связи вследствие температурных изменений их длины значительно меньше. Поэтому в работе [141] питание осуществлялось от сухих батарей и аккумуляторов. В работах [240—243], в которых ис-

следовался такой же генератор, на стабильность питающих напряжений также накладывались очень жесткие требования. При этом, однако, относительная нестабильность частоты примерно за 1 ч составила величину порядка 10^{-9} . За короткие же интервалы времени, порядка 1 мин, в 10-см диапазоне при добротности резонатора порядка $4 \cdot 10^7$ удалось получить относительную нестабильность частоты примерно $4,5 \cdot 10^{-11}$.

Таким образом, сильная зависимость фазовой характеристики ЛБВ от питающих напряжений является основным ограничением на пути дальнейшего уменьшения относительной нестабильности частоты таких генераторов.

Исследования спектральных характеристик сигнала генератора на ЛБВ со сверхпроводящим резонатором в цепи обратной связи показали, что они не уступают характеристикам сигналов лучших кварцевых генераторов при перенесении их частоты в СВЧ диапазон идеальными умножителями. Спектральные плотности фазовых флуктуаций ЛБВ генератора составляют -96 и -60 дБ/Гц при отстройке от несущей соответственно на 300 и 40 Гц и полосе пропускания стабилизирующего сверхпроводящего резонатора около 3 кГц [81].

3. УСИЛИТЕЛИ С ПЕРЕНОСОМ УСИЛЕНИЯ НА ПРОМЕЖУТОЧНУЮ ЧАСТОТУ

В предыдущем параграфе было показано, что если в цепь обратной связи усилителя включена резонансная система, то для обеспечения малой относительной нестабильности генерируемой частоты необходимы не только высокие добротность и эталонность резонатора, но и высокая стабильность фазовой характеристики усилителя. ЛБВ не удовлетворяет последнему требованию, так как ее фазовая характеристика существенно зависит от питающих напряжений, а достижение долговременной стабильности их — весьма сложная задача. Поэтому наиболее оптимальным путем повышения стабильности частоты в данном случае является использование усилителей другого типа, со стабильной фазовой характеристикой или таких, в которых возможна ее стабилизация простыми методами.

Следует отметить еще один недостаток ЛБВ. Коэффициент усиления ее относительно невысок. Поэтому связь с резонатором должна выбираться большой, а следовательно, его эталонные свойства будут в какой-то степени зависеть от внешних цепей. Отсюда вывод: для получения минимальных относительных нестабильностей частоты необходим усилитель не только с хорошими фазовыми характеристиками, но и с высоким коэффициентом усиления. При определенных условиях указанным требованиям удовлетворяют усилители с переносом усиления на промежуточную частоту. Коэффициент усиления у них высокий, порядка 60—80 дБ (и даже выше), а фазовые характеристики их могут быть стабилизированы простыми методами [97, 99, 105].

Усилитель с амплитудной модуляцией сигнала опорного генератора

Принцип работы СВЧ усилителя с переносом усиления на промежуточную частоту и амплитудной модуляцией сигнала опорного генератора (рис. 5.2) заключается в следующем. От опорного генератора на смеситель и модулятор подается сигнал ω_r . Если на вход смесителя поступает сигнал с частотой ω_c ,

$$\omega_c = \omega_r \pm \Omega, \quad (5.11)$$

где Ω — частота настройки усилителя промежуточной частоты (УПЧ), то в смесителе выделяется сигнал с частотой Ω . После уси-

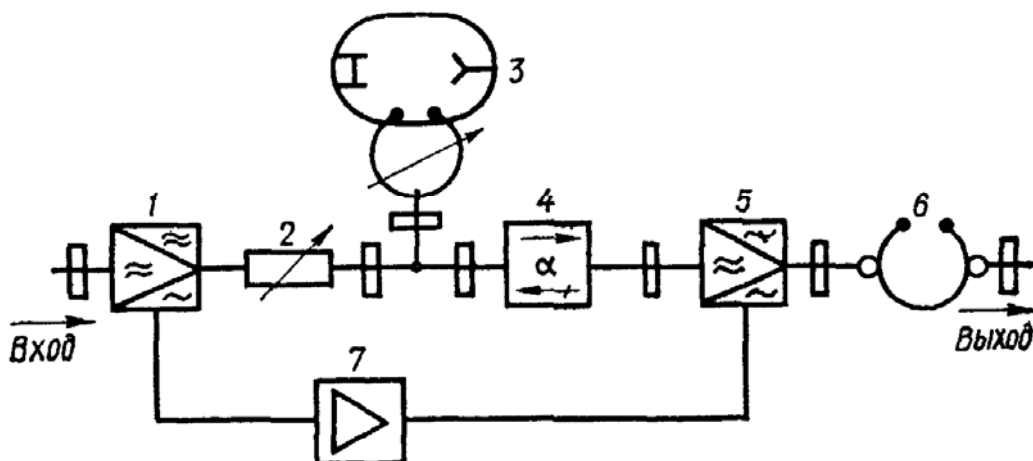


Рис. 5.2. Блок-схема СВЧ усилителя с амплитудной модуляцией и переносом усиления на промежуточную частоту:

1 — смеситель; 2 — аттенюатор; 3 — опорный СВЧ генератор; 4 — ферритовый вентиль; 5 — амплитудный модулятор; 6 — резонансный фильтр; 7 — усилитель.

ления в усилителе эта частота поступает в модулятор, где модулирует по амплитуде сигнал ω_r . Спектр на выходе модулятора состоит из трех частот: ω_r , $\omega_r + \Omega$ и $\omega_r - \Omega$. Как видно, одна из боковых составляющих точно равна ω_c , однако ее амплитуда может во много раз превышать амплитуду входного сигнала, поступающего в смеситель. Если на выходе усилителя необходимо получить только сигнал усиливаемой частоты, то используют фильтр, настроенный на частоту ω_c . Коэффициент усиления такого усилителя зависит в основном от коэффициента усиления УПЧ, мощности, поступающей из опорного генератора в смеситель и модулятор, и коэффициентов преобразования смесителя и модулятора. Очевидно, что

$$K_{\text{СВЧ}} = K_1 K_2 K_3(\Omega) E_{r.c} E_{r.m}, \quad (5.12)$$

где K_1 , K_2 — коэффициенты преобразования смесителя и модулятора; $K_3(\Omega)$ — коэффициент передачи УПЧ; $E_{r.c}$, $E_{r.m}$ — амплитуда сигнала, поступающего из опорного генератора соответственно в смеситель и модулятор. Если $\omega_r = \text{const}$, легко видеть, что амплитудная и фазовая характеристики такого СВЧ усилителя соответствуют амплитудной и фазовой характеристикам УПЧ [100].

Нестабильность частоты ω_r приводит к амплитудным и фазовым

флуктуациям усиленного сигнала, так как изменяется промежуточная частота. Амплитудные флуктуации могут быть устранены с помощью амплитудного ограничителя (на выходе УПЧ). Сдвиг фазы усиленного сигнала определяется по формуле $d\varphi_c = (\partial\varphi_\Omega/\partial\Omega)d\omega_r = \tau_\Omega d\omega_r$, где $d\varphi_\Omega/\partial\Omega = \tau_\Omega$ — крутизна фазовой характеристики УПЧ; $d\omega_r$ — отклонение частоты опорного генератора от среднего значения. Стабилизировать фазовую характеристику (при этом фаза выходного сигнала не будет зависеть от нестабильности частоты опорного генератора [100]) в усилителе такого типа можно с помощью четырехполюсника, включающегося между опорным генератором и модулятором. Крутизна фазовой характеристики у него должна быть равна крутизне фазовой характеристики УПЧ: $\partial\varphi_r/\partial\omega_r = \tau_\Omega$. В качестве четырехполюсника может служить линия задержки, длина которой l равна $v_{ф.л}\tau_\Omega/2\pi$. Однако в СВЧ диапазоне при разумных значениях полосы пропускания УПЧ (наиболее часто в этом случае используются резонансные усилители) длина линии оказывается большой, что с практической точки зрения неудобно. Для компенсации фазового сдвига в СВЧ усилителе может быть применен также проходной резонатор с добротностью $Q_n^k = \omega_r\tau_\Omega/2$.

При использовании компенсирующего четырехполюсника амплитудная характеристика СВЧ усилителя по-прежнему определяется амплитудной характеристикой УПЧ, однако нестабильность частоты ω_r может привести к паразитным амплитудным флуктуациям усиленного сигнала. Это связано с тем, что, во-первых, частотные флуктуации опорного генератора при прохождении через компенсирующий резонатор превращаются в амплитудные и, во-вторых, так как флуктуации опорного генератора вызывают флуктуации промежуточной частоты, такое явление наблюдается при прохождении сигнала промежуточной частоты через УПЧ. Паразитную амплитудную модуляцию можно несколько уменьшить, включив на выходе УПЧ амплитудный ограничитель. Она будет возникать только при прохождении частотно-модулированного сигнала через компенсирующий четырехполюсник. Если в качестве четырехполюсника используется резонатор, коэффициент паразитной амплитудной модуляции M равен $(1 - k)/(1 + k)$ ($k = 1/\sqrt{1 + a^2}$; $a = 2Q\Delta\omega_r/\omega_r$; $\Delta\omega_r$ — флуктуация частоты опорного генератора) [37]. Поэтому УПЧ и компенсирующий резонатор следует подбирать так, чтобы полоса пропускания УПЧ, а следовательно, и компенсирующего резонатора была значительно больше $\Delta\omega_r$. Очевидно, что фазовую характеристику можно стабилизировать путем стабилизации частоты ω_r . Именно этот метод и применяется при использовании описанного усилителя в системах стабилизации частоты.

Следует отметить, что в усилителе с амплитудной модуляцией коэффициент использования мощности опорного генератора невысок. При 100% модуляции мощность боковой составляющей равна 25% мощности генератора. К тому же, поскольку

высокочастотные амплитудные модуляторы обычно работают при относительно низких уровнях мощности, такой усилитель не может обеспечивать большие выходные мощности усиливаемого сигнала. От этих недостатков в значительной степени свободен усилитель с частотной модуляцией сигнала опорного генератора.

Усилитель с частотной модуляцией сигнала опорного генератора

В работе [105] описан усилитель СВЧ с переносом усиления на промежуточную частоту, в котором сигнал опорного генератора модулируется по частоте непосредственно сигналом с выхода усилителя промежуточной частоты (рис. 5.3). Мощность полезного сигнала может быть выше, чем у усилителя с амплитудной модуляцией, так как при частотной модуляции можно добиться, чтобы амплитуда необходимой составляющей в спектре частотно-модулированного сигнала составляла примерно 60% мощности несущей частоты.

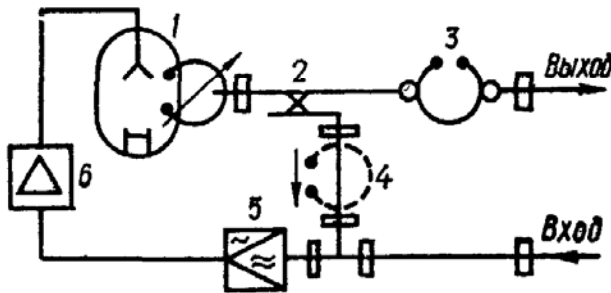


Рис. 5.3. Блок-схема СВЧ усилителя с частотной модуляцией сигнала опорного генератора:

1 — опорный генератор; 2 — направленный ответвитель; 3 — фильтр; 4 — резонансный фильтр; 5 — смеситель; 6 — усилитель промежуточной частоты.

На смеситель через направленный ответвитель поступают сигнал от опорного генератора и входной сигнал e_c , который должен быть усилен. Если частота входного сигнала ω_c и частота опорного генератора ω_r связаны соотношением (5.11), то в смесителе выделяется частота Ω . С помощью сигнала промежуточной частоты после его усиления в усилителе сигнал опорного генератора модулируется по частоте, спектр частотной модуляции сигнала содержит составляющую с частотой ω_c . Амплитуда составляющей может быть много большей амплитуды сигнала e_c . Очевидно, что полоса пропускания СВЧ усилителя также определяется полосой пропускания усилителя. Резонансный фильтр, настроенный на частоту ω_r и не пропускающий других составляющих спектра, необходим в тех случаях, когда частотная модуляция сигнала e_c сопровождается паразитной амплитудной модуляцией на частоте Ω . В таких случаях, если нет фильтра, усилитель самовозбуждается, поскольку на смесителе, даже если нет входного сигнала e_c , выделяется сигнал с частотой Ω и таким образом замыкается кольцо положительной обратной связи.

В качестве опорного генератора можно использовать любой СВЧ генератор в режиме частотной модуляции. Широко применяется для этой цели отражательный клистрон. Рассмотрим такой случай.

Если предположить, что зона клистрона обладает незначительной асимметрией (рис. 5.4), то при подаче на его отражатель

напряжения $\Delta V_R \cos \Omega t$ в центре зоны мощность генерируемого сигнала изменяется по закону

$$P_r(t, M) \simeq \frac{P_{o.r}}{1+M} (1 - M \cos 2\Omega t),$$

где $M = M(\Delta V_R) = \Delta P_m / P'_{o.r}$. Выражение амплитуды генерируемого сигнала имеет вид

$$E_r(t, M) = \gamma \sqrt{P_r(t, M)} = \\ = E_{o.r} \sqrt{\frac{1 - M \cos 2\Omega t}{1 + M}} = \frac{E_{o.r} [a_0(M) + a_1(M) \cos 2\Omega t]}{\sqrt{1 + M}},$$

где $E_{o.r} = \gamma \sqrt{P_{o.r}}$ — амплитуда сигнала в отсутствие модуляции; γ^2 — коэффициент пропорциональности мощности квадрату поля в используемых волноводах; $a_0(M)$ и $a_1(M)$ — коэффициенты разложения в ряд Фурье функции $\sqrt{1 - M \cos 2\Omega t}$.

При подаче на отражатель переменного напряжения происходит также частотная модуляция с промежуточной частотой, в отличие от изменения мощности, которое происходит с удвоенной промежуточной частотой. Предположим, что крутизна электронной настройки в пределах изменения напряжения на отражателе постоянна. Тогда сигнал на выходе опорного генератора можно записать в виде

$$e_r(t, M) = \frac{E_{o.r}}{\sqrt{1+M}} [a_0(M) + a_1(M) \cos 2\Omega t] \sin(\omega_2 t - m \sin \Omega t),$$

где $m = m(\Delta V_R) = \Delta \omega_2 / \Omega$. Из этого соотношения получаем выражение для амплитуд несущей и первых двух боковых составляющих:

$$e_r(t, M) = \frac{E_{o.r}}{\sqrt{1+M}} [a_0(M) J_0(m) + a_1(M) J_2(m)] \sin \omega_2 t \pm \\ \pm \left\{ a_0(M) J_1(m) - \frac{1}{2} a_1(M) [J_1(m) - J_3(m)] \right\} \sin(\omega_2 \pm \Omega) t + \\ + \left\{ a_0(M) J_2(m) + \frac{1}{2} a_1(M) [J_0(m) + J_4(m)] \right\} \sin(\omega_2 \pm 2\Omega) t.$$

Если нет фильтра, все составляющие полученного спектра поступают через направленный ответвитель на смеситель. Если

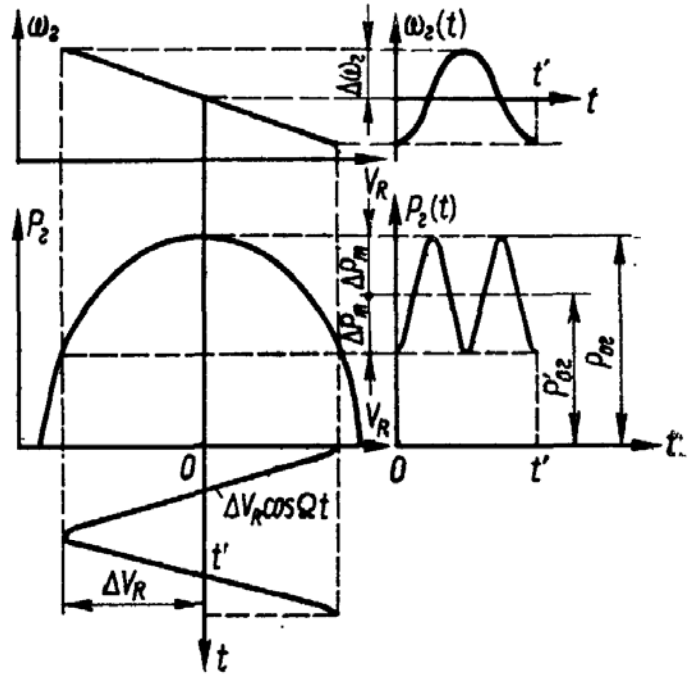


Рис. 5.4. Диаграмма изменения частоты и мощности в отражательном кластере при модуляции.

частота входного сигнала e_c удовлетворяет соотношению (5.11), а смесительный диод имеет квадратичную характеристику, то на выходе усилителя

$$V_{\text{УПЧ}} = \frac{K_{\text{УПЧ}} K_1 k_{\text{от}} E_c E_{\text{о.г}}}{2 \sqrt{1+M}} \left\{ a_0(M) [J_0(m) + J_2(m)] + \right. \\ \left. + \frac{1}{2} a_1(M) [J_0(m) + 2J_2(m) + J_4(m)] \right\} \cos \Omega t = \Delta V_R \cos \Omega t, \quad (5.13)$$

где $K_{\text{УПЧ}}$ — коэффициент усиления усилителя; K_1 — коэффициент преобразования смесителя; $k_{\text{от}}$ — коэффициент, зависящий от переходного затухания ответвителя и конструкции смесителя; E_c — напряженность электрического поля в плоскости смесителя, создаваемая усиливаемым сигналом. Амплитуду девиации частоты находим из соотношения

$$\Delta \omega_r \simeq -S_0 \Delta V_R. \quad (5.14)$$

Используя (5.13) и (5.14), получаем

$$m = \frac{S_0 K_{\text{УПЧ}} k_{\text{от}} K_1 E_c E_{\text{о.г}}}{2 \Omega \sqrt{1+M}} \left\{ a_0(M) [J_0(m) + J_2(m)] + \right. \\ \left. + \frac{a_1(M)}{2} [J_0(m) + 2J_2(m) + J_4(m)] \right\}. \quad (5.15)$$

Это соотношение устанавливает связь между m , M и E_c , так что

$$E_c = \frac{2 \Omega}{S_0 K_{\text{УПЧ}} k_{\text{от}} K_1 E_{\text{о.г}}} \times \\ \times \frac{m \sqrt{1+M}}{\left\{ a_0(M) [J_0(m) + J_2(m)] + \frac{a_1(M)}{2} [J_0(m) + 2J_2(m) + J_4(m)] \right\}}. \quad (5.16)$$

Не учитывая коэффициент передачи фильтра, находим амплитуду выходного сигнала с частотой ω_0 :

$$E_{\text{вых}} = E_{\text{о.г}} \left\{ a_0(M) J_0(m) - \frac{1}{2} a_1(M) [J_1(m) - J_3(m)] \right\} / \sqrt{1+M}. \quad (5.17)$$

Таким образом,

$$K_{\text{СВЧ}} = E_{\text{вых}} / E_c = E_{\text{о.г}}^2 S_0 K_{\text{УПЧ}} K_1 k_{\text{от}} \left\{ a_0(M) J_1(m) - \frac{1}{2} a_1(M) [J_1(m) - \right. \\ \left. - J_3(m)] \right\} \left\{ a_0(M) [J_0(m) + J_2(m)] + \frac{1}{2} a_1(M) [J_0(m) + 2J_2(m) + \right. \\ \left. + J_4(m)] \right\} / 2 \Omega m (1+M). \quad (5.18)$$

При наличии фильтра, т. е. когда на смеситель поступает сигнал с частотой ω_r , соотношения (5.16) — (5.18) принимают вид

$$E_c = \frac{2 \Omega}{S_0 K_{\text{УПЧ}} K_1 k'_{\text{от}} E_{\text{о.г}}} \frac{m \sqrt{1+M}}{a_0(M) J_0(m) + a_1(M) J_2(m)}; \quad (5.19)$$

$$E_{\text{ВЫХ}} = E_{\text{О.Г}} \left\{ a_0(M) J_1(m) - \frac{1}{2} a_1(M) [J_1(m) - J_3(m)] \right\} / \sqrt{1+M}; \quad (5.20)$$

$$K_{\text{СВЧ}} = \frac{\left\{ a_0(M) J_1(m) - \frac{1}{2} a_1(M) [J_1(m) - J_3(m)] \right\} \{ a_0(M) J_0(m) + a_1(M) J_2(m) \}}{m(1+M)} \times \frac{E_{\text{О.Г}}^2 S_0 K_{\text{УПЧ}} K_1 k'_{\text{от}}}{2\Omega}. \quad (5.21)$$

Еще более простые соотношения получаем, если используется генератор только с частотной модуляцией: без фильтра

$$E_c = \frac{2\Omega}{S_0 K_{\text{УПЧ}} K_1 k'_{\text{от}} E_{\text{О.Г}}} \frac{m}{J_0(m) + J_2(m)}; \quad (5.22)$$

$$E_{\text{ВЫХ}} = E_{\text{О.Г}} J_1(m); \quad (5.23)$$

$$K_{\text{СВЧ}} = \frac{E_{\text{О.Г}}^2 S_0 K_{\text{УПЧ}} k'_{\text{от}} K_1}{2\Omega} \frac{[J_0(m) + J_2(m)] J_1(m)}{m}; \quad (5.24)$$

при наличии фильтра

$$E_c = \frac{2\Omega}{S_0 K_{\text{УПЧ}} K_1 k'_{\text{от}} E_{\text{О.Г}}} \frac{m}{J_0(m)}; \quad (5.25)$$

$$E_{\text{ВЫХ}} = E_{\text{О.Г}} J_1(m); \quad (5.26)$$

$$K_{\text{СВЧ}} = \frac{E_{\text{О.Г}}^2 S_0 K_{\text{УПЧ}} K_1 k'_{\text{от}}}{2\Omega} \frac{J_0(m) J_1(m)}{m}.$$

Чтобы воспользоваться соотношениями (5.15) — (5.20), необходимо определить зависимость между m и M у клистрона данного типа. Кривая, характеризующая эту зависимость, приведена на рис. 5.5 [78]. Зная Ω и $[\Delta\omega_{\Gamma}]_{1/2}$ клистрона и задаваясь значениями M , по приведенному графику находим m . Соответствующие значения m и M подставляем в (5.15) — (5.26).

Как видно из выражений (5.17), (5.20), (5.23) и (5.26), коэффициент усиления — не постоянная величина, так как, во-первых, амплитуда выходного сигнала не является линейной функцией m , а, во-вторых, в усилителе такого типа существует отрицательная обратная связь (с увеличением m гетеродинный сигнал, поступающий от опорного генератора на смеситель для выделения промежуточной частоты, уменьшается).

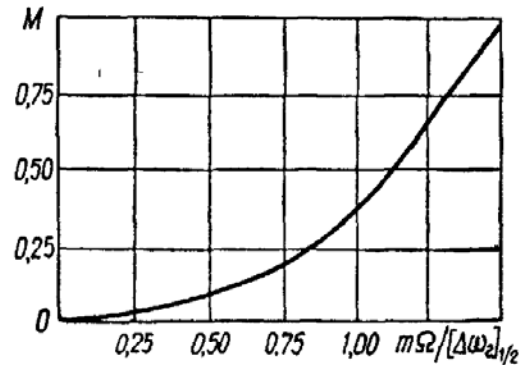


Рис. 5.5. Зависимость коэффициента амплитудной модуляции M от индекса частотной модуляции $m\Omega/[\Delta\omega_{\Gamma}]_{1/2}$ ($[\Delta\omega_{\Gamma}]_{1/2}$ — разность частот в центре зоны генерации и точке половинной мощности).

Поскольку $K_{\text{СВЧ}} = K_0 / (1 - \beta_{0.c} K_0)$, можно вычислить коэффициент отрицательной обратной связи:

$$\beta_{0.c} = \frac{1}{K_0} - \frac{1}{K_{\text{СВЧ}}} \quad (5.27)$$

Величина $K_{\text{СВЧ}}$ определяется с помощью формул (5.17), (5.20), (5.23) и (5.26), а K_0 — при условии, что амплитуда гетеродинного сигнала от опорного генератора постоянна и равна $k_{\text{от}} E_{0.г} \sin \omega_{г} t$. При $M \neq 0$

$$K_0 = \frac{E_{0.г}^2 S_0 K_{\text{УПЧ}} K_1 k_{\text{от}}}{2\Omega} \frac{a_0(M) J_1(m) - \frac{1}{2} a_1(M) [J_1(m) - J_3(m)]}{m \sqrt{1+M}};$$

при $M = 0$

$$K_0 = \frac{E_{0.г}^2 S_0 K_{\text{УПЧ}} K_1 k_{\text{от}}}{2\Omega} \frac{J_1(m)}{m}.$$

Таким образом, коэффициент обратной связи $\beta_{0.c}$ вычисляется с помощью формулы (5.27). Очевидно, что он также является функ-

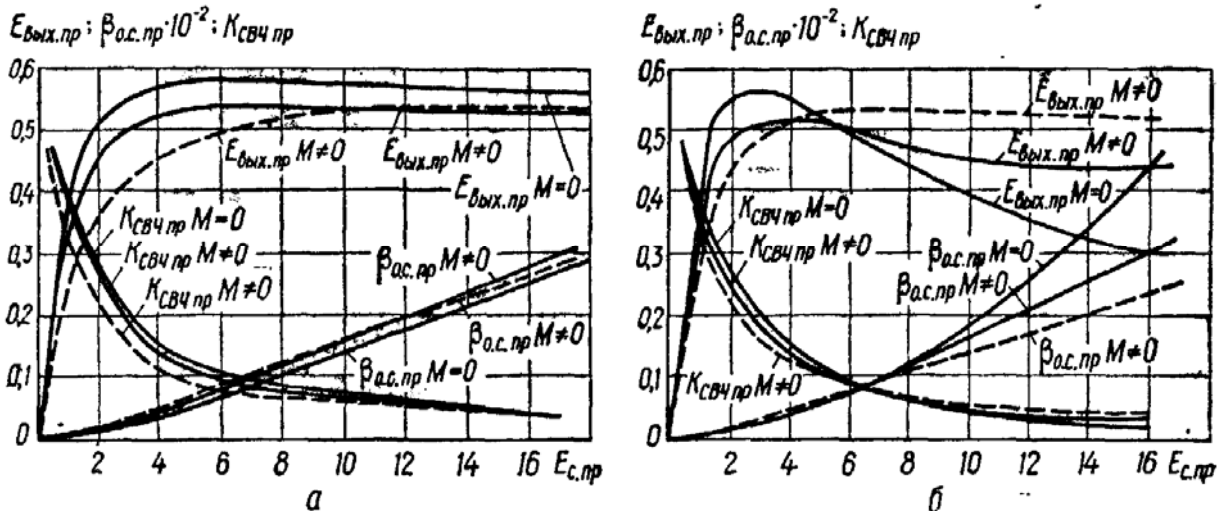


Рис. 5.6. Зависимости приведенных значений амплитуды выходного сигнала и коэффициентов усиления и обратной связи от приведенной амплитуды входного сигнала:

а — с фильтром; б — без фильтра; — — — — расчетные; - - - - экспериментальные.

цией M и m , а следовательно, и E_c . На рис. 5.6 показаны экспериментальные и расчетные зависимости $E_{\text{вых.пр}}$, $\beta_{0.c.пр}$ и $K_{\text{СВЧ.пр}}$ от $E_{c.пр}$:

$$E_{c.пр} = E_{0.г} S_0 K_{\text{УПЧ}} K_1 k'_{\text{от}} E_{0.г} / 2\Omega;$$

$$E_{\text{вых.пр}} = E_{\text{вых}} / E_{0.г};$$

$$K_{\text{СВЧ.пр}} = K_{\text{СВЧ}} 2\Omega / S_0 K_{\text{УПЧ}} K_1 k'_{\text{от}} E_{0.г}^2;$$

$$\beta_{0.c.пр} = \beta_{0.c} S_0 K_{\text{УПЧ}} K_1 k'_{\text{от}} E_{0.г}^2 / 2\Omega$$

(на рис. 5.6, б вместо коэффициента $k'_{\text{от}}$ в этих соотношениях принят коэффициент $k_{\text{от}}$). Из этих зависимостей видно, что амплитудные характеристики усилителя с фильтром и усилителя без фильт-

ра имеют много общего. Выходной сигнал сначала монотонно возрастает, а затем при $E_{с.пр} > 4$ почти не зависит от входного сигнала. Это связано не с перегрузкой усилителя, а с наличием внутренней переменной отрицательной обратной связи, величина которой зависит от входного сигнала.

При $E_{с.пр} > 4$ усилитель работает в режиме стабилизации амплитуды выходного сигнала. При $E_{с.пр} < 1$ величина отрицательной обратной связи мала, а коэффициент усиления высок, поэтому в таком режиме СВЧ усилитель можно использовать для усиления слабых сигналов. Экспериментальные данные достаточно хорошо совпадают с расчетными. Некоторое несоответствие экспериментальных и расчетных кривых на рис. 5.6, а в области $E_{с.пр} = 1 \div 10$ объясняется изменениями положения рабочей точки на характеристике смесительного диода вследствие непостоянства гетеродинного сигнала. На рис. 5.6, б также видно некоторое несоответствие экспериментальных и расчетных данных, но уже в области больших значений амплитуды входного сигнала. Это может быть связано с некоторой асимметрией зоны генерации клистрона, из-за которой появляется положительная обратная связь и несколько уменьшается отрицательная обратная связь. На рис. 5.6, а расчетные кривые с учетом и без учета коэффициента амплитудной модуляции мало отличаются, поэтому в обоих случаях при расчетах можно пользоваться формулами (5.24) — (5.26).

При выборе той или иной схемы усилителя, а также ее элементов необходимо руководствоваться следующими соображениями.

1. От усилителя с фильтром в цепи смесителя можно получить существенно большее усиление, так как он не самовозбуждается даже при значительной асимметрии зоны генерации клистрона.

2. Коэффициент усиления усилителя без фильтра в цепи смесителя зависит от симметрии зоны генерации клистрона и от соответствия постоянного напряжения на отражателе центру зоны. Эксперименты показали [105], что коэффициенты усиления таких усилителей в режиме слабых входных сигналов могут быть высокими, порядка 60 дБ.

3. Полосу пропускания фильтра и усилителя следует выбирать значительно больше абсолютной нестабильности частоты опорного генератора, чтобы не появлялась паразитная флюктуация фазы и амплитуды усиленного сигнала. Стабилизировать фазовую характеристику можно также путем стабилизации частоты опорного генератора с помощью системы АПЧ.

Автогенераторы на основе усилителей с переносом усиления на промежуточную частоту

Рассмотрим автогенератор, в котором используется усилитель с амплитудной модуляцией сигнала опорного генератора. При включении резонатора в цепь обратной связи усилителя (рис. 5.7), если $\omega_p \pm \Omega = \omega_r$, где Ω и ω_p — частоты, проходящие соответственно

через УПЧ и резонатор, а также если выполняются условия баланса фаз и баланса амплитуд, система самовозбуждается. Через УПЧ проходит сигнал с частотой Ω , при взаимодействии которого в модуляторе с частотой ω_r появляется спектр модуляции. Одна из боковых составляющих спектра находится в полосе пропускания резонатора. Пройдя через резонатор, она совместно с частотой ω_r образует в смесителе промежуточную частоту Ω , которая снова попадает в УПЧ и замыкает кольцо положительной обратной связи. Условие баланса может быть представлено следующей системой уравнений:

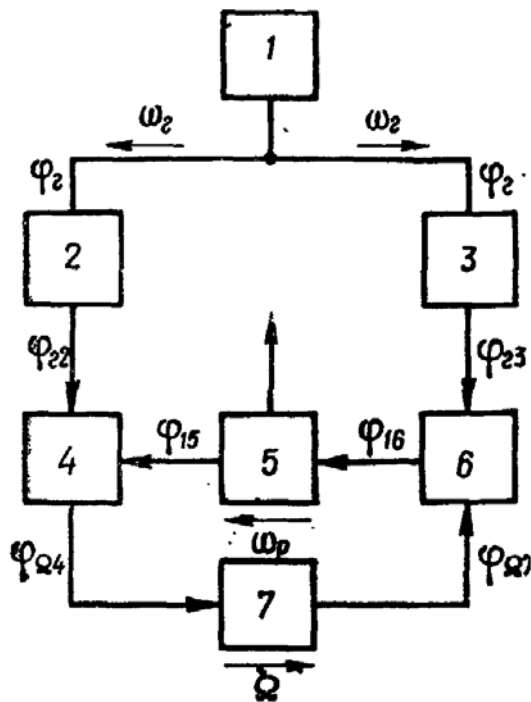


Рис. 5.7. Автогенератор на основе СВЧ усилителя с амплитудной модуляцией сигнала опорного генератора:

1 — СВЧ генератор; 2, 3 — отрезки передающих линий; 4 — смеситель; 5 — резонатор; 6 — модулятор; 7 — усилитель промежуточной частоты.

дополнительное обозначение $\Delta\tau = \tau_3 - \tau_2$ и учитывая, что $\Delta\omega_p \pm \Delta\Omega = \Delta\omega_r$, получаем систему уравнений

$$\left. \begin{aligned} \varphi_{15} \pm \varphi_{\Omega 4} &= \varphi_{r2}; \\ \varphi_{16} \pm \varphi_{\Omega 7} &= \varphi_{r3}; \\ \varphi_{15} - \varphi_{16} &= \tau_p \Delta\omega_p; \\ \varphi_{\Omega 7} - \varphi_{\Omega 4} &= \tau_{\Omega} \Delta\Omega; \\ \varphi_{r3} - \varphi_r &= \tau_3 \Delta\omega_r; \\ \varphi_{r2} - \varphi_r &= \tau_2 \Delta\omega_r; \\ \omega_p \pm \Omega &= \omega_r, \end{aligned} \right\} \quad (5.28)$$

где $\Delta\omega_p = \omega_p - \omega_{p0}$; $\Delta\Omega = \Omega - \Omega_0$; ω_{p0} — резонансная частота резонатора; Ω — частота настройки УПЧ; $\Delta\omega_p$, $\Delta\omega_r$, $\Delta\Omega$ — флуктуации соответствующих частот; τ_2 , τ_3 , τ_{Ω} , τ_p — крутизна фазовых характеристик соответственно четырехполюсников 2 и 3, УПЧ и резонатора. Вводя

$$\left. \begin{aligned} \Delta\omega_r &= \Delta\omega_p \pm \Delta\Omega; \\ \Delta\tau \Delta\omega_r &= \tau_{\Omega} \Delta\Omega - \tau_p \Delta\omega_p, \end{aligned} \right\} \quad (5.29)$$

описывающую связь между флуктуациями частот и крутизной фазовых характеристик.

Рассмотрим два случая: фазовые характеристики четырехполюсников 2 и 3 идентичны, $\tau_2 = \tau_3$ и $\Delta\tau = 0$; фазовые характеристики четырехполюсников 2 и 3 не идентичны, $\Delta\tau \neq 0$.

В первом случае система уравнений (5.29) имеет вид

$$\left. \begin{aligned} \Delta\omega_r &= \Delta\omega_p + \Delta\Omega; \\ \tau_{\Omega} \Delta\Omega &= \tau_p \Delta\omega_p. \end{aligned} \right\} \quad (5.29a)$$

Отсюда

$$\frac{\Delta\omega_r}{\Delta\omega_p} = 1 + \frac{\tau_p}{\tau_\Omega}; \quad (5.30)$$

$$\left. \begin{aligned} \Delta\Omega &= \frac{\Delta\omega_r}{1 + \frac{\tau_\Omega}{\tau_p}}; \\ \frac{\Delta\omega_p}{\Delta\Omega} &= \frac{\tau_\Omega}{\tau_p}. \end{aligned} \right\} \quad (5.31)$$

Из этих соотношений видно, что флуктуация опорного генератора распределяется между флуктуациями частоты ω_p и промежуточной частоты обратно пропорционально крутизне фазовых характеристик.

При $\tau_p \gg \tau_\Omega$, в случае применения сверхпроводящих резонаторов, флуктуации частоты подстраиваемого генератора переносятся на промежуточную частоту с коэффициентом, близким к единице, а частота сигнала, проходящего через резонатор, стабильнее частоты генератора в τ_p/τ_Ω раз. Таким образом, данная система обладает стабилизирующим действием. Если принять $K_{ст} = \Delta\omega_r/\Delta\omega_p$ ($K_{ст}$ — коэффициент стабилизации боковой составляющей, который показывает, во сколько раз при данной добротности резонатора и полосе пропускания УПЧ абсолютная нестабильность опорного генератора больше абсолютной нестабильности стабилизированной боковой частоты), то при $\tau_2 = \tau_3$

$$K_{ст} = 1 + \frac{\tau_p}{\tau_\Omega} \simeq \frac{2Q\Delta\Omega_{упч}}{\omega_{p0}} \simeq \frac{2Q\Delta\Omega_{упч}}{\omega_r}. \quad (5.32)$$

Такие приближенные равенства справедливы потому, что, во-первых, если используется сверхпроводящий резонатор, $\tau_p \gg \tau_\Omega$, а, во-вторых, $\omega_p \approx \omega_r$, так как $\Omega \ll \omega_r$. В реальных случаях $K_{ст}$ составляет величину от нескольких единиц до нескольких десятков тысяч, поэтому изменение промежуточной частоты по абсолютной величине почти равно изменению по абсолютной величине частоты опорного генератора.

Во втором случае, $\Delta\tau \neq 0$, при выполнении определенных условий можно добиться, чтобы величина $K_{ст}$ неограниченно возросла. Из соотношений (5.29) следует, что значения крутизны $\Delta\tau$ и τ_Ω можно подобрать так, чтобы частота сигнала из резонатора не зависела от флуктуаций частоты ω_r . Это условие выполняется, если $\Delta\tau = \tau_\Omega$, т. е. при включении перед модулятором компенсирующего четырехполюсника с крутизной фазовой характеристики $\tau_3 = -\tau_2 = \tau_\Omega$. Нестабильность частоты ω_p определяется только эталонностью резонансной частоты самого резонатора.

Рассмотрим теперь условие баланса амплитуд в таком генераторе. В общем случае

$$K_{свч}\beta_{о.с} \geq 1. \quad (5.33)$$

Используя (5.12), условие (5.33) можно переписать в виде

$$K_1 K_2 K_3(\Omega) E_{г.с} E_{г.м} K_p(\omega) \geq 1,$$

где $K_p(\omega)$ — коэффициент передачи резонатора. Если используется резонансный усилитель, все контуры которого настроены на одну и ту же частоту Ω_0 , коэффициент передачи контура, эквивалентного усилителю промежуточной частоты, определяется по формуле

$$K_3(\Omega) = \frac{K_{УПЧ}}{\sqrt{1 + a_1^2}},$$

где $a_1 = 2Q_1\Delta\Omega/\Omega_0$ — эквивалентная обобщенная расстройка, а коэффициент передачи резонатора — по формуле

$$K(\omega) = \frac{K_p}{\sqrt{1 + a^2}}.$$

С учетом соотношений (5.30) и (5.31) условие баланса амплитуд можно записать в виде

$$\frac{K_1 K_2 K_{УПЧ} K_p E_{г.с} E_{г.м}}{\sqrt{\left\{1 + \left[\frac{2Q_1\Delta\omega_r}{\Omega_0(1 + \tau_\Omega/\tau_p)}\right]^2\right\} \left\{1 + \left[\frac{2Q\Delta\omega_r}{\omega_{p0}(1 + \tau_p/\tau_\Omega)}\right]^2\right\}}} \geq 1. \quad (5.34)$$

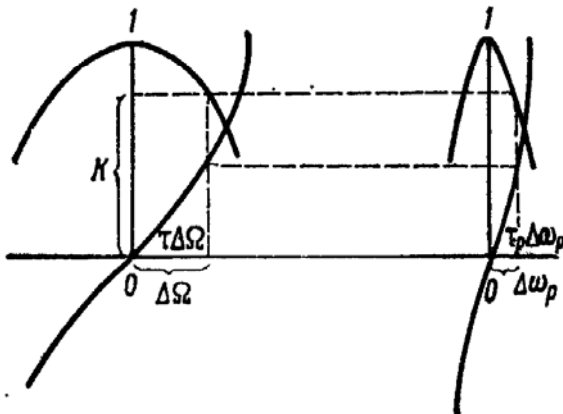


Рис. 5.8. Амплитудные и фазовые характеристики УПЧ и резонатора.

Из (5.29а) следует, что $\text{arctg } a_1 = \text{arctg } a$, или $a_1 = a$, т. е. при одинаковых фазовых сдвигах в УПЧ и резонаторе происходит одинаковое относительное изменение амплитуды (рис. 5.8). Учитывая, что $\tau_p \gg \tau_\Omega$, соотношение (5.34) можно переписать в виде

$$\frac{K_1 K_2 K_{УПЧ} K_p E_{г.с} E_{г.м}}{1 + \left(\frac{2Q\Delta\omega_r \tau_\Omega}{\omega_{p0} \tau_p}\right)} \geq 1, \quad (5.35)$$

откуда и определяется максимально возможная расстройка подстраиваемого генератора, при которой еще наблюдается самовозбуждение системы:

$$\Delta\omega_r = \pm \frac{\omega_{p0} \tau_r}{2Q\tau_\Omega} \sqrt{\frac{1}{2} K_1 K_2 K_{УПЧ} K_p E_{г.с} E_{г.м} - 1}. \quad (5.36)$$

Аналогичный автогенератор можно выполнить, используя СВЧ усилитель с переносом усиления на промежуточную частоту и частотной модуляцией сигнала опорного генератора. Параметры элементов автогенератора как с амплитудной, так и с частотной модуляцией сигнала опорного генератора выбираются с учетом соотношения (5.36).

Система стабилизации с частотной автоподстройкой опорного генератора

Повышение стабильности колебаний, генерируемых автогенератором, представляющим собой СВЧ усилитель с амплитудной модуляцией, в цепь обратной связи которого включен резонатор, достигается дополнительной автоподстройкой частоты опорного генератора при помощи частотного детектора (рис. 5.9). Запишем относительную нестабильность боковой составляющей с учетом (5.32) в виде

$$\frac{\Delta\omega_p}{\omega_{p0}} = \frac{\Delta\omega_r}{2\Delta\Omega_{\text{упч}} Q K_{o.r}}, \quad (5.37)$$

а общий коэффициент стабилизации при наличии автоподстройки

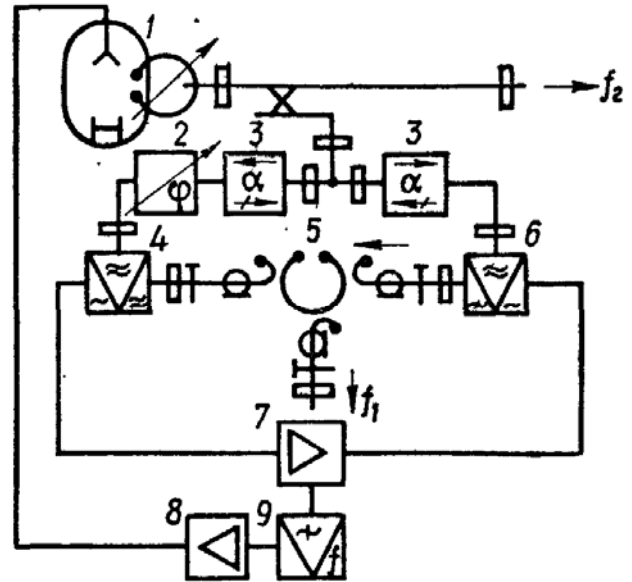


Рис. 5.9. Система АПЧ со сверхпроводящим резонатором:

- 1 — подстраиваемый СВЧ генератор; 2 — фазовращатель; 3 — ферритовые вентили;
- 4 — смеситель; 5 — сверхпроводящий резонатор; 6 — модулятор; 7 — усилитель промежуточной частоты; 8 — усилитель постоянного тока; 9 — частотный детектор.

частоты опорного генератора — в виде

$$K = K_{\text{ст}} K_{o.r} = \frac{2\Delta\Omega_{\text{упч}} Q K_{o.r}}{\omega_{p0}}. \quad (5.38)$$

Положим $K_{o.r} = S_d S_0$, где S_d — крутизна характеристики частотного детектора. Тогда выражения (5.37) и (5.38) примут вид

$$\frac{\Delta\omega_p}{\omega_{p0}} \approx \frac{\Delta\omega_r}{2\Delta\Omega_{\text{упч}} Q S_d S_0};$$

$$K \approx \frac{2\Delta\Omega_{\text{упч}} Q S_d S_0}{\omega_r}. \quad (5.39)$$

С помощью этих соотношений можно рассчитать относительную нестабильность и коэффициент стабилизации при $\tau_2 = \tau_3$. Легко показать, что в этом случае фазовый сдвиг в СВЧ усилителе, вызванный нестабильностью частоты опорного генератора, определяется соотношением $\Delta\varphi \approx \Delta\omega_r / \Delta\Omega_{\text{упч}} K_{o.r}$. Как видно, $\Delta\varphi$ является управляемой величиной, ее можно изменять, варьируя $K_{o.r}$ и $2\Delta\Omega_{\text{упч}}$.

Экспериментальное исследование системы стабилизации проводилось по схеме, приведенной на рис. 5.10. В качестве эталонного резонатора использовался вакуумированный сверхпроводящий резонатор, изготовленный методом электролитического покрытия в борфтористоводородном электролите, с $Q_H = 2 \cdot 10^7$ при $T = 4,2$ К и типе колебаний H_{013} . Опорным генератором служил

отражательный клистрон 3-см диапазона с выходной мощностью порядка 50 мВт, направленность ответвителя составляла 30—35 дБ, его переходное затухание — 30 дБ. Таким образом, почти вся мощность подавалась в модулятор. В качестве модулятора использовалась настраиваемая проходная детекторная секция. Добротность резонансного фильтра составляла примерно 10^4 , максимальное значение коэффициента усиления резонансного усилителя — 80 дБ при полосе пропускания 4 МГц. Частотный детектор

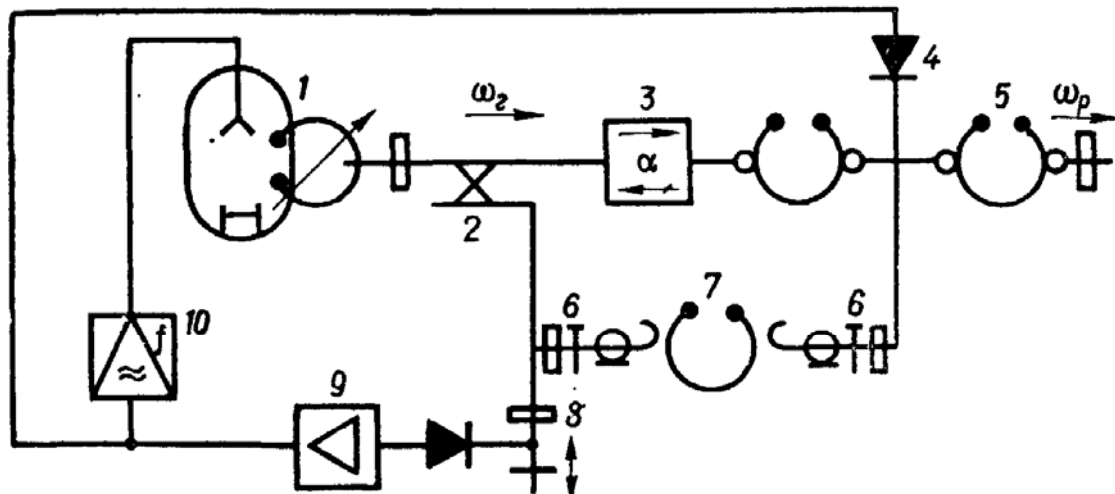


Рис. 5.10. Схема высокостабильного СВЧ генератора с частотной автоподстройкой опорного генератора:

1 — опорный СВЧ генератор; 2 — направленный ответвитель; 3 — ферритовый вентиль; 4 — модулятор; 5 — резонансный фильтр; 6 — настраиваемые волноводно-коаксиальные переходы; 7 — сверхпроводящий резонатор; 8 — смеситель; 9 — усилитель промежуточной частоты; 10 — частотный детектор.

собирается на взаимно расстроенных контурах, расстояние между горбами частотной характеристики — 3 МГц. Питание опорного клистронного генератора, а также усилителя промежуточной частоты осуществлялось от выпрямителей с электронной стабилизацией и амплитудой пульсаций порядка 3 мВ. Коэффициент стабилизации $K_{o.r}$ устанавливался равным примерно 20. Измеренный экспериментально коэффициент стабилизации K составил величину порядка $1,5 \cdot 10^5$, а вычисленный по формуле (5.39) — $1,6 \cdot 10^5$, выходная мощность колебаний — примерно 6 мВт. Относительная нестабильность определялась по измерению разностной частоты двух идентичных источников (рис. 5.11). Средняя квадратичная нестабильность вычислялась по формуле

$$\sqrt{\Delta \bar{F}^2} = \sqrt{\left[\sum_{h=1}^n (F_{cp} - F_h)^2 \right] / n - 1},$$

где F_{cp} — среднее значение разностной частоты; n — количество отсчетов. Относительная нестабильность, вычисленная на основании среднеквадратичной нестабильности, оказалась равной примерно $2,5 \cdot 10^{-10}$ за 1 ч (рис. 5.12). Для уменьшения вероятности односторонней ошибки в одном из источников использовалась нижняя, а в другом — верхняя боковая частота. Односторонняя ошиб-

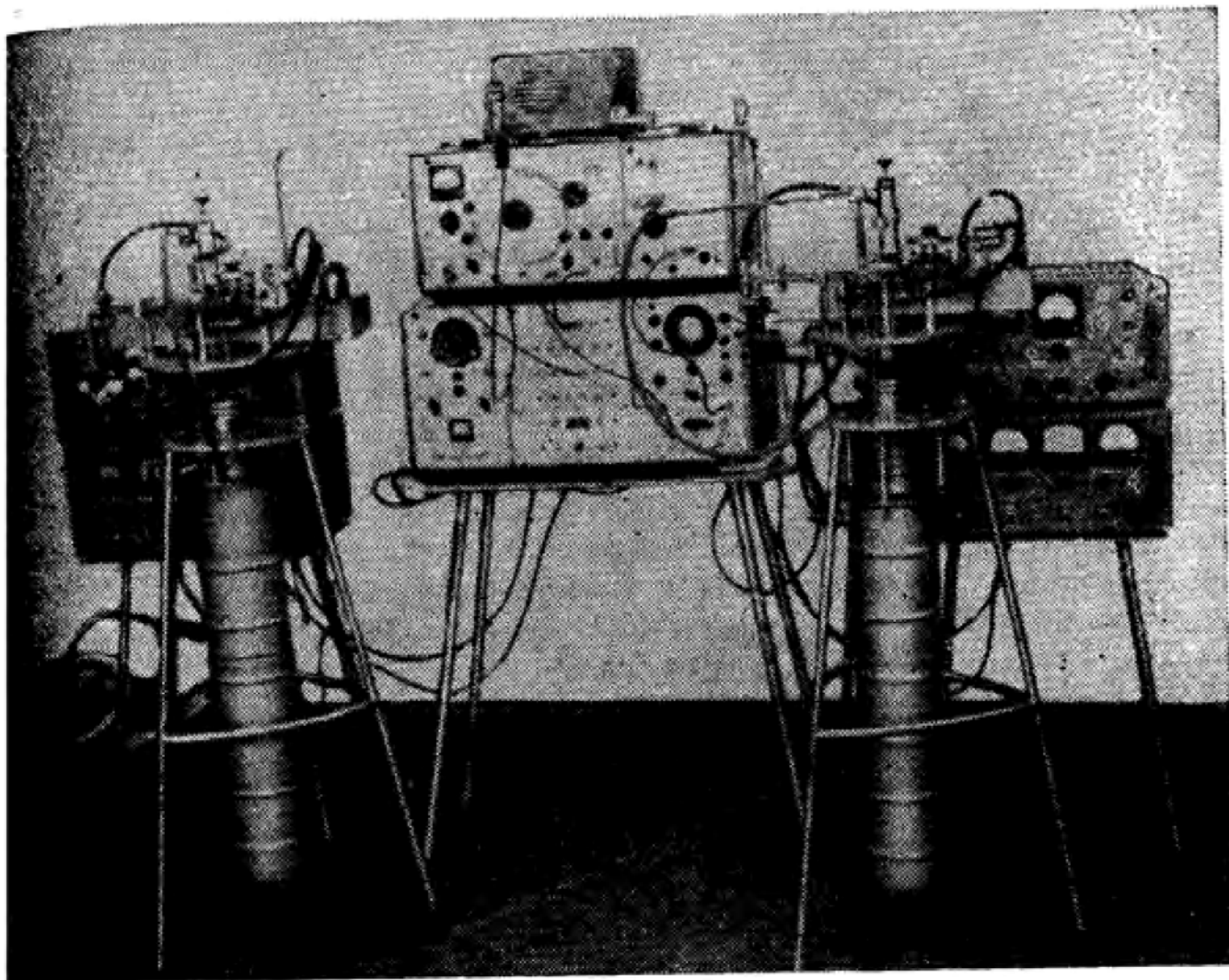


Рис. 5.11. Установка для измерения разностной частоты двух высокостабильных СВЧ генераторов.

ка, возникшая в результате изменения уровня гелия в криостате, составила величину на порядок ниже измеряемой.

Таким образом, рассмотренная система стабилизации позволяет простыми методами достичь относительной нестабильности

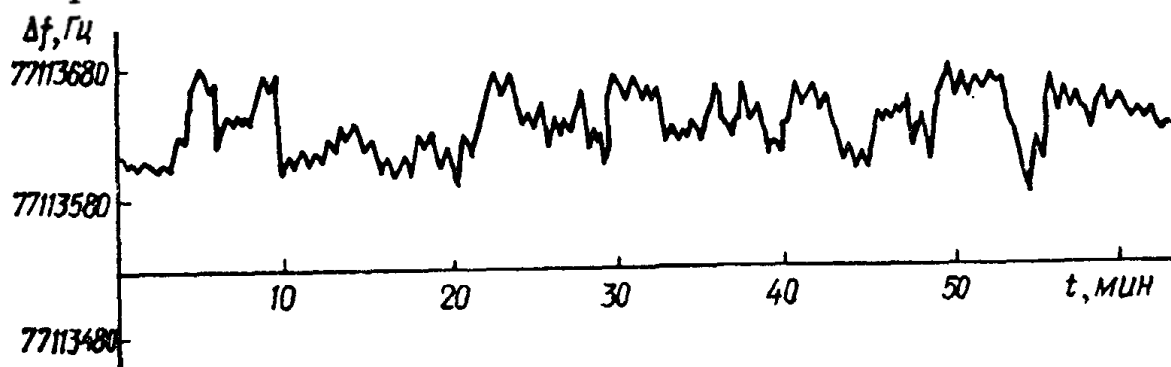


Рис. 5.12. Зависимость разностной частоты двух высокостабильных СВЧ генераторов от времени.

порядка 10^{-10} . Существенное достоинство системы заключается в том, что для ее питания не требуются высокостабильные источники.

На основе описанной схемы (см. рис. 5.10) был выполнен виброустойчивый генератор стабильной частоты 3-см диапазона [96].

Эта система относительно проста, обеспечивает высокий коэффициент стабилизации и легко выполнима в виброустойчивом варианте. При выборе параметров системы учитывался следующий факт. Время переходных процессов в системе АПЧ опорного генератора намного больше времени переходных процессов в системе стабилизации боковой частоты. Естественно, что при этом вибрации наибольшее влияние оказывают на стабильность частоты опорного генератора. Поскольку коэффициенты стабилизации боковой

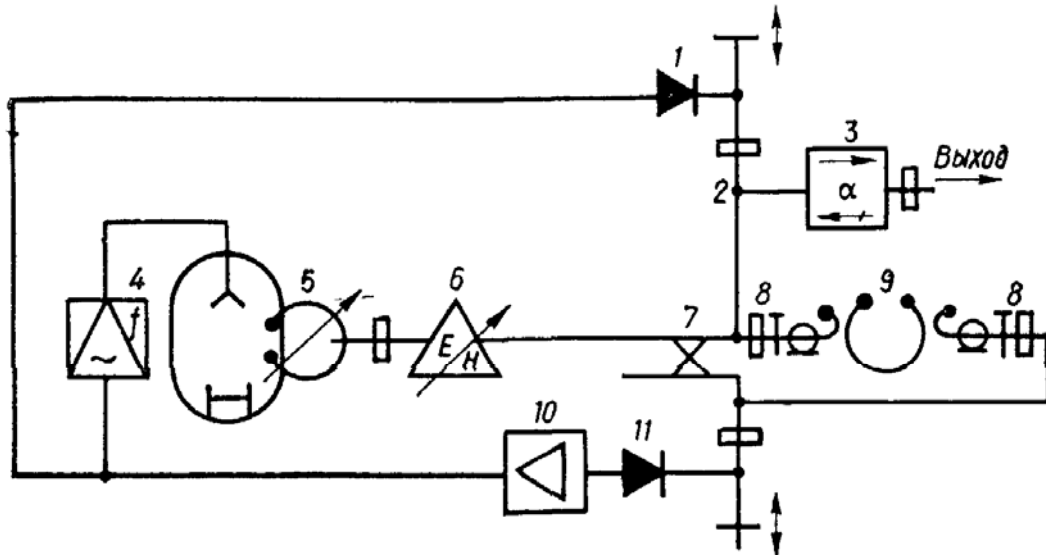


Рис. 5.13. Блок-схема СВЧ генератора со сверхпроводящим резонатором:

1 — модулирующая детекторная головка; 2 — волноводный тройник; 3 — ферритовый вентиль; 4 — частотный детектор; 5 — опорный клистронный генератор; 6 — штыревой трансформатор полных сопротивлений; 7 — направленный ответвитель; 8 — волноводно-коаксиальные переходы; 9 — сверхпроводящий резонатор; 10 — усилитель промежуточной частоты; 11 — смесительная детекторная головка.

частоты и частоты опорного генератора входят в общий коэффициент стабилизации как множители, для уменьшения влияния вибраций на этот коэффициент коэффициент стабилизации опорного генератора выбран небольшим, но были приняты меры для увеличения коэффициента стабилизации боковой частоты: частотная характеристика УПЧ выбрана с плоской вершиной, ширина плоской части — 3 МГц.

В качестве опорного генератора использовался отражательный клистрон 3-см диапазона с выходной мощностью 60 мВт (рис. 5.13). Волноводно-коаксиальные переходы и направленный ответвитель представляли собой единую конструкцию. В стандартном направленном ответвителе с переходным затуханием порядка 30 дБ просверлены отверстия под коаксиалы, к которым для жесткости крепления припаивались цанговые зажимы. В качестве модуляторной и смесительной головки использовались стандартные настраиваемые детекторные секции. Все волноводные соединения шлифовались и скреплялись болтами. Положение поршней в детекторных головках также фиксировалось с помощью специальных болтов. Нагруженная добротность резонатора в сверхпроводящем состоянии составляла $1,5 \cdot 10^7$, резонансная частота —

порядка 9376 МГц, тип колебаний H_{013} . Покрытие резонатора свинцом осуществлялось в борфтористоводородном электролите.

Усилитель промежуточной частоты, усилитель постоянного тока и частотный детектор собраны в виде отдельного блока, который крепится на амортизаторах к специальному съемному диску, расположенному на днище криостата. К этому диску на специальных стойках крепится также волноводно-коаксиальный блок. Таким образом, волноводно-коаксиальный блок, усилитель промежуточной частоты, усилитель постоянного тока и частотный детектор образуют съемный блок, который устанавливается на том или ином криостате.

Система контроля представляет собой отдельный выносной блок, соединенный с источником при помощи разъемов и гибкого кабеля из экранированных проводов. Питание осуществляется по этому же кабелю. Для питания опорного клистрона используются выпрямители с электронной стабилизацией. На блоке контроля устанавливаются приборы, контролирующие напряжение отражателя и напряжение, поступающее для питания УПЧ. Через блок контроля на источник подается пилообразное напряжение для настройки.

Усилитель промежуточной частоты, частотный детектор и усилитель постоянного тока собраны на полупроводниках. Усилитель промежуточной частоты содержит четыре каскада, три из них собраны по каскадной схеме на транзисторах П403А, а четвертый — на транзисторе П607. Полоса пропускания усилителя составляет 4 МГц, коэффициент усиления — порядка 70 дБ. Частотный детектор собран на транзисторе П403А по схеме с фазосдвигающим трансформатором. Расстояние между горбами частотной характеристики — порядка 4 МГц. Усилитель постоянного тока собран на трех транзисторах (один — П403А и два — МП-26). Амплитуда частотной характеристики на его выходе составляет величину порядка 100 В.

Источник стабильной частоты испытывался на виброустойчивость в диапазоне частот вибраций от 50 до 2000 Гц при $g_{\max} = 10$. В диапазоне от 5 до 50 Гц испытания проводились при амплитуде вибраций порядка 3 мм. Частота измерялась методом биений. Сигнал от испытываемого генератора смешивался с частотой опорного генератора, выполненного по такой же схеме. Максимальное значение относительной нестабильности опорного генератора составляло $\pm 1,5 \cdot 10^{-9}$, относительной нестабильности испытываемого генератора во всем диапазоне вибраций при указанных значениях амплитуды вибраций — не более $\pm 4,8 \cdot 10^{-9}$ за 1 ч, а в режиме без вибрационных нагрузок $\pm 3,3 \cdot 10^{-9}$ за 1 ч. Мощность полезного сигнала — 5% мощности опорного генератора.

В аналогичной системе АПЧ может быть использован СВЧ усилитель с переносом усиления на промежуточную частоту и частотной модуляцией сигнала опорного генератора, в цепь обратной

связи которого включен сверхпроводящий резонатор [94]. В этом случае выходную мощность стабильной частоты ω_1 можно значительно повысить.

Система стабилизации с фазовой автоподстройкой частоты опорного генератора

Для получения максимального коэффициента стабилизации опорного генератора с большой выходной мощностью следует применять фазовую автоподстройку частоты опорного генератора, которая осуществляется с помощью низкочастотного опорного кварцевого генератора (рис. 5.14).

Сигнал с частотой Ω (ω_r) подается на фазовый детектор, куда поступает также сигнал от радиочастотного кварцевого генератора

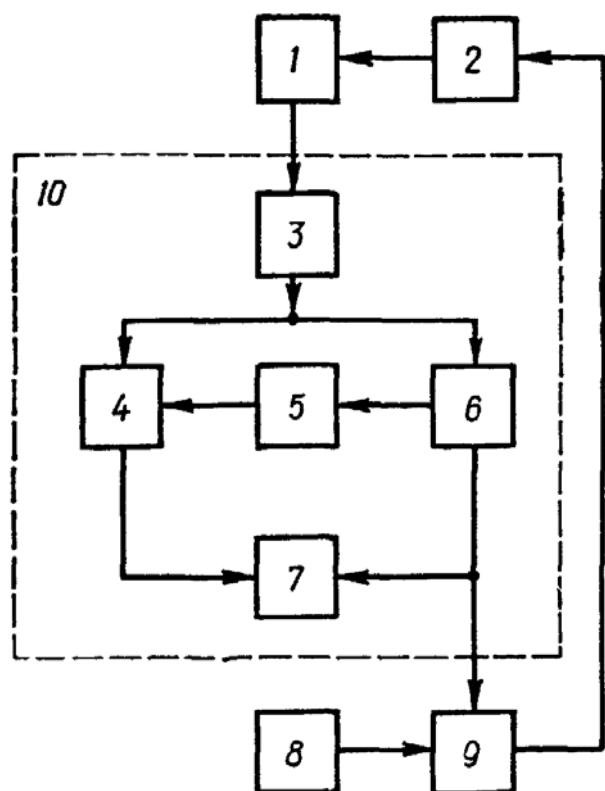


Рис. 5.14. Схема системы фазовой автоподстройки частоты СВЧ генератора со сверхпроводящим резонатором:

1 — подстраиваемый СВЧ генератор; 2 — фильтр низких частот; 3 — аттенюатор; 4 — смеситель; 5 — сверхпроводящий резонатор; 6 — модулятор; 7 — усилитель промежуточной частоты; 8 — опорный кварцевый генератор; 9 — фазовый детектор; 10 — система с самовозбуждением.

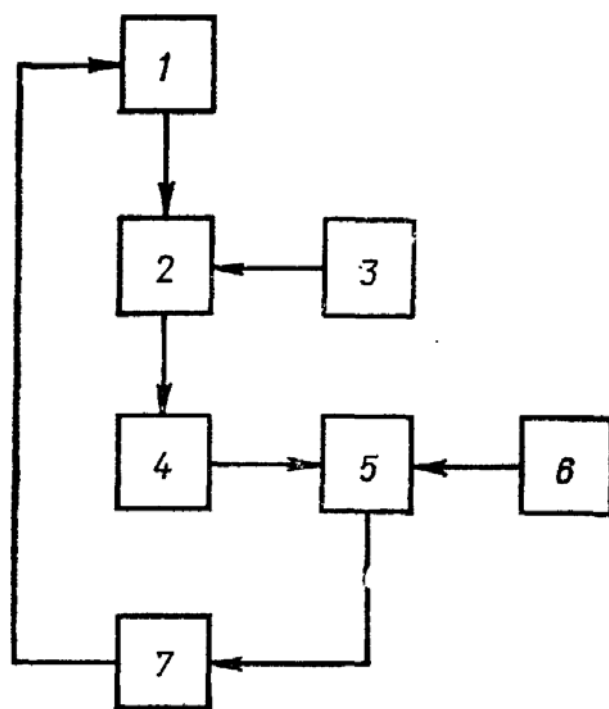


Рис. 5.15. Блок-схема системы стабилизации с фазовой автоподстройкой частоты опорного генератора при $Q \rightarrow \infty$:

1 — опорный генератор; 2 — смеситель; 3 — эталонный СВЧ генератор; 4 — усилитель промежуточной частоты; 5 — фазовый детектор; 6 — опорный кварцевый генератор; 7 — фильтр низких частот.

с частотой Ω_0 . С выхода фазового детектора сигнал ошибки через фильтр низких частот подается для автоподстройки подстраиваемого СВЧ генератора. Очевидно, что при таком способе автоподстройки относительная нестабильность частоты СВЧ генератора, обусловленная нестабильностью Ω_0 , будет в ω_r/Ω_0 раз меньше относительной нестабильности частоты кварцевого генератора.

Это отношение составляет обычно величину порядка 10^3-10^4 , относительная нестабильность подстраиваемого СВЧ генератора будет во столько же раз меньше.

Если $Q \rightarrow \infty$ или перед модулятором включен компенсирующий четырехполюсник, систему стабилизации с фазовой автоподстройкой частоты опорного генератора можно представить в виде экви-

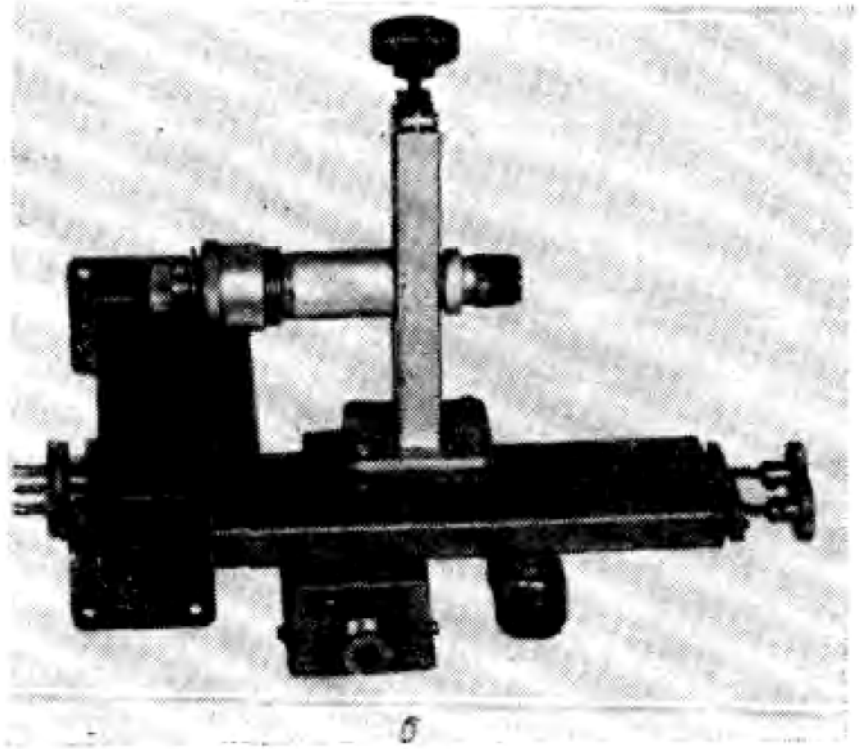
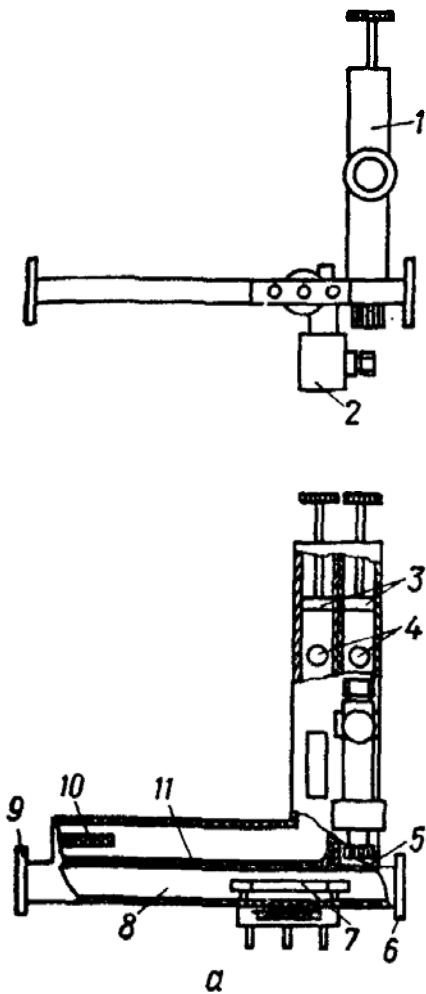


Рис. 5.16. Схема (а) и внешний вид (б) волноводно-коаксиального блока: 1 — смесительная детекторная секция; 2 — проходной модулятор; 3 — короткозамыкающие поршни; 4 — волноводно-коаксиальные переходы; 5 — ответвитель; 6 — выход СВЧ сигнала; 7 — фазовращатель; 8 — волновод; 9 — вход СВЧ сигнала; 10 — поглощающая нагрузка; 11 — направленный ответвитель.

валентной схемы, в которой вместо смесителя и резонатора включен высокостабильный СВЧ генератор с частотой ω_{p0} (рис. 5.15). Основное дифференциальное уравнение системы ФАП, из которого следует, что в любой момент времени в замкнутой системе ФАП алгебраическая сумма мгновенной разности частот $p\varphi$ и расстройки, вносимой управляющим элементом, равна постоянной величине (начальной расстройке), имеет вид [151]

$$p\varphi + \Omega_{уд} F(\varphi) K(p) K_{\Omega}(p) = \Omega_{н}, \quad (5.40)$$

где φ — мгновенная разность фаз напряжений опорного и эталонного генераторов; $F(\varphi)$ — нормированная характеристика детектора, т. е. отношение мгновенного значения напряжения к максимальному по модулю напряжению; $K(p)$ — коэффициент передачи фильтра низких частот в операторной форме; $K_{\Omega}(p)$ —

коэффициент передачи УПЧ в операторной форме. (Решение уравнений, подобных (5.40), при различных коэффициентах передачи и различных фильтрах подробно рассмотрено в работе [151].)

Экспериментальное исследование системы фазовой автоподстройки частоты со сверхпроводящим резонатором проводилось в 3-см диапазоне длин волн. В качестве подстраиваемого генератора использовался отражательный клистрон. При нагруженной добротности сверхпроводящего резонатора порядка $2 \cdot 10^8$ ($T = 1,8 \pm 10^{-2} K$) относительная нестабильность частоты подстра-

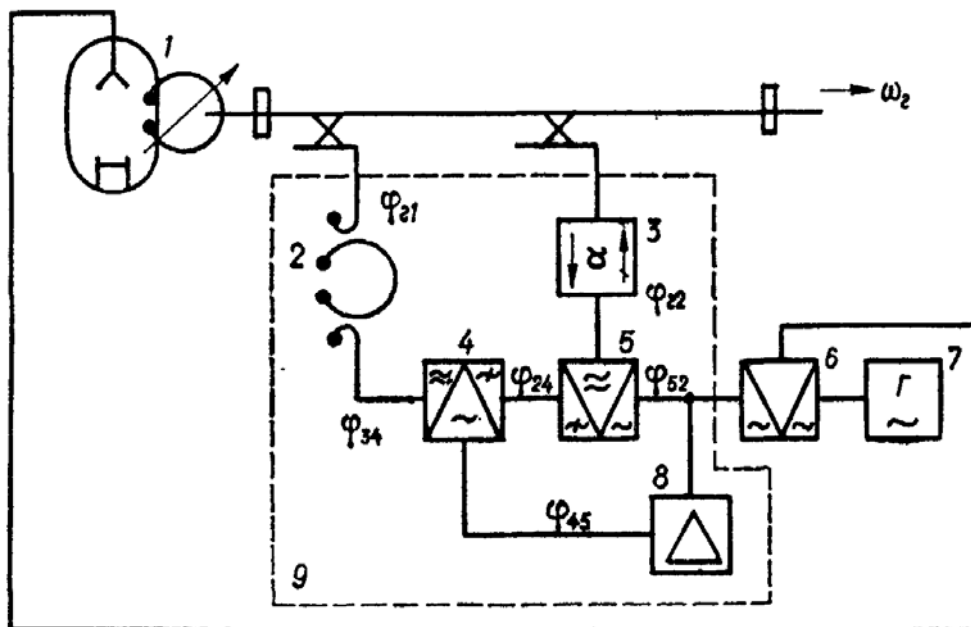


Рис. 5.17. Схема системы автоподстройки частоты СВЧ генератора со сверхпроводящим резонатором:

1 — подстраиваемый генератор; 2 — сверхпроводящий резонатор; 3 — ферритовый вентиль; 4 — смеситель; 5 — однополосный балансный модулятор; 6 — фазовый детектор; 7 — опорный низкочастотный генератор; 8 — усилитель промежуточной частоты; 9 — преобразователь.

иваемого источника составляла $6 \cdot 10^{-11}$ за 1 ч. Стабильность сигнала из резонатора должна быть существенно выше и ограничивается, по-видимому, только стабильностью резонансной частоты используемого резонатора (см. соотношение (5.30)). Нестабильность определялась по частоте биений двух стабилизированных клистронов. Выходная мощность стабильных колебаний генератора — порядка 50 мВт. Практически выходная мощность подстраиваемого источника мало отличается от выходной мощности нестабилизированного клистрона, так как потери на стабилизацию составляют всего 1—2 мВт. Такие малые потери обеспечиваются, во-первых, слабой связью с резонатором и, во-вторых, конструкцией волноводно-коаксиального блока СВЧ части системы стабилизации (рис. 5.16). С помощью подобного волноводно-коаксиального блока можно стабилизировать мощный СВЧ генератор, выбрав соответствующие параметры входящих в него направленных ответвителей.

В состав радиотехнической части системы, представляющей собой одноблочную конструкцию, входят усилитель промежуточной частоты, опорный кварцевый генератор, фазовый детектор,

цепи контроля и коммутации, цепи питания элементов и клистронного генератора, осциллограф, служащий для контроля характеристик различных узлов системы автоподстройки в процессе настройки. Радиоблок соединяется с СВЧ блоком системы гибкими экранированными кабелями.

Система фазовой автоподстройки со сверхпроводящим резонатором может быть построена по схеме, изображенной на рис. 5.17. Эта схема отличается от схемы, приведенной на рис. 5.14, только соединением элементов преобразователя. Принцип действия преобразователя 9 следующий. Сигнал частоты ω_r поступает на вход эталонного резонатора и балансного модулятора (подобный модулятор описан в работе [7]). Выходы резонатора и модулятора подключены ко входу смесителя, выход которого через усилитель соединен со входом модулятора. При выполнении амплитудных и фазовых условий система самовозбуждается на частоте, лежащей в полосе пропускания усилителя.

Решение системы уравнений, связывающих фазы сигналов (см. систему уравнений (5.28)), имеет вид $\Delta\Omega = \pm \tau_p/\tau_\Omega \Delta\omega_r$. Учитывая порядок величин τ_p и τ_Ω , видим, что флуктуации частоты подстраиваемого генератора $\Delta\omega_r$ переносятся на промежуточную частоту с коэффициентом $10^2—10^3$. Сигнал промежуточной частоты может быть использован для автоподстройки подстраиваемого генератора по опорному кварцевому генератору.

4. СВЕРХПРОВОДЯЩИЕ РЕЗОНАТОРЫ В СИСТЕМАХ ЗАТЯГИВАНИЯ ЧАСТОТЫ

Для уменьшения влияния дестабилизирующих факторов на частоту автогенератора необходимо повышать нагруженную добротность и эталонность его колебательной системы. Выполнить резонансную систему СВЧ генератора, в котором происходит непосредственное взаимодействие пучка электронов и поля резонатора, с высокой нагруженной добротностью не всегда возможно, так как для сильной связи СВЧ поля с электронным потоком такой системе придают специальную форму, при которой, как правило, невозможно достичь достаточной нагруженной добротности. Для повышения эталонности и нагруженной добротности колебательные системы связывают с внешними высокодобротными стабилизирующими резонаторами. Такой метод стабилизации, основанный на эффекте затягивания частоты [37], широко применяется в СВЧ диапазоне [22, 122]. Его эффективность тем больше, чем выше добротность и эталонность резонансной системы, подключаемой к генератору.

Системы параметрической стабилизации, принцип действия которых основан на эффекте затягивания частоты, можно разделить на две группы: системы, в которых энергия в нагрузку отбирается из стабилизирующего высокодобротного резонатора, и системы, в которых энергия отбирается из активного контура генератора.

Система стабилизации с включением резонатора на проход

В системе стабилизации проходного типа внешний резонатор включается между генератором и нагрузкой посредством линии связи, представляющих собой, как правило, отрезки волноводов причём волновод, соединяющий генератор и резонатор, имеет определенную длину (рис. 5.18). Такую систему можно рассматривать как трехконтурную, состоящую из эквивалентного контура клистрона, высокодобротного и промежуточного (линии

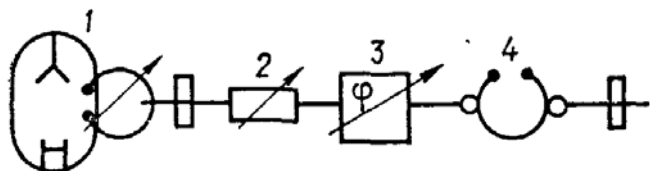


Рис. 5.18. Система стабилизации частоты внешним резонатором при включении резонатора на проход:

1 — генератор; 2 — аттенкуатор; 3 — фазовращатель; 4 — стабилизирующий резонатор.

связи) резонаторов. Частота генерации определяется условием $b + b_e = 0$ (b и b_e — реактивные составляющие соответственно проводимости многоконтурной резонансной системы и электронной проводимости пучка).

Для обеспечения нужного знака реактивной составляющей проводимости внешнего резонатора при ее трансформации от

плоскости эквивалентного включения резонатора в плоскость высокочастотного зазора клистрона длина соединительного отрезка должна быть вполне определенной. На практике электрическая длина отрезка, включенного между выходным фланцем клистрона и входным фланцем резонатора, регулируется с помощью фазовращателя. Поскольку колебательная система стабилизированного клистрона трехконтурная, в ней возможны колебания на нескольких частотах. Наиболее близка к резонансной частоте внешнего резонатора паразитная частота, определяемая в основном настройкой промежуточного резонатора. Для подавления паразитных резонансов в отрезок вводится поглощающая нагрузка с небольшим затуханием, срывающая паразитные колебания, энергия которых запасается в промежуточном резонаторе и мало влияет на основной тип колебаний.

Коэффициент стабилизации системы с внешним резонатором, включенным на проход, зависит как от параметров колебательной системы самого генератора, так и от добротности стабилизирующего резонатора. В работе [218] величина коэффициента стабилизации оценивается по формуле

$$K_{ст} = \frac{Q_{н1} + Q_{н3}}{Q_{н1}}, \quad (5.41)$$

где $Q_{н1}$ и $Q_{н3}$ — нагруженные добротности соответственно активного и стабилизирующего резонаторов. Как видно, благодаря охлаждаемым и сверхпроводящим резонаторам существенно увеличивается коэффициент стабилизации и соответственно повышается стабильность генерируемых колебаний.

Рассмотрим систему, в которой в качестве стабилизируемого используется клистронный генератор. Как и всякая автоматическая система регулирования, эта система характеризуется диапазонами удержания и захвата рабочей частоты при ее изменении вследствие расстройки контура клистрона или отклонения напряжения отражателя от номинальной величины. Работа клистрона тем устойчивее, чем меньше добротности внешнего и промежуточного резонаторов.

На практике выбор параметров отдельных элементов системы является некоторым компромиссом, так как при уменьшении добротности внешнего резонатора и увеличении затухания в соединительном отрезке снижается коэффициент стабилизации, а сокращение длины отрезка не всегда возможно (в частности, при использовании охлаждаемых и сверхпроводящих резонаторов, помещенных в криостат с жидким газом). Поскольку колебательная система такого генератора многоконтурна, он может возбуждаться при определенных условиях на нескольких частотах, т. е. в системе возможны перескоки частоты и срывы рабочего типа колебаний. Естественно, что при рассмотрении вопросов устойчивости в такой системе следует учитывать конкуренцию только между рабочей ближайшей паразитной частотами.

Перескок частоты облегчается при нарушении оптимальных условий генерации. Область устойчивой генерации стабилизированных колебаний — полоса удержания генератора — находится между точками срыва рабочей частоты. Точки захвата рабочей частоты по мере приближения к оптимальным условиям ее генерации не совпадают с точками срыва. Полоса захвата генератора определяется расстоянием между точками захвата рабочей частоты.

Определение полос удержания и захвата — сложная задача, поэтому обычно ограничиваются качественной оценкой этих величин. Если длина промежуточной линии связи большая (например, несколько длин волн), а добротность стабилизирующего резонатора очень высокая (сотни тысяч или миллионы), то необходимо более строго определить условия срыва и захвата. В работе [33] рассчитаны и найдены условия перескока частоты клистронного генератора, стабилизированного методом затягивания. Полосы удержания и захвата определены по напряжению отражателя, поскольку его изменение является одним из важнейших дестабилизирующих факторов.

Уравнение, описывающее явление перескока частоты (срыв рабочего типа колебаний), имеет вид [33]

$$\left(\frac{Y_1}{Y} + \frac{1 - |\Gamma_2|^2}{1 + |\Gamma_2|^2 + 2|\Gamma_2| \cos \psi_2} \right) / \left(\frac{Y_1}{Y} + \frac{1 - |\Gamma_1|^2}{1 + |\Gamma_1|^2 + 2|\Gamma_1| \cos \psi_1} \right) = \frac{1 + \xi_2}{1 + \xi_1} \frac{\cos \left(\frac{1 + \xi_2}{1 + \xi_1} \theta_1 - \theta_0 \right)}{\cos (\theta_1 - \theta_0)} \frac{J_0 \left(\frac{1 + \xi_2}{1 + \xi_1} X_1 \right)}{2 \frac{J_1(X_1)}{X_1}}. \quad (5.42)$$

Здесь Y_1 — проводимость потерь контура клистрона; $|\Gamma_i|$, ψ_i — модуль и фаза коэффициента отражения на входе линии (в месте подключения клистрона); $\xi_i = (\omega_i - \omega_0)/\omega_0$ — относительная расстройка частоты; ω_0 — резонансная частота стабилизирующего резонатора, на которую настроен также контур клистрона; ω_i (ω_1 , ω_2) — возможные частоты генерации (рабочая и нерабочая); $X_i = \beta_m \theta_i a_i / 2V_p$ — параметр группировки на частоте ω_i ; θ_i — угол пролета в пространстве отражателя; θ_0 — оптимальный (соответствующий максимуму выходной мощности) угол пролета в пространстве отражателя на частоте ω_1 ; V_p — напряжение резонатора; a_i — амплитуда входного напряжения частоты ω_i ; β_m — коэффициент эффективности модуляции. В момент перескока частоты $\theta_2/\theta_1 = \omega_2/\omega_1 = (1 + \xi_2)/(1 + \xi_1)$. Отношение проводимостей Y_1/Y характеризует степень согласования контура клистрона и линии и может быть принято равным отношению внешней добротности контура клистрона к его собственной добротности, $Y_1/Y = Q_{вн1}/Q_{01}$.

Таким образом, правая часть (5.42) есть функция угла пролета и параметра группировки X_1 , левая часть — функция относительной расстройки частоты ξ и ряда параметров системы. Для вычисления θ'_1 и θ''_1 , соответствующих моментам перескока частоты, остается найти зависимость X_1 и ξ от θ_1 . Уравнение связи между X_1 и θ_1 имеет вид

$$\frac{J_1(X_1)}{X_1} = \frac{J_1(X_0)}{X_0} \frac{\theta_0}{\theta_1 \cos(\theta_1 - \theta_0)} \times \\ \times \left(\frac{Y_1}{Y} + \frac{1 - |\Gamma_1|^2}{1 + |\Gamma_1|^2 + 2|\Gamma_1| \cos \psi_1} \right) / \left(\frac{Y_1}{Y} + \frac{1 - |\Gamma_{10}|^2}{1 + |\Gamma_{10}|^2 + 2|\Gamma_{10}| \cos \psi_{10}} \right), \quad (5.43)$$

где X_0 — оптимальный параметр группировки в центре зоны генерации при $\theta_1 = \theta_0$; $|\Gamma_{10}|$ — модуль коэффициента отражения при $\xi_1 = \xi_{10}$. Величина ξ определяется из уравнения связи между относительной расстройкой ξ и углом пролета θ_1 при $\theta_1 = \theta_0$,

$$2Q_{вн1}\xi + \frac{2|\Gamma| \sin \psi}{1 + |\Gamma|^2 + 2|\Gamma| \cos \psi} + \\ + \left(\frac{Q_{вн1}}{Q_{01}} + \frac{1 - |\Gamma|^2}{1 + |\Gamma|^2 + 2|\Gamma| \cos \psi} \right) \operatorname{tg}(\theta_1 - \theta_0) = 0. \quad (5.44)$$

Используя (5.43) и (5.44) и задавая параметры клистрона, стабилизирующего резонатора, входной линии, из условия (5.42) находим граничные значения углов пролета θ'_1 и θ''_1 , при которых происходит перескок частоты. Учитывая, что $\xi \ll 1$, полосу удержания по напряжению отражателя записываем в виде

$$\Delta V_{уд} = V_{\Sigma} \theta_0 \left(\frac{1}{\theta'_1} - \frac{1}{\theta''_1} \right), \quad (5.45)$$

где $V_{\Sigma} = V_p - V_{отр}$ — разность напряжений резонатора и отражателя.

Аналогично определяется полоса захвата, отличие состоит лишь в том, что находятся условия захвата рабочей частоты ω_1 при генерации на нерабочей частоте ω_2 , т. е. решается обратная задача. В этом случае условие перескока частоты (захвата рабочего типа колебаний) записывается в виде

$$\left(\frac{Y_1}{Y} + \frac{1 - |\Gamma_1|^2}{1 + |\Gamma_1|^2 + 2|\Gamma_1| \cos \psi_1} \right) / \left(\frac{Y_1}{Y} + \frac{1 - |\Gamma_2|^2}{1 + |\Gamma_2|^2 + 2|\Gamma_2| \cos \psi_2} \right) =$$

$$= \frac{1 + \xi_1}{1 + \xi_2} \frac{\cos(\theta_1 - \theta_0)}{\cos\left(\frac{1 + \xi_2}{1 + \xi_1} \theta_1 - \theta_0\right)} \frac{J_0\left(\frac{1 + \xi_1}{1 + \xi_2} X_2\right)}{2 \frac{J_1(X_2)}{X_2}}.$$

Уравнение связи между X_2 и θ_1 :

$$J_1(X_2)/X_2 = \left\{ [J_1(X_0)/X_0] \theta_0 / \frac{1 + \xi_2}{1 + \xi_1} \theta_1 \sin\left(\frac{1 + \xi_2}{1 + \xi_1} \theta_1 - \theta_0\right) \right\} \times$$

$$\times \left(\frac{Y_1}{Y} + \frac{1 - |\Gamma_2|^2}{1 + |\Gamma_2|^2 + 2|\Gamma_2| \cos \psi_2} \right) / \left(\frac{Y_1}{Y} + \frac{1 - |\Gamma_{10}|^2}{1 + |\Gamma_{10}|^2 + 2|\Gamma_{10}| \cos \psi_{10}} \right).$$

Уравнение частот аналогично выражению (5.44):

$$2Q_{вн1}\xi + (2|\Gamma| \sin \psi) / (1 + |\Gamma|^2 + 2|\Gamma| \cos \psi) +$$

$$+ \left(\frac{Q_{вн1}}{Q_{01}} + \frac{1 - |\Gamma|^2}{1 + |\Gamma|^2 + 2|\Gamma| \cos \psi} \right) \operatorname{tg} \left(\frac{1 + \xi_2}{1 + \xi_1} \theta_1 - \theta_0 \right) = 0.$$

Полоса захвата по напряжению отражателя при $\xi \ll 1$ определяется по формуле

$$\Delta V_{\Sigma} = V_{\Sigma} \theta_0 \left(\frac{1}{\theta'_{13}} - \frac{1}{\theta''_{13}} \right). \quad (5.46)$$

Зная параметры клистрона, стабилизирующего резонатора и соединительной линии, с помощью соотношений (5.45) и (5.46) можно вычислить полосы удержания и захвата отражательного клистрона, стабилизированного внешним высокочастотным резонатором [33]. При повышении добротности стабилизирующего резонатора полоса удержания системы практически не изменяется, а полоса захвата уменьшается и при добротности 10^6 составляет величину порядка нескольких вольт [32].

Если в системе стабилизации частоты используется сверхпроводящий резонатор, то стабильность генерируемых колебаний возрастает за счет роста коэффициента стабилизации, определяемого по формуле (5.41). В работах [34, 35] описан отражательный клистрон 3-см диапазона, стабилизированный внешним сверхпроводящим резонатором, нагруженная добротность которого равна $2 \cdot 10^6$ ($T = 4,2$ К, рабочий тип колебаний H_{011}). Взаимная нестабильность частоты двух идентичных генераторов за 1с равна 10^{-10} , что соответствует чувствительности контрольной аппаратуры.

Длительная нестабильность (за 1 ч) — примерно 10^{-10} . Крутизна перестройки частоты по напряжению отражателя — порядка 100 Гц/В. Полоса удержания генератора достигает 30—40 В по напряжению отражателя.

Потери мощности на стабилизацию в таком генераторе невелики (3—4 дБ), выходная мощность составляет величину порядка нескольких десятков мВт. Вес генератора с криостатом — порядка 10 кг. При емкости гелиевой ванны криостата 1 л время непрерывной работы после одноразовой заливки гелия составляет 7—10 ч. Коэффициент стабилизации системы со сверхпроводящим резонатором при $Q_H \sim 2 \cdot 10^6$ составляет примерно 10^4 . Следовательно, частотные шумы у генератора на 80 дБ ниже, чем у нестабилизированного клистрона. Стандартной аппаратуры для измерения столь низких шумов нет. Поэтому был разработан частотный дискриминатор на перестраиваемом сверхпроводящем резонаторе с нагруженной добротностью 10^7 , чувствительность при измерении флуктуаций частоты составила величину порядка 140—150 дБ/Гц на частотах 500—1000 Гц [47]. Установка для измерения частотных флуктуаций высокостабильных СВЧ сигналов описана в работе [69].

Отношение шум/сигнал у клистронного генератора, стабилизированного внешним сверхпроводящим резонатором, при отстройке на 30; 180 и 1000 Гц от генерируемой частоты равно соответственно от —80 до —90; от —120 до —125 и от —140 до —150 дБ/Гц. Так как стабилизирующий сверхпроводящий резонатор в исследованном генераторе подключен по проходной схеме, т. е. полезный сигнал выводится из сверхпроводящего резонатора, девиация частоты стабилизируемого клистрона уменьшается как в полосе пропускания сверхпроводящего резонатора (в $K_{ст}$ раз), так и вне ее (из-за фильтрующих свойств резонатора). В полосе сверхпроводящего резонатора амплитудные флуктуации генератора и стабилизируемого клистрона примерно одинаковы, в то время как вне полосы резонатора у генератора они меньше, чем у клистрона (из-за фильтрующих свойств резонатора).

Трехконтурная система стабилизации с включением высокодобротного резонатора на отражение

Рассмотрим систему стабилизации частоты, в которой энергия в нагрузку отбирается из промежуточного резонатора, т. е. из соединительной линии, связывающей активный контур с внешним высокодобротным контуром. На практике это обычно осуществляется с помощью волноводного тройника в E - или H -плоскости. Схема такой системы приведена на рис. 5.19 [22], а эквивалентная схема — на рис. 5.20 [194] (p , r , q — коэффициенты трансформации; g_H — проводимость полезной нагрузки, приведенная к волновой проводимости линии Y_0 ; $g_{пр}$ — приведенная проводимость дополнительной нагрузки, предназначенной для подавления неже-

дательных видов колебаний; L, C, R — параметры стабилизирующего резонатора; L_r, C_r, R_r — параметры контура генератора). Коэффициент стабилизации в такой системе определяется отношением крутизны наклона кривой реактивной составляющей проводимости контура генератора со стабилизатором к крутизне наклона кривой реактивной составляющей проводимости контура генератора без стабилизатора при $\Delta\omega \rightarrow 0$ [22, 194]:

$$+ 1 = q^2 \frac{Q_{1p}}{Q_{1r}} \left(\frac{g_{пр}}{g_{пр} + Q_{1p}/Q_0} \right)^2 + 1, \quad (5.47)$$

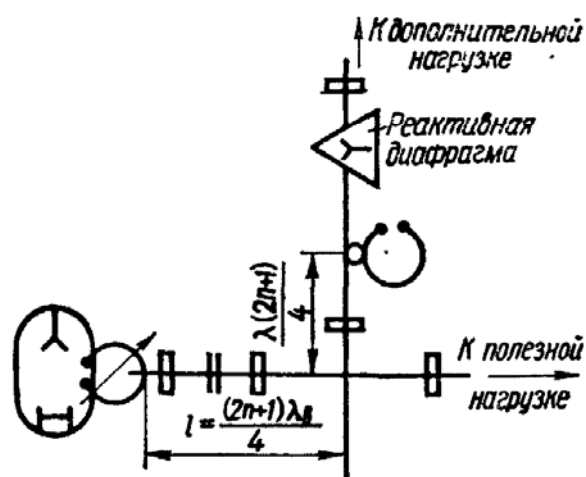


Рис. 5.19. Схема подключения стабилизирующего резонатора.

где $Q_{1p} = p^2/\rho Y$ — добротность, обусловленная внешней цепью; $Q_0 = R/\rho$ — добротность ненагруженного стабилизирующего резонатора.

Как видно из соотношений (5.41) и (5.47), в любом случае степень стабилизации частоты определяется отношением суммарной энергии, запасенной в колебательной системе генератора и стаби-

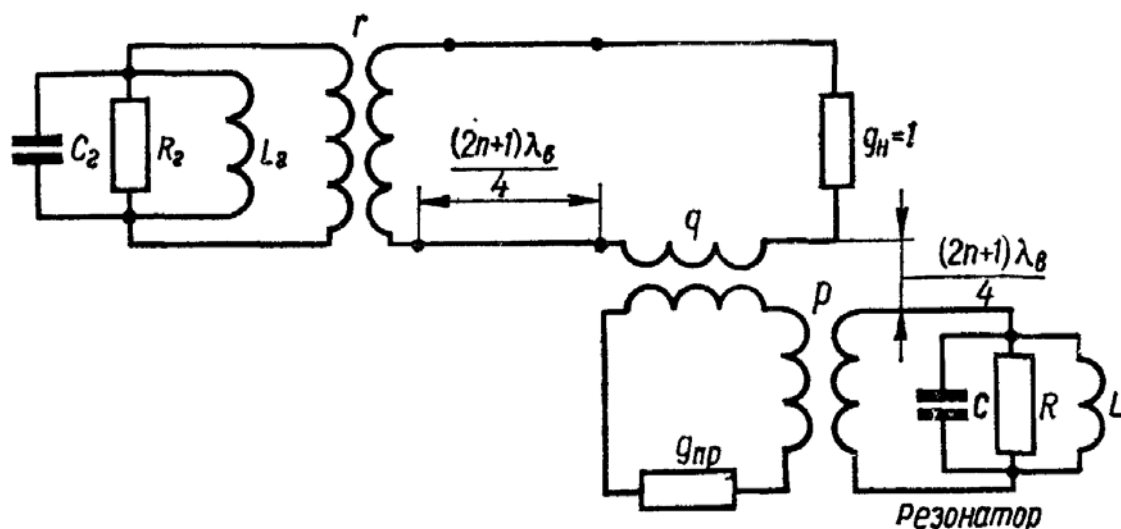


Рис. 5.20. Эквивалентная схема системы стабилизации частоты.

лизирующем резонаторе, к энергии, запасенной в колебательной системе генератора. Ширину области захвата можно записать так: $\Delta f_3 = f(g_r/Q_{1p} + 1/Q_0)$. Область захвата растет с увеличением g_r и падает с повышением добротности резонатора. Высокая стабильность достигается в такой системе за счет потери части мощности генератора. Потери определяются по формуле

$$L = 20 \lg \left[1 + \frac{q^2 g_{пр} Q_{1p}/Q_0}{2(g_{пр} + Q_{1p}/Q_0)} \right].$$

Схема, в которой энергия отбирается из промежуточного резонатора, а частота стабилизируется сверхпроводящим резонатором, описана в работах [166, 218]. Клистронный генератор соединяется с нагрузкой при помощи Т-образного волноводного соединения (в плоскости E), в одно из плеч которого включается сверхпроводящий резонатор (рис. 5.21). С помощью фазовращателей можно

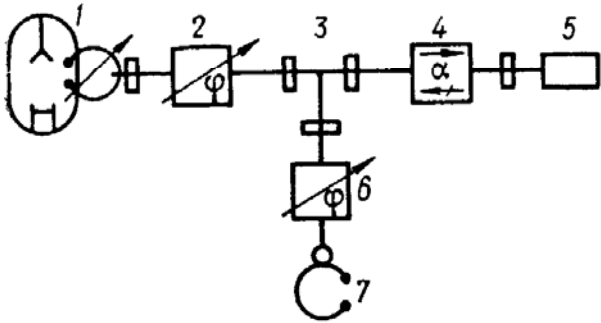


Рис. 5.21. Схема системы стабилизации частоты с отбором энергии из низкооборотной части:

1 — клистронный генератор; 2 — фазовращатель; 3 — волноводный тройник в E -плоскости; 4 — ферритовый вентиль; 5 — нагрузка; 6 — фазовращатель; 7 — сверхпроводящий резонатор.

установить наилучший режим работы схемы. Для стабилизации используется цилиндрический сверхпроводящий резонатор с ненагруженной добротностью 10^9 при $T = 1,35 \pm 10^{-4}$ К и типе колебаний H_{011} . Резонатор изготовлен из ниобия чистоты 99,9% и отполирован электрохимическим способом. Связь с резонатором осуществляется с помощью волноводной линии передачи через диафрагму. Коэффициент связи — порядка единицы. Абсолютный уход частоты за 30 мин — 1,7 Гц, что соответствует относительному уходу частоты порядка $8,5 \cdot 10^{-11}$ при работе в 3-см диапазоне длин волн. Нестабильность частоты за 10 с — $3 \cdot 10^{-12}$. Выходная мощность генератора — 15 мВт, потери на стабилизацию — 3 дБ [166].

5. МОНОТРОННЫЙ ГЕНЕРАТОР

В работах [171, 172] приведены данные об исследовании возможности создания монотронного генератора (монотрона) со сверхпроводящим резонатором. Монотрон — это СВЧ генератор, в котором электронный пучок пронизывает полость объемного резонатора без емкостного зазора. В таком генераторе добротность резонансной системы, с полем которой взаимодействует пучок электронов, может быть гораздо выше, чем в приборах обычного типа.

Упрощенно монотрон можно рассматривать как систему, представляющую собой двухсеточный зазор, пронизываемый электронным потоком без предварительной модуляции. Электронный поток ускоряется постоянным ускоряющим напряжением V_0 , кроме того, на него действует СВЧ напряжение $V_m \sin \omega t$, приложенное между сетками, причем $V_m \ll V_0$ (рис. 5.22). Выражение переменной составляющей

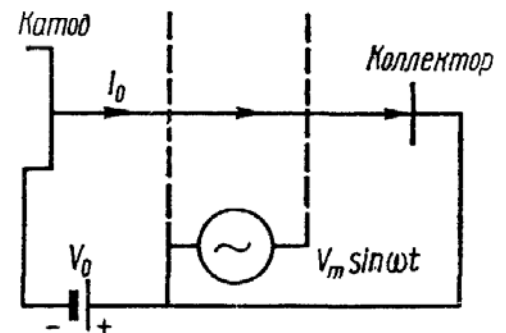


Рис. 5.22. Схема плоского зазора, пронизываемого потоком электронов.

щей тока, наведенного во внешней цепи, имеет вид [87]

$$i_H = \frac{V_m I_0}{2V_0} [F_1(\theta) \sin \omega t + F_2(\theta) \cos \omega t], \quad (5.48)$$

где $F_1(\theta) = [2(1 - \cos \theta) - \theta \sin \theta]/\theta^2$; $F_2(\theta) = [2 \sin \theta - \theta(1 + \cos \theta)]/\theta^2$ (рис. 5.23). Из уравнения (5.48) видно, что переменная составляющая наведенного тока в общем случае не равна нулю и

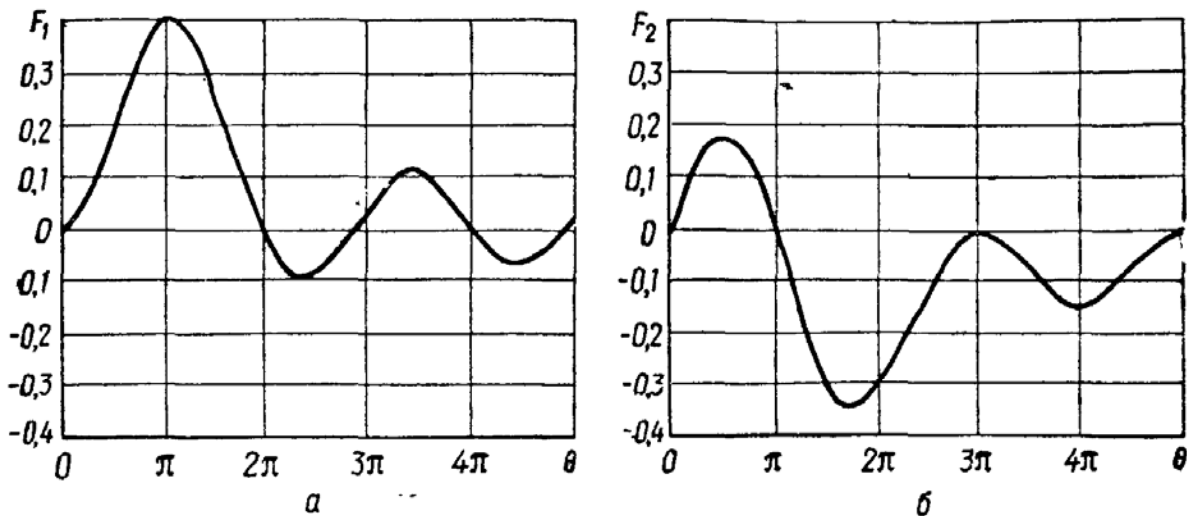


Рис. 5.23. Графики функций $F_1(\theta)$ и $F_2(\theta)$, определяющих активную (а) и реактивную (б) составляющие входной проводимости зазора.

имеет активную и реактивную составляющие. Обозначив амплитуды активной и реактивной составляющих тока через I_{m1} и I_{m2} , можно переписать (5.48) в виде

$$i_H = I_{m1} \sin \omega t + I_{m2} \cos \omega t; \quad (5.48a)$$

$$I_{m1} = \frac{V_m I_0}{2V_0} F_1(\theta); \quad (5.49)$$

$$I_{m2} = \frac{V_m I_0}{2V_0} F_2(\theta). \quad (5.50)$$

Теперь, зная напряжение на зазоре, $V = V_m \sin \omega t$, нетрудно вычислить полную входную проводимость зазора. Активная и реактивная составляющие полной проводимости на зажимах зазора, обусловленные электронным потоком, определяются из условий $G_e = I_{m1}/V_m$; $B_e = I_{m2}/V_m$. Используя уравнения (5.49) и (5.50), получаем $G_e = \frac{I_0}{2V_0} F_1(\theta)$; $B_e = \frac{I_0}{2V_0} F_2(\theta)$. Наибольший интерес в данном случае представляет активная составляющая электронной проводимости G_e , характеризующая обмен энергией между высокочастотным полем зазора и электронным потоком. На рис. 5.23, а видно, что первая область отрицательных значений активной составляющей электронной проводимости начинается при $\theta > 2\pi$. Наиболее благоприятные условия для самовозбуждения создаются при $\theta \sim 5\pi/2$.

Схему генератора СВЧ колебаний, выполненного по описанному принципу, можно изобразить так, как показано на рис. 5.24.

В полый резонатор непосредственно входит плоский двухсеточный зазор. Резонатор настраивается на такую частоту, при которой (при данных ускоряющем напряжении V_0 и расстоянии между сетками d) невозмущенный угол пролета составляет $5\pi/2$.

Монотронный генератор с обычным объемным резонатором не получил широкого распространения из-за плохих эксплуатационных характеристик. Сверхпроводящий резонатор в таком генераторе позволяет существенно повысить стабильность генерируемых колебаний и увеличить к. п. д. Рассмотрим конструкцию монотрона со сверхпроводящим резонатором (рис. 5.25).

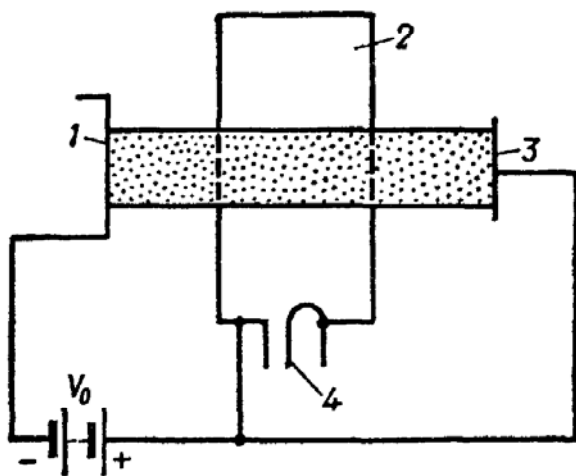


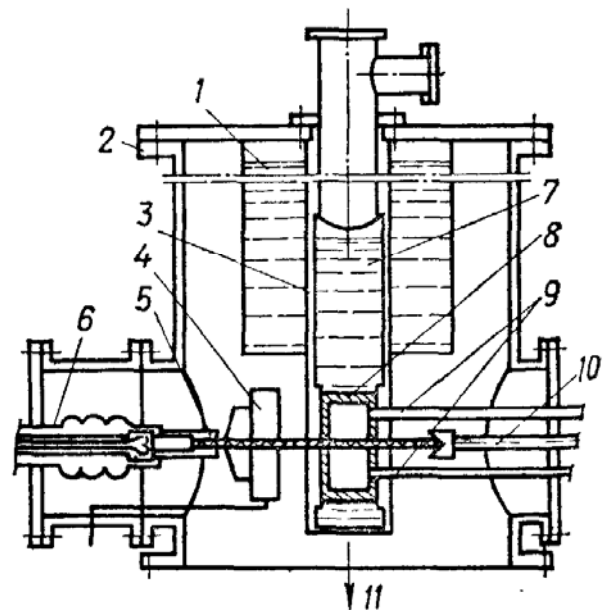
Рис. 5.24. Схема монотрона:
1 — катод; 2 — полый резонатор; 3 — коллектор; 4 — вывод энергии.

Объемный резонатор 10-см диапазона изготовлен из меди. Внутренние стенки покрыты свинцом, нанесенным вакуумным распылением либо электролитическим способом. Для пропускания вдоль оси резонатора электронного пучка в торцевых стенках сделаны два отверстия диаметром 6 мм. Резонатор помещен в специальный криостат, его стенки являются внутренними стенками сосуда с жидким гелием, который в свою очередь окружен медной оболочкой, припаянной к четырем резервуарам с жидким азотом и предназначенной для уменьшения потерь гелия, обусловленных излучением. Коаксиальные линии позволяют регулировать связь резонатора с внешними цепями. Электронный пучок, создаваемый электронной пушкой триодного типа с проволоочным вольфрамо-

вым катодом, фокусируется электростатической линзой. При этом до коллектора доходит 95% электронов (расстояние между коллектором и катодом составляет 30 см).

Рис. 5.25. Схема монотрона со сверхпроводящим резонатором:

1 — резервуар с жидким азотом; 2 — вакуумная камера; 3 — медный кожух; 4 — электростатическая линза; 5 — триодная электронная пушка; 6 — высоковольтная изоляция электронной пушки; 7 — резервуар с жидким гелием; 8 — сверхпроводящий резонатор; 9 — коаксиальные линии связи; 10 — коллектор электронов; 11 — вакуумный насос.



На рис. 5.26 представлены экспериментальные зависимости пускового тока от ускоряющего напряжения при различных типах колебаний в резонаторе, на рис. 5.27 — теоретические и экспери-

ментальные зависимости пускового тока генератора при типе колебаний E_{010} от угла пролета. При данном угле пролета θ пусковой ток генератора прямо пропорционален ускоряющему напряжению V_0 и обратно пропорционален добротности резонатора Q , т. е. $I_{п} \sim V_0/Q$ [171]. Относительная нестабильность частоты монотронного генератора зависит от флуктуаций ускоряющего напряжения и тока пучка:

$$\frac{d\omega_r}{\omega_r} = \frac{1}{Q} \left(\frac{\theta - 1}{4} \frac{dV_0}{V_0} - \frac{1}{2} \frac{dI_0}{I_0} \right).$$

Из этого выражения видно, что, чем выше добротность резонатора, тем меньше влияют на частоту флуктуации V_0 и I_0 . Экспериментально были получены относительные нестабильности частоты порядка $(5 - 7) \cdot 10^{-10}$ за 21 мин и $2,2 \cdot 10^{-10}$ за 10 с в 10-см диапазоне при $T = 4,2$ К, $Q_H = 10^7$ и $P \sim 0,15$ Вт. Эти данные свидетельствуют о том, что сверхпроводящие резонаторы позволяют существенно уменьшить влияние флуктуаций тока и напряжения на стабильность частоты.

Долговременная стабильность может быть доведена [171] до величин порядка 10^{11} , а выходная мощность — до 1 Вт при повышении добротности, стабилизации температуры резонатора и ускоряющего напряжения и увеличении мощности, переносимой пучком.

Монотроны со сверхпроводящими резонаторами обладают и рядом существенных недостатков. Во-первых, для таких генераторов необходимы резонаторы с возможно большими добротностями. А поскольку один и тот же резонатор выполняет функции стабилизирующего и активного элементов, приходится искать компромиссное решение с точки зрения добротности и к. п. д. прибора. Даже в случае высоких (8—13 кВ) напряжений приходится использовать резонатор, добротность которого

примерно на два порядка ниже добротности резонаторов оптимальной формы. Во-вторых, поток электронов в пространстве резонатора вызывает нежелательные явления: существенное тепловыделение в

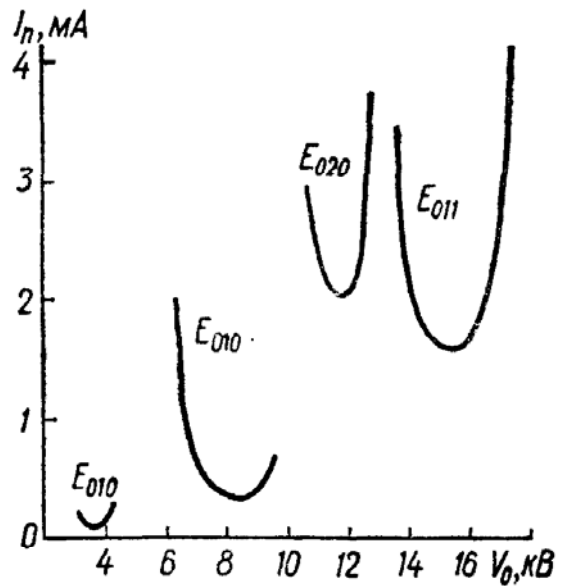


Рис. 5.26. Величины пускового тока при различных типах колебаний и ускоряющем напряжении ($Q_H = 10^7$).

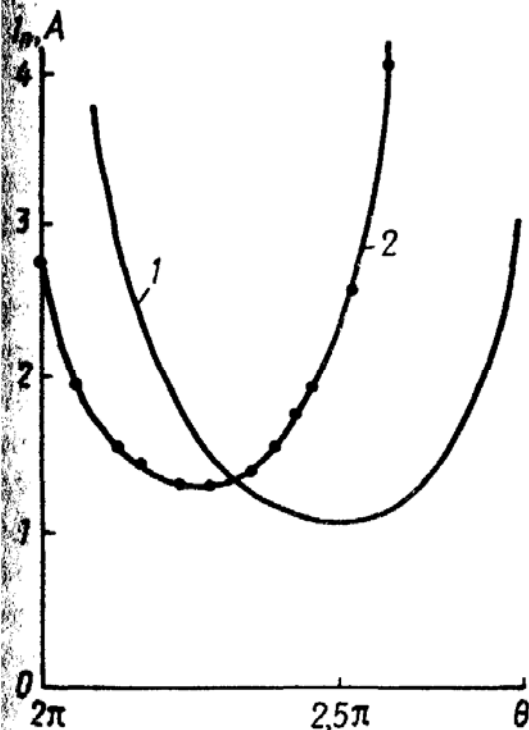


Рис. 5.27. Зависимость пускового тока при типе колебаний E_{010} от угла пролета ($Q_H = 2,22 \cdot 10^6$).

стенках резонатора (обусловливаемое рассеянными электронами), которое приводит к колебаниям температуры резонатора, а следовательно, к снижению стабильности частоты и к возникновению электронной эмиссии с микровыступов на стенках резонатора при бомбардировке их рассеянными электронами, что в свою очередь приводит к срыву колебаний. Улучшить фокусировку электронов можно с помощью магнитных полей, но они разрушают сверхпроводимость. В-третьих, эффективное взаимодействие всех электронов с высокодобротным резонатором возможно при очень малом энергетическом разбросе электронов, влетающих в резонатор, а достижение такого разброса связано с существенными трудностями.

Приведенные соображения ставят под сомнение целесообразность создания генератора монотронного типа, несмотря на уже достигнутые успехи. Однако это не означает, что создание устройств со сверхпроводящими активными резонаторами вообще нецелесообразно. Не исключено появление новых, более удачных идей использования сверхпроводящих резонаторов в качестве активного колебательного контура. Кроме того, можно надеяться, что интенсивные исследования применения сверхпроводящих резонаторов в ускорительной технике, где сверхпроводящие резонансные цепи выполняют роль именно активных элементов, позволят по-новому подойти к оценке достоинств и недостатков генераторов монотронного типа. В частности, в ускорительной технике решена проблема фокусировки частиц в системах с разделенными функциями. Это дает возможность устранить один из наиболее существенных недостатков генераторов подобного типа.

6. СИСТЕМЫ ЧАСТОТНОЙ АУТОПОДСТРОЙКИ С ОХЛАЖДАЕМЫМИ И СВЕРХПРОВОДЯЩИМИ РЕЗОНАТОРАМИ

В предыдущих параграфах рассматривались системы стабилизации частоты со сверхпроводящими резонаторами. В них наиболее оптимально используются основные преимущества таких резонаторов, а именно очень высокая добротность и эталонность. Однако, как отмечалось, несверхпроводящие охлаждаемые резонаторы могут обеспечить существенное повышение стабильности частоты, поскольку и добротность, и эталонность таких резонансных систем при охлаждении улучшаются, хотя и не так значительно, как у сверхпроводящих резонаторов. Если при этом учесть, что температура кипения криогенной жидкости может быть стабилизирована с высокой степенью точности, то уже при температурах кипения жидкого азота можно достичь относительной нестабильности порядка 10^{-6} — 10^{-8} . Естественно, что такие резонаторы могут использоваться и в рассмотренных системах, однако более рационально их применять в системах частотной автоподстройки, которые позволяют получать высокие коэффициенты стабилизации.

Одним из наиболее важных элементов в системах автоподстройки частоты является дискриминатор. Он представляет собой чувствительное устройство, реагирующее на отклонение частоты стабилизируемого генератора относительно номинального значения, которое определяется настройкой эталонной резонансной системы и элементов дискриминатора. Разработано большое количество схем дискриминаторов СВЧ диапазона [22]. Лучшими из них признаны дискриминаторы, в которых сигнал ошибки вырабатывается на промежуточной частоте, так как он может быть усилен с помощью резонансных усилителей. Однако не все типы дискримина-

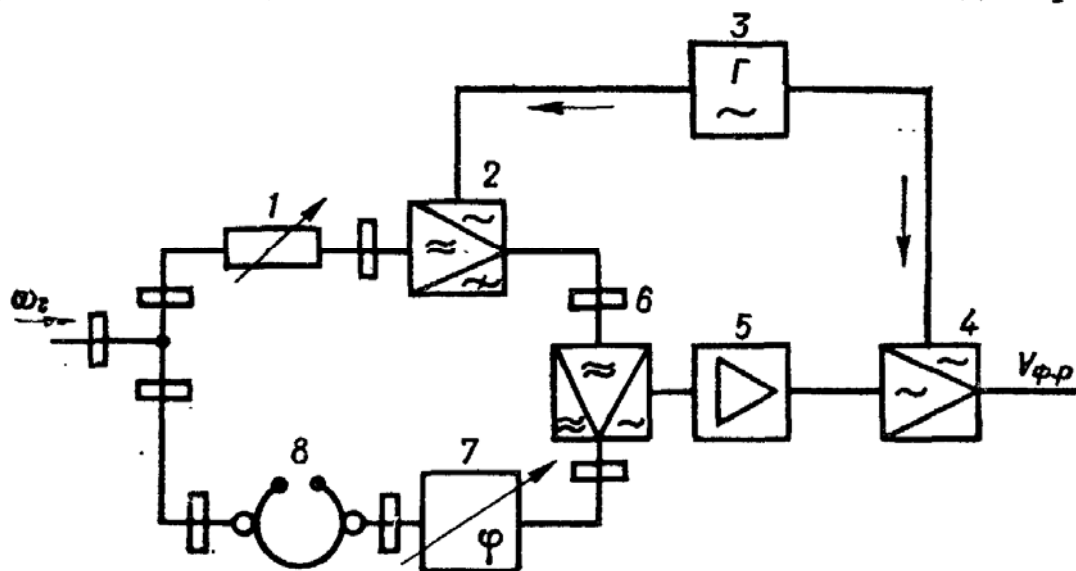


Рис. 5.28. Схема СВЧ дискриминатора с параллельным включением амплитудного модулятора и эталонного резонатора:

1 — аттенюатор; 2 — модулятор; 3 — генератор промежуточной частоты; 4 — фазовый детектор; 5 — усилитель промежуточной частоты; 6 — смеситель; 7 — фазовращатель; 8 — эталонный резонатор.

торов с сигналом ошибки на промежуточной частоте пригодны для использования в них в качестве эталонов частоты охлаждаемых резонансных систем. Например, применение охлаждаемых резонаторов в дискриминаторе, в котором связь с резонатором регулируется, и дискриминаторе с периодической перестройкой резонатора [22] нецелесообразно, так как в этих случаях именно высокая добротность и эталонность криогенных резонансных систем существенно ухудшаются. Оптимальные результаты при использовании охлаждаемых резонаторов дают дискриминаторы с параллельным и последовательным включением амплитудного модулятора и эталонного резонатора [104, 107]. Очень высокой долговременной стабильности позволяют достичь системы частотной автоподстройки со сверхпроводящими резонаторами (дискриминатор Паунда [258]).

В дискриминаторе с параллельным включением модулятора и эталонного резонатора (рис. 5.28) сигнал от подстраиваемого генератора с частотой ω_r поступает в два канала. В одном из них включены аттенюатор и модулятор, на который также подается сигнал с частотой Ω от генератора промежуточной частоты, в другом — эталонный резонатор и фазовращатель. Пройдя по каналам,

сигналы смешиваются в смесителе, образуя сигнал ошибки на промежуточной частоте. Этот сигнал усиливается в усилителе, подается на фазовый различитель, а затем поступает для подстройки частоты генератора.

Рассмотрим вначале случай балансного модулятора. При помощи фазовращателя разность электрических длин плеч, в которые включены модулятор и резонатор, можно установить равной $\lambda_B/4$. Сигнал, поступающий на смеситель, записывается в виде

$$\mathcal{E} = \frac{E_0}{\sqrt{1+a^2}} \sin\left(\omega_r t + \frac{\pi}{2} - \arctg a\right) + E_1 \sin(\omega_r + \Omega)t + E_1 \sin(\omega_r - \Omega)t, \quad (5.51)$$

где E_0 — амплитуда сигнала, прошедшего на смеситель через плечо, в которое включен резонатор, при $a = 0$; E_1 — амплитуда боковых составляющих, поступающих на смеситель из плеча, в которое включен модулятор.

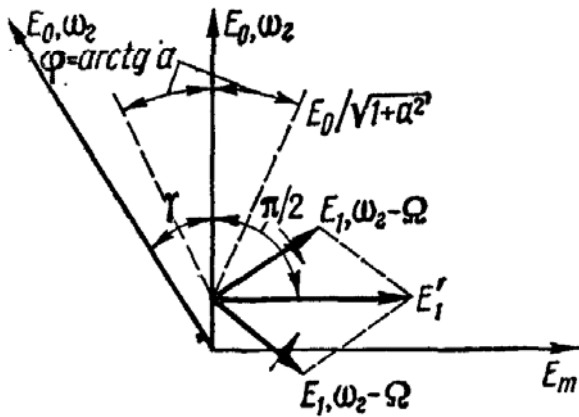


Рис. 5.29. Векторная диаграмма сигналов, поступающих на смеситель.

Если $\omega_r = \omega_0$, то вектор модуляции E_1' и вектор E_0 ортогональны (рис. 5.29). Из этого следует, что сигнал \mathcal{E} промодулирован как по фазе, так и по амплитуде. При $a = 0$ амплитуда суммарного сигнала модулируется с удвоенной частотой 2Ω , т. е. сигнала ошибки на частоте Ω нет. Это легко показать, преобразовав выражение (5.51):

$$\mathcal{E} = \frac{E_0}{\sqrt{1+a^2}} \sin\left(\omega_r t + \frac{\pi}{2} - \arctg a\right) + 2E_1 \cos \Omega t \cdot \sin \Omega t. \quad (5.52)$$

Если смеситель имеет квадратичную характеристику, то, используя соотношение (5.52), можно определить сигнал ошибки на промежуточной частоте на выходе смесителя:

$$e_{\text{УПЧ}} = \frac{2K_1 E_1 E_0 \sin(\arctg a)}{\sqrt{1+a^2}} \cos \Omega t.$$

Если полный коэффициент передачи УПЧ и фазового различителя обозначить K_3 , то на выходе фазового различителя $V_{\text{ф.р}} = 2K_1 K_3 E_1 E_0 a / (1+a^2)$, т. е. характеристика симметрична. Крутизна характеристики дискриминатора определяется по формуле

$$K_d = \frac{\partial V_{\text{ф.р}}}{\partial a} = 2K_1 K_3 E_1 E_0 \frac{(1-a^2)}{(1+a^2)^2}.$$

Если $a = 0$, то $K_d = 2K_1 K_3 E_1 E_0$.

При использовании обычного модулятора сдвиг по фазе между вектором модуляции E_1' и сигналом, поступающим из резонатора, должен быть отличным от $\pi/2$, так как на смеситель кроме сигнала E_1' попадает сигнал несущей частоты E_m , параллельный вектору мо-

дуляции (см. рис. 5.29). Для того чтобы сигнал ошибки при $a = 0$ был равен нулю, необходимо вектор E_0 сдвинуть на дополнительный угол γ так, чтобы в сумме с E_m получить вектор, ортогональный вектору модуляции E'_1 . Дополнительный угол γ равен $\arcsin E_m/E_0$. Можно показать, что характеристика дискриминатора асимметрична. Асимметрия тем больше, чем больше γ . Для получения симметричной характеристики должно выполняться соотношение

$$E_0 \gg E_m. \quad (5.53)$$

Преимущество такого дискриминатора состоит в том, что он не требует тщательного согласования как резонатора, так и модулятора. Несогласование этих элементов влечет за собой уменьшение коэффициента передачи и, следовательно, крутизны характеристики, но не вызывает дополнительных горбов и впадин на характеристике, а следовательно, ложной настройки.

В соответствии с соотношением (5.53) сигнал в плече модулятора должен быть значительно меньше сигнала в плече резонатора. Поэтому более рационально перераспределять мощность между плечами при помощи направленного ответвителя. Это повышает крутизну дискриминатора и улучшает развязку между модулятором и резонатором в случае их плохого согласования. Недостаток данного дискриминатора заключается в том, что, даже когда частота подстраиваемого генератора лежит за пределами полосы пропускания резонатора, на смесителе вырабатывается сигнал промежуточной частоты. Это может затруднить применение дискриминатора в системах поиска.

В дискриминаторе с последовательным включением модулятора и резонатора (рис. 5.30), если частота подстраиваемого генератора не лежит в пределах полосы пропускания резонатора, сигнал промежуточной частоты на смесителе не возникает. Сигнал от подстраиваемого генератора поступает в модулятор, на выходе которого необходимо получить сигнал, описываемый выражением (5.51) при $a = 0$. Векторная диаграмма сигнала соответствует показанной на рис. 5.29 при $a = 0$, т. е. он представляет собой колебания, модулированные как по фазе, так и по амплитуде. Отличие этих колебаний от амплитудно-модулированных заключается в том, что вектор несущей частоты в них сдвинут на $\pi/2$. Достигается это с помощью модулятора, выполненного на основе двойного волноводного тройника.

Матрица рассеяния двойного волноводного тройника при соответствующем выборе плоскостей отсчета [7] имеет вид

$$[S] = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 0 & 0 & 1 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 1 & 0 & 0 \end{bmatrix}.$$

Если плечи 3 и 4 согласованы и мощность поступает в плечо 4 (см. рис. 5.30), то связь между волной, поступающей из плеча 4,

и волной, уходящей в плечо 3, записывается в виде

$$b_3 = \frac{1}{2} (\Gamma_1 - \Gamma_2) a_4 \quad (5.54)$$

(b_3 — нормированная волна, уходящая в плечо 3; a_4 — нормированная волна, приходящая из плеча 4; Γ_1 и Γ_2 — коэффициенты

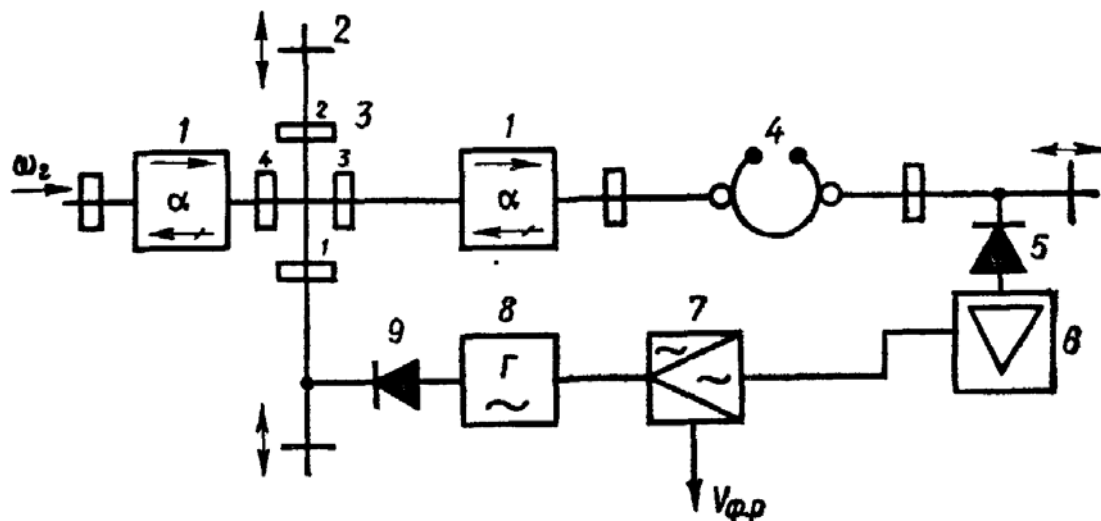


Рис. 5.30. Схема СВЧ дискриминатора с последовательным включением модулятора и эталонного резонатора:

- 1 — ферритовые вентили; 2 — короткозамыкающий поршень; 3 — двойной волноводный тройник; 4 — эталонный резонатор; 5 — смеситель; 6 — усилитель промежуточной частоты; 7 — фазовый различитель; 8 — генератор промежуточной частоты; 9 — модулирующая детекторная секция.

отражения плеч 1 и 2 двойного волноводного тройника). Поскольку в плечо 2 включен короткозамыкающий поршень,

$$\Gamma_2 = - e^{i2\theta_2}, \quad (5.55)$$

где $\theta_2 = 2\pi l/\lambda_{\text{в}}$ ($\lambda_{\text{в}}$ — длина волны в волноводе; l — расстояние от плоскости отсчета до поршня, которое считается положительным, если плоскость замыкания передвигается от плоскости отсчета к тройнику, и отрицательной, если — от тройника к плоскости отсчета). В плечо 1 включен модулирующий диод. При подаче на него модулирующего напряжения от низкочастотного генератора

$$\Gamma_1 = \Gamma_0 \cos \Omega t + \Gamma_{\text{=}}, \quad (5.56)$$

где $\Gamma_0 = |\Gamma_0| e^{i\theta_0}$; $\Gamma_{\text{=}} = |\Gamma_{\text{=}}| e^{i\theta_{\text{=}}}$.

Переменная составляющая в выражении (5.56) изменяется по гармоническому закону при постоянной начальной фазе. Годографом вектора Γ_1 на комплексной плоскости является прямая линия. Если $\Gamma_{\text{=}} = 0$, что соответствует согласованию плеча 1 на частоте ω_{Γ} , то прямая расположена симметрично относительно начала координат. Подставляя (5.55) и (5.56) в (5.54), получаем

$$b_3 = \frac{1}{2} (e^{i2\theta_2} - |\Gamma_{\text{=}}| e^{i\theta_{\text{=}}} + |\Gamma_0| e^{i\theta_0} \cos \Omega t) a_4,$$

где $a_4 = |a_4| e^{i(\omega_r t + \varphi_0)}$. После ряда несложных преобразований

$$b_3 = \frac{1}{2} A |a_4| e^{i[\omega_r t + \varphi_0 + \psi(\theta_2)]} \pm \frac{1}{4} |\Gamma_0| |a_4| e^{i[(\omega_r \pm \Omega)t + \varphi_0 + \theta_0]}, \quad (5.57)$$

где $A = \sqrt{1 + |\Gamma_-|^2 - 2|\Gamma_-|^2 \cos(\theta - 2\theta_2)}$; $\psi(\theta_2) = \arctg [(\sin 2\theta_2 + |\Gamma_-| \sin \theta_-) / (\sin 2\theta_2 + |\Gamma_-| \cos \theta_-)]$.

При выполнении условия $\psi(\theta_2) = \theta_0$ соотношение (5.57) представляет собой три спектральные составляющие амплитудно-модулированного колебания. Однако, для того чтобы после прохождения сигнала b_3 через резонатор на квадратичном детекторе был выделен сигнал ошибки, фаза которого зависела бы от знака обобщенной расстройки, необходимо выполнение условия $\psi(\theta_2) = \theta_0 \pm \pi/2$. Подставив в это соотношение выражение для $\psi(\theta_2)$, можно найти θ_2 , а следовательно, и l , как функцию θ_0 и Γ_- . Если $\theta_0 = \Gamma_- = 0$ (модулирующий детектор согласован и расположен в плоскости отсчета), то $\theta_2 = \pm \pi/4$; $l = \pm \lambda_n/8$. Положим

$$\Omega < \Delta\omega_p, \quad (5.58)$$

где $\Delta\omega_p$ — полуширина полосы пропускания резонатора. После прохождения сигнала через резонатор при $\omega_r = \omega_p$

$$\begin{aligned} \mathcal{E}' = & K_0 E_0 \sin\left(\omega_r t + \frac{\pi}{2}\right) + \frac{K_0 E_1}{\sqrt{1 + a_\Omega^2}} \sin[(\omega_r + \Omega)t + \varphi_0] + \\ & + \frac{K_0 E_1}{\sqrt{1 + a_\Omega^2}} \sin[(\omega_r - \Omega)t + \varphi_0], \end{aligned}$$

где K_0 — коэффициент, зависящий от связи резонатора с линией; $a_\Omega = 2Q\Omega/\omega_p$; $\varphi_0 = \arctg a_\Omega$. На основании (5.58) можно предположить, что несущая и обе боковые составляющие находятся в области линейного участка фазовой характеристики резонатора и при небольших расстройках сдвиг фаз всех составляющих как по знаку, так и по величине одинаков, т. е. $\varphi = \arctg a \approx a$. Таким образом, с учетом расстройки

$$\begin{aligned} \mathcal{E}'' = & \frac{K_0 E_0}{\sqrt{1 + a^2}} \sin\left(\omega_r t + \frac{\pi}{2} - a\right) + \\ & + \frac{K_0 E_1}{\sqrt{1 + (a_\Omega + a)^2}} \sin[(\omega_r + \Omega)t - \varphi_0 - a] + \\ & + \frac{K_0 E_1}{\sqrt{1 + (a_\Omega - a)^2}} \sin[(\omega_r - \Omega)t + \varphi_0 - a]. \end{aligned}$$

Преобразовав это выражение, получим

$$\begin{aligned} \mathcal{E}'' = & \left[\frac{K_0 E_0}{\sqrt{1 + a^2}} + \left(\frac{K_0 E_1}{\sqrt{1 + (a_\Omega + a)^2}} - \frac{K_0 E_1}{\sqrt{1 + (a_\Omega - a)^2}} \right) \sin(\Omega t - \right. \\ & \left. - \varphi_0) \right] \cos(\omega_r t - a) + \left(\frac{K_0 E_1}{\sqrt{1 + (a_\Omega + a)^2}} + \frac{K_0 E_1}{\sqrt{1 + (a_\Omega - a)^2}} \right) \times \\ & \times \cos(\Omega t - \varphi_0) \sin(\omega_r t - a). \quad (5.59) \end{aligned}$$

При квадратичном детектировании сигнал ошибки на промежуточной частоте появится только после возведения в квадрат амплитуды первого слагаемого в формуле (5.59):

$$e_{упч} = \frac{K_1 K_0^2 E_1 E_0}{\sqrt{1+a^2}} \left[\frac{1}{\sqrt{1+(a_\Omega+a)^2}} - \frac{1}{\sqrt{1+(a_\Omega-a)^2}} \right] \times \sin(\Omega t - \varphi_0).$$

Если $a = 0$, то $e_{упч} = 0$. Если расстройка изменяет знак, то фаза сигнала $e_{упч}$ изменяется на π . Тогда

$$V_{\Phi.p} = \frac{K_1 K_0^2 K_3 E_1 E_0}{\sqrt{1+a^2}} \left[\frac{1}{\sqrt{1+(a_\Omega+a)^2}} - \frac{1}{\sqrt{1+(a_\Omega-a)^2}} \right]; \quad (5.60)$$

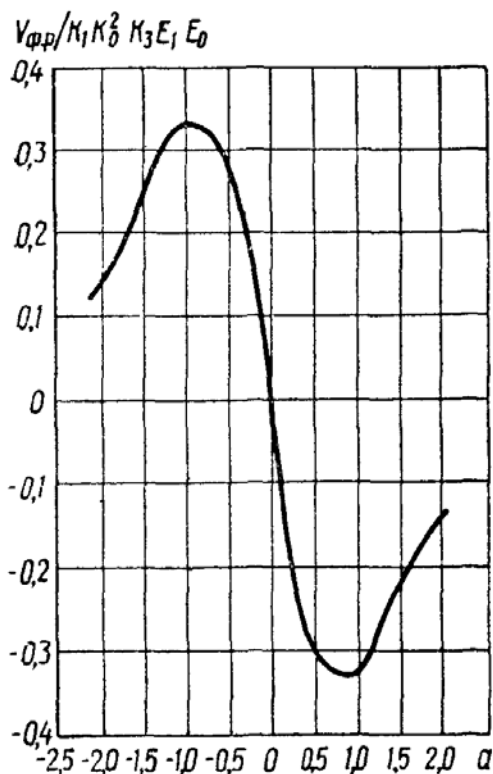


Рис. 5.31. Зависимость амплитуды сигнала на выходе дискриминатора с последовательным включением модулятора и резонатора от обобщенной расстройки.

$$K_d = \frac{\partial}{\partial a} V_{\Phi.p} = - \frac{K_1 K_0^2 K_3 E_1 E_0}{(1+a)^{3/2}} \times \left(\frac{a_\Omega + 2a + a a_\Omega + 3a_\Omega a^2 + 2a^3}{[1+(a_\Omega+a)^2]^{3/2}} + \frac{a_\Omega - 2a + a a_\Omega + 3a_\Omega a^2 - 2a^3}{[1+(a_\Omega-a)^2]^{3/2}} \right);$$

при $a = 0$

$$K_d = - K_1 K_0^2 K_3 E_1 E_0 \frac{2a_\Omega}{(1+a_\Omega^2)^{3/2}}. \quad (5.61)$$

Продифференцировав (5.61) по a_Ω и приравняв производную нулю, найдем значения a_Ω , при которых крутизна характеристики дискриминатора K_d максимальна:

$$a_\Omega |_{K_d \max} = \frac{1}{\sqrt{2}} = \frac{\Omega}{\Delta\omega_p}. \quad (5.62)$$

Следовательно, $|K_d \max| = 0,707 K_1 K_0^2 K_3 E_1 E_0$. Выражение (5.62) позволяет определять оптимальное значение промежуточной частоты по заданному значению добротности эталонного резонатора.

По формуле (5.60) при $a_\Omega = 1/\sqrt{2}$ можно определить характеристику дискриминатора (рис. 5.31). Модулятор в таком дискриминаторе может быть выполнен по одной из схем, изображенных на рис. 5.32. Все схемы были апробированы экспериментально и показали примерно одинаковые результаты. Необходимые фазовые соотношения между боковыми и несущей составляющими в модуляторах a и b подбираются при помощи фазовращателей, в модуляторе b — при помощи поршня, а в модуляторе a — при помощи

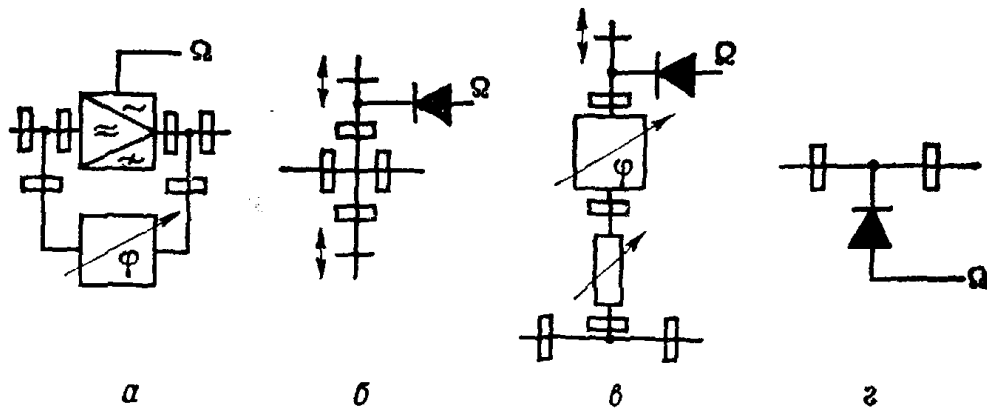


Рис. 5.32. Схемы модуляторов:

a — балансного; *б* — с двойным волноводным тройником; *в* — собранного на волноводном тройнике; *г* — с настраиваемым детектором в волноводном тракте.

настройки камеры детектора. Атенюаторы в модуляторах *a*, *б*, *в* необходимы в тех случаях, когда модулирующие детекторы не согласованы с трактом или когда балансный модулятор (*a*) не идеален. Как следует из рис. 5.29, в последнем случае для выполнения условия $e_{упч} = 0$ при $a = 0$ должны соблюдаться определенные амплитудные соотношения.

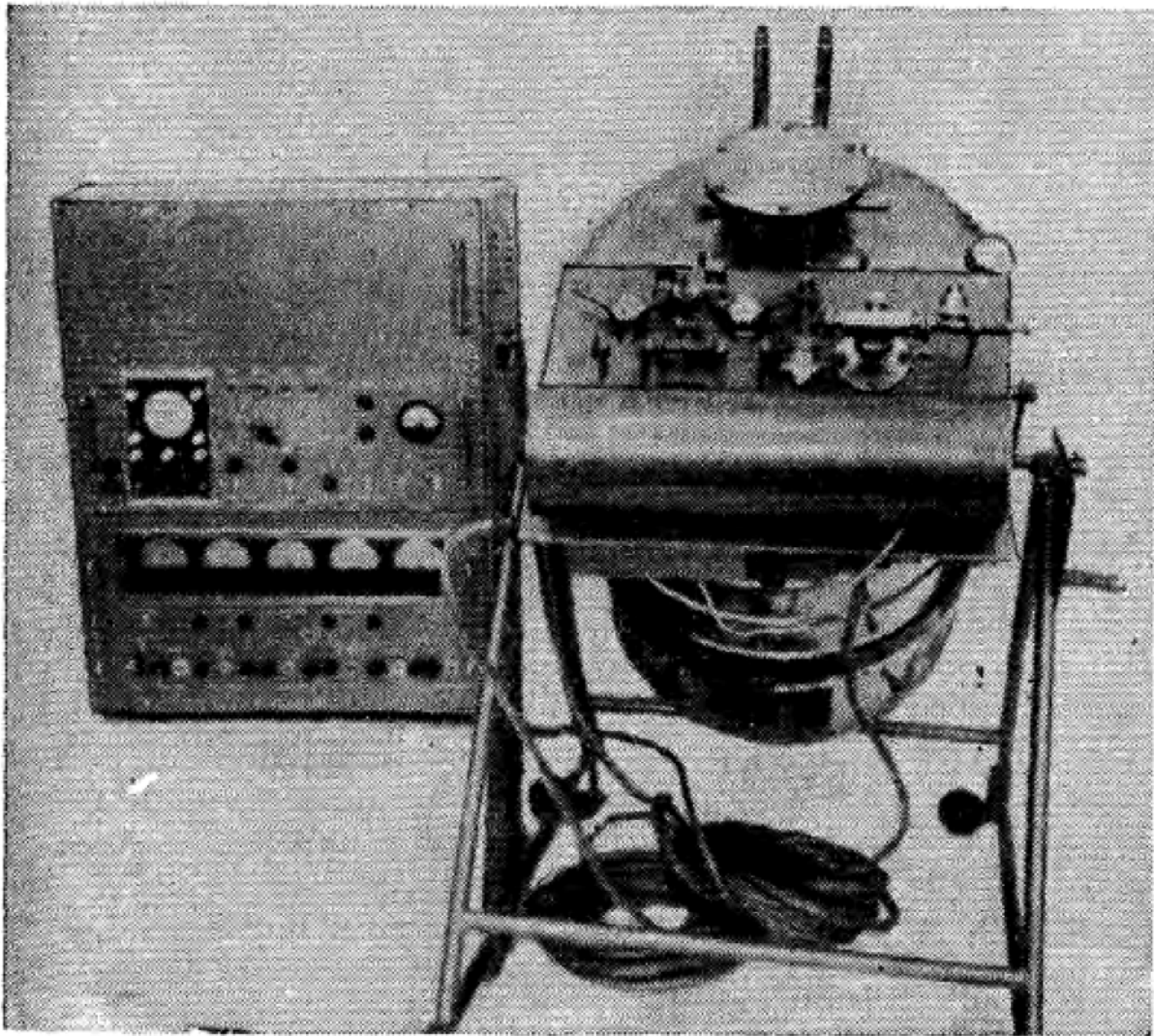


Рис. 5.33. Внешний вид системы стабилизации частоты двух СВЧ генераторов с охлаждаемым резонатором.

Схемы дискриминаторов с параллельным включением модулятора и резонатора и с последовательным включением амплитудного модулятора и эталонного резонатора испытывались в системах автоматической подстройки частоты СВЧ генераторов 3-см и 1,5-см диапазонов [103, 107]. Вакуумированные медные резонаторы помещались в ванну жидкого азота, т. е. охлаждались до температуры порядка 77 К. В 3-см диапазоне при добротности резонатора порядка $3 \cdot 10^4$ относительная нестабильность частоты составляла

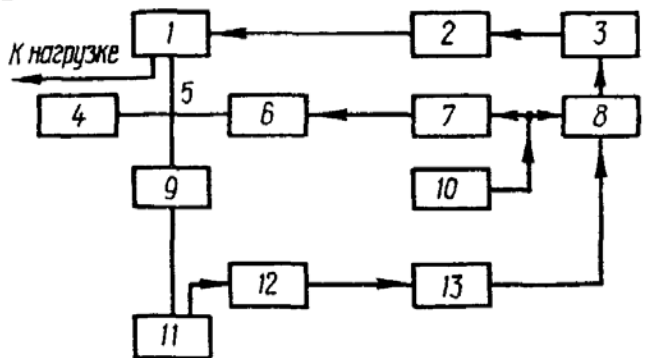


Рис. 5.34. Упрощенная блок-схема системы АПЧ с дискриминатором Паунда со сверхпроводящим резонатором:

1 — генератор Ганна; 2 — управляющий элемент; 3 — усилитель постоянного тока; 4 — короткозамыкающий поршень; 5 — двойной волноводный тройник; 6 — модулирующий детектор; 7 — фазовращатель; 8 — фазовый балансный детектор; 9 — аттенюатор; 10 — кварцевый генератор промежуточной частоты; 11 — сверхпроводящий резонатор; 12 — смеситель; 13 — усилитель промежуточной частоты.

$4,8 \cdot 10^{-8}$ за 1 ч, $K_{ст} = 5 \cdot 10^3$ [107].

В работе [103] описана система стабилизации частоты СВЧ генератора, работающего на частоте порядка 22 ГГц (рис. 5.33). При добротности резонатора 10^4 достигнута относительная нестабильность частоты примерно 10^{-7} за 1 ч. Из полученных результатов видно, что охлажденные в азоте резонансные системы позволяют получать долговременные стабильности частот в СВЧ диапазоне, на два-три порядка превышающие достигнутые при помощи подобных систем с неохлажденными резонаторами.

Для стабилизации частоты генератора Ганна в диапазоне 8,6 ГГц использовалась [274] система частотной автоподстройки с усовершенствованным дискриминатором Паунда со сверхпроводящим ниобиевым резонатором (рис. 5.34). Сигнал от стабилизируемого генератора поступает в двойной волноводный тройник, где разветвляется на два плеча, в одном из которых включен модулирующий детектор, а в другом расположен короткозамыкающий поршень. Плечи настраиваются так, чтобы в сигнале, поступающем в плечо, в котором расположен резонатор, вектор несущей частоты был сдвинут относительно векторов боковых частот на 90° , т. е. на резонатор поступает модулированный по фазе сигнал. После отражения от резонатора, настроенного на частоту генератора, в смесителе боковые и несущая частоты смешиваются и выделяется сигнал промежуточной частоты, который затем усиливается и сравнивается в фазовом детекторе с сигналом от генератора промежуточной частоты. Полученный сигнал ошибки используется для подстройки стабилизируемого источника СВЧ колебаний. При $Q \sim 3 \cdot 10^9$ ($T = 1,75 \pm 10^{-6}$ К, тип колебаний E_{010}) относительная нестабильность частоты составляла $1,3 \cdot 10^{-12}$ за 1 ч и $1,2 \cdot 10^{-13}$ за 10 с. С целью уменьшения разности фаз между бо-

овыми составляющими модуляции, обусловленной дисперсией волновода, значение промежуточной частоты было выбрано равным 1 МГц.

7. ВЫСОКОСТАБИЛЬНЫЕ СВЧ ГЕНЕРАТОРЫ С ПЕРЕСТРОЙКОЙ ЧАСТОТЫ

При проведении различных радиотехнических и физических исследований часто возникает необходимость в высокостабильных СВЧ генераторах с перестройкой частоты в некотором диапазоне. Источники СВЧ колебаний, для повышения стабильности частот которых используются охлаждаемые резонаторы, могут быть выполнены и перестраиваемыми.

Диапазон перестройки Δf и стабильность частоты колебаний зависят от способа стабилизации и структурной схемы системы. Перестраивая частоту как генератора, так и элементов системы стабилизации (включая резонатор), можно достичь весьма значительного диапазона перестройки почти для всех систем стабилизации. Однако для практических целей перестраивать частоту удобнее каким-либо одним элементом.

У ЛБВ со сверхпроводящим резонатором в цепи обратной связи, если изменяется только резонансная частота объемного резонатора [241], $\Delta f = \text{arctg} (10^{D/10} - 1)^{1/2} / [\pi (\mathcal{L}_c/v_{\phi.c} + \mathcal{L}_v/v_{\phi.v})]$, где D — разность коэффициентов усиления малого сигнала и усиления сигнала при насыщении лампы (остальные обозначения см. параграфе 2 настоящей главы). Если $D \simeq 6$ дБ, $\mathcal{L}_c = 0,1$ и $v_{\phi.c} = 3$ м, $v_{\phi.v} = 10^7$ и $v_{\phi.v} = 2,1 \cdot 10^8$ м/с, то $\Delta f = 27$ МГц. Как видим, в данном случае диапазон перестройки ограничивается параметрами самой ЛБВ. Если частота настройки объемного резонатора не изменяется, а фаза в цепи изменяется, диапазон перестройки генератора очень мал [241]: $\Delta f = f_0/Q_n (10^{D/10} - 1)^{1/2}$. При $D = 6$ дБ, $Q_n = 10^8$, $f_0 = 3 \cdot 10^9$ Гц получаем $\Delta f = 52$ Гц. Практического интереса такой диапазон перестройки не представляет. Кроме того, стабильность частоты генератора в этом случае на краях диапазона перестройки ухудшается (см. (5.10)).

Известно, что генерируемую частоту в трехконтурной системе стабилизации отражательного клистрона можно изменять. Для уменьшения потерь мощности, увеличения диапазона перестройки частоты и диапазона электронной настройки при работе клистрона в системе трех резонаторов связь между вторым и третьим резонаторами β_{23} должна быть несколько большей, чем между первым и вторым β_{12} [54]. Для стабилизации частоты отражательного клистрона высокочастотным резонатором, наоборот, связь между первым и вторым резонаторами должна быть значительно больше связи между вторым и третьим [80]. Наиболее эффективна перестройка частоты в сочетании с одновременной стабилизацией, т. е. перестройка частоты генерации высокочастотным резонатором.

Очевидно, что наиболее оптимальным вариантом с точки зрения эксплуатационных характеристик является одновременная перестройка всех трех резонаторов. Однако с практической точки зрения перестраивать все резонаторы неудобно. Перестраивать первый и второй резонаторы не имеет смысла, так как третий резонатор стабилизирующий. Целесообразно поэтому рассматривать возможность перестройки частоты генерации одним третьим резонатором или третьим и первым, третьим и вторым.

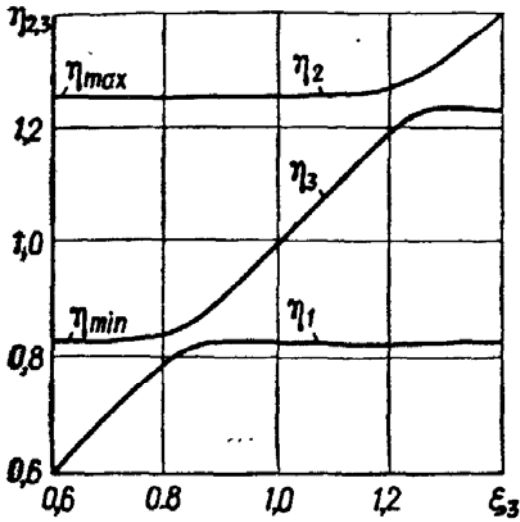


Рис. 5.35. Зависимость квадрата относительных собственных частот η_1, η_2, η_3 от квадрата относительной частоты третьего контура ξ_3 при $\xi_1 = \xi_2 = 1; \beta_{12} = 0,2; \beta_{23} = 0,025$.

Исходное уравнение, определяющее собственные частоты трех связанных резонаторов, имеет вид [54]

$$(\eta - \xi_1)(\eta - \xi_2) - \beta_{12}^2 \eta^2 (\eta - \xi_3) - \beta_{23}^2 \eta^2 (\eta - \xi_1) = 0, \quad (5.63)$$

где $\eta = (\omega/\omega_{03}^c)^2; \xi_i = (\omega_{0i}/\omega_{03}^c)^2; \omega_{0i}$ — парциальные частоты трехконтурной системы, соответствующие резонансным частотам контуров; ω_{03}^c — значение средней собственной частоты системы, соответствующей равенству парциальных частот ($\omega = \omega_1^c, \omega_2^c, \omega_3^c$; $\omega_1^c, \omega_2^c, \omega_3^c$ — соответственно низкая, высокая и средняя собственные частоты).

При высоких коэффициентах стабилизации ($K_{ст} > 50$) и величине относительной перестройки третьего резонатора $\Delta\xi_3 = \xi_3 - 1$, меньшей удвоенной величины коэффициента связи β_{12} , относительные собственные частоты η_1 и η_2 и соответствующие им частоты ω_1^c и ω_2^c практически не зависят от расстройки третьего резонатора ξ_3 и определяются в основном частотами первого и второго резонаторов (рис. 5.35). Пренебрегая в уравнении (5.63) членом, содержащим β_{23}^2 ($\beta_{12}^2 \gg \beta_{23}^2$), получаем соответствующие приближенные уравнения

$$\left(\frac{\omega_{1,2}^c}{\omega_{03}^c}\right)^2 \equiv \eta_{1,2} \approx \frac{\xi_1 + \xi_2}{2(1 - \beta_{12}^2)} \pm \sqrt{\left[\frac{\xi_1 + \xi_2}{2(1 - \beta_{12}^2)}\right]^2 - \frac{\xi_1 \xi_2}{1 - \beta_{12}^2}}. \quad (5.64)$$

Частота ω_3^c может быть найдена из соотношения [80]

$$\left(\frac{\omega_3^c}{\omega_{03}^c}\right)^2 \equiv \eta_3 = 1 + \left(\frac{d\eta_3}{d\xi_3}\right)_{\xi_2=1}; \quad d\xi_3 = 1 + \frac{\xi_3 - 1}{1 + (\beta_{23}/\beta_{12})^2}. \quad (5.65)$$

Если перестраивается только третий резонатор, то полный диапазон перестройки средней собственной частоты ω_3^c при $\xi_2 = 1$ приближенно определяется связью между первым и вторым резонато-

рами:

$$\frac{\Delta\omega_3^c \max}{\omega_{03}^c} \approx \frac{\omega_3^c \max - \omega_3^c \min}{\omega_{03}^c} \approx \frac{\beta_{12}}{1 - \beta_{12}^2}.$$

Это соотношение позволяет оценивать необходимую величину связи между активным и промежуточным резонаторами на средней собственной частоте ω_3^c , исходя из заданного диапазона перестройки $\Delta\omega_3^c$. Выражение входной проводимости трехконтурной системы при нормировке всех частот по частоте ω_{03}^c имеет вид [80]

$$G_{\Sigma ст}^{(k)} = G_{01} \left[1 + \frac{Q_{01}}{Q_{02}} \left(\frac{\xi_2}{\xi_1} \right)^{3/2} \frac{1}{\beta_{12}^2} \left(\frac{\eta_k - \xi_1}{\eta_k} \right)^2 + \frac{Q_{01}}{Q_{3H}} \left(\frac{\xi_3}{\xi_1} \right)^{3/2} \left(\frac{\beta_{23}}{\beta_{12}} \right)^2 \left(\frac{\eta_k - \xi_1}{\eta_k - \xi_3} \right)^2 \right]. \quad (5.66)$$

Ограничиваясь изменением расстроек δ_i в пределах $\pm \beta/2$ и значениями коэффициента стабилизации $K_{ст \max} > 50$, с помощью (5.64) — (5.66) получаем приближенные выражения проводимости $G_{\Sigma ст}^{(k)}$ для всех трех рассматриваемых случаев:

а) при перестройке только третьего резонатора и нулевых расстройках первого и второго ($\delta_1 = \delta_2 = 0$)

$$\left. \begin{aligned} G_{\Sigma ст}^{(3)} &\approx G_{01} \left\{ 1 + \frac{Q_{01}}{Q_{02}} \left(\frac{2\delta_3}{\beta_{12}} \right)^2 + \frac{Q_{01}}{Q_{3H}} K_{ст \max} \left[1 - \left(\frac{2\delta_3}{\beta_{12}} \right)^2 \right]^2 \right\}; \\ G_{\Sigma ст}^{(1,2)} &= G_{01} \left(1 + \frac{Q_{01}}{Q_{02}} \right); \end{aligned} \right\} \quad (5.67)$$

б) при синхронной перестройке третьего и первого резонаторов ($\delta_1 = \delta_3 = \delta_{13}$) и нулевой расстройке второго ($\delta_2 = 0$)

$$\left. \begin{aligned} G_{\Sigma ст}^{(3)} &\approx G_{01} \left(1 + \frac{Q_{01}}{Q_{3H}} K_{ст \max} \right); \\ G_{\Sigma ст}^{(1,2)} &\approx G_{01} \left[1 + \frac{Q_{01}}{Q_{12}} \left(1 \pm \frac{\delta_{13}}{\beta_{12}} \right)^2 \right]; \end{aligned} \right\} \quad (5.68)$$

в) при синхронной перестройке третьего и второго резонаторов ($\delta_3 = \delta_2 = \delta_{23}$) и нулевой расстройке первого ($\delta_1 = 0$)

$$\left. \begin{aligned} G_{\Sigma ст}^{(3)} &\approx G_{01} \left[1 + \frac{Q_{01}}{Q_{02}} \left(\frac{2\delta_{23}}{\beta_{12}} \right)^2 + \frac{Q_{01}}{Q_{3H}} K_{ст} \right]; \\ G_{\Sigma ст}^{(1,2)} &\approx G_{01} \left[1 + \frac{Q_{01}}{Q_{02}} \left(1 \pm \frac{\delta_{23}}{\beta_{12}} \right)^2 \right]. \end{aligned} \right\} \quad (5.69)$$

По формулам (5.67) — (5.69) с учетом приближенного условия устойчивости колебаний на частоте ω_3^c [54] $2G_{\Sigma ст}^{(3)} < G_{\Sigma ст}^{(1,2)}$ можно графически определить области беспаразитной перестройки. Для простоты предполагается, что углы пролета на всех частотах постоянны и оптимальны. При рабочей частоте это соответствует

настройке клистрона на центр зоны. Однако предположение о том, что на других частотах углы пролета также остаются оптимальными, неточно, поэтому результат определения диапазона перестройки без перескоков частоты занижен.

На рис. 5.36 приведены частотные зависимости проводимости в рассматриваемых случаях. Анализ зависимостей показывает, что наибольший диапазон перестройки (отмечен штриховкой) —

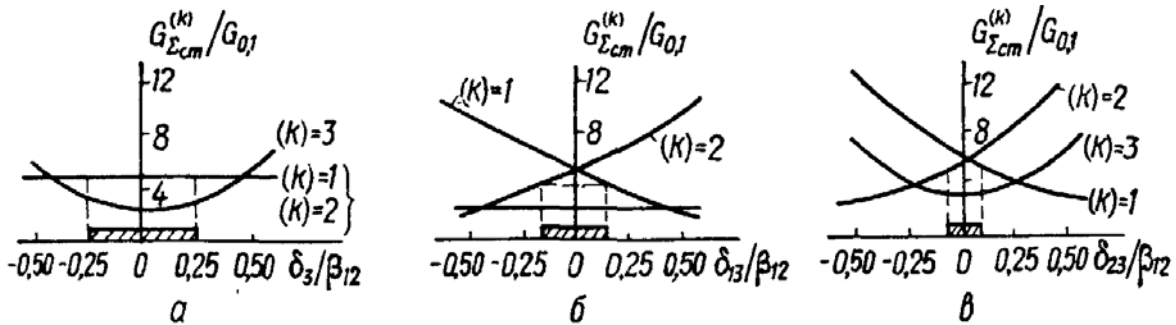


Рис. 5.36. Зависимость относительной активной проводимости на собственных частотах от относительной расстройки резонаторов при $Q_{01}/Q_{02} = 4$; $Q_{01}K_{ст\ max}/Q_{3н} = 1$ в трех случаях перестройки частоты резонаторов:

а — только третьего; б — третьего и первого; в — третьего и второго.

достигается при перестройке одного третьего резонатора, наименьший — при синхронной перестройке второго и третьего резонаторов.

Если частота перестраивается только третьим резонатором, то выходная мощность изменяется вследствие того, что с увеличением расстройки увеличиваются потери, вносимые вторым резонатором, $G_{01} (Q_{01}/Q_{02}) (2\delta_3/\beta_{12})^2$, и уменьшается полезная нагрузка, $(Q_{01}/Q_{3н}) [1 - (2\delta_3/\beta_{12})^2]^2 K_{ст\ max}$ (см. уравнение (5.67)). Для уменьшения перепада мощности по диапазону перестройки следует увеличить связь между активным и промежуточным резонаторами, сохранив при этом $K_{ст\ max}$. Диапазон перестройки без перескоков частоты увеличивается с уменьшением добротности второго резонатора и увеличением связи β_{12} .

Рассмотрим синхронную перестройку третьего и первого резонаторов. Проводимость $G_{\Sigma ст}^{(3)}$ на собственной частоте ω_3^c (5.68) в этом случае постоянна и равна сумме проводимости потерь первого резонатора G_{01} и проводимости, вносимой стабилизирующим резонатором $G_{01} (Q_{01}/Q_{3н}) K_{ст}$. По сравнению с этими проводимостями проводимость потерь, вносимых вторым резонатором, намного меньше [54], поэтому выходная мощность должна быть постоянной во всем диапазоне перестройки (предполагается, что коэффициенты связи не зависят от частоты). Используя приведенное выше приближенное условие устойчивости колебаний на частоте ω_3^c , из (5.68) получаем в явном виде выражение относительного диапазона перестройки без перескоков частоты:

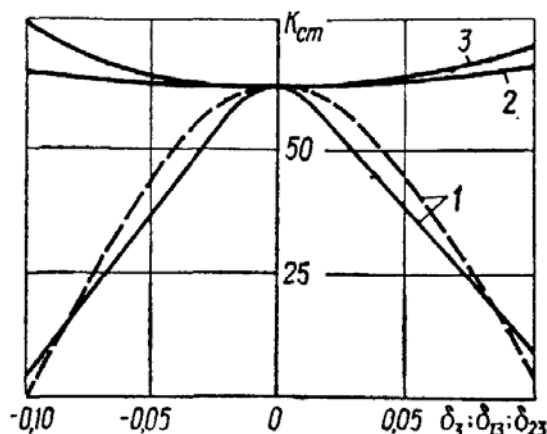
$$2\delta_{б.п} \approx \beta_{12} \left(1 - \sqrt{\frac{Q_{02}}{Q_{01}} + 2 \frac{Q_{02}}{Q_{3н}} K_{ст}} \right).$$

Из этого выражения видно, что для увеличения диапазона перестройки необходимо увеличивать связь β_{12} (сохраняя при этом величину $K_{ст}$), понижать добротность промежуточного резонатора Q_{02} и уменьшать, если это возможно, потери первого резонатора (увеличивать Q_{01}).

При синхронной перестройке третьего и второго резонаторов перепад мощности по диапазону несколько меньше, чем при перестройке одного третьего резонатора (изменяются только потери, вносимые вторым резонатором, а нагрузка остается постоянной). Однако в первом случае уменьшается и диапазон перестройки, а сложность в конструктивном выполнении

рис. 5.37. Зависимость коэффициента стабилизации колебательной системы от перестройки резонаторов при $\beta_{12} = 0,2$ и $\beta_{23} = 0,025$ в трех случаях перестройки частоты резонаторов:

1 — только третьего (расчет по формулам (5.70), — (5.71)); 2 — первого и третьего; 3 — третьего и второго.



остается такой же, как при перестройке третьего и первого резонаторов, поэтому перестройка третьего и второго резонаторов нецелесообразна.

Если связь с резонаторами много больше критической, коэффициент стабилизации колебательной системы практически не зависит от потерь в резонаторах и определяется только реактивными параметрами системы. Из уравнения (5.63) получаем

$$K_{ст} = \frac{1}{\partial \eta_3 / \partial \xi_1} = \frac{(\eta_3 - \xi_2)(\eta_3 - \xi_3) + (\eta_3 - \xi_1)(\eta_3 - \xi_3) + (\eta_3 - \xi_1)(\eta_3 - \xi_2)}{(\eta_3 - \xi_2)(\eta_3 - \xi_3) - \beta_{23}^2 \eta_3^2} \cdot \frac{(\beta_{12}^2 + \beta_{23}^2) \eta_3^2 + 2\eta_3 \beta_{23}^2 (\eta_3 - \xi_1) + 2\eta_3 \beta_{12}^2 (\eta_3 - \xi_3)}{(\eta_3 - \xi_2)(\eta_3 - \xi_3) - \beta_{23}^2 \eta_3^2}. \quad (5.70)$$

Если синхронно перестраивать третий и первый резонаторы, то $\eta_3 - \xi_3 = 0$ и коэффициент стабилизации колебательной системы не зависит от частоты, $K_{ст} = 1 + (\beta_{12}/\beta_{23})^2$. При перестройке только третьего резонатора коэффициент стабилизации зависит от частоты. Приближенно эту зависимость при $\xi_1 = \xi_2 = 1$ можно аппроксимировать:

$$K_{ст} \approx K_{ст \max} \left[1 - \left(\frac{2\delta_3}{\beta_{12}} \right)^2 \right]. \quad (5.71)$$

Из этой формулы видно, что коэффициент связи между первым и вторым резонаторами влияет на частотную зависимость коэффициента стабилизации. Так как при малых связях коэффициент стабилизации сильно зависит от частоты, то следует конструировать

систему с возможно бóльшим коэффициентом связи между первым и вторым резонаторами (рис. 5.37).

Рассмотрим все три случая перестройки частоты резонаторов с точки зрения крутизны изменения ее по напряжению отражателя. Величина крутизны обратно пропорциональна нагруженной добротности системы:

$$Q_{\text{нз}} = (\omega_3^c / G_{\Sigma \text{ст}}^{(3)}) (dB_{\Sigma \text{ст}}^{(3)} / d\omega)_{\omega = \omega_3^c}.$$

Сопоставляя зависимости, приведенные на рис. 5.36 и 5.37, а также учитывая, что крутизна реактивной составляющей проводимости пропорциональна коэффициенту стабилизации, видим, что крутизна изменения частоты по напряжению отражателя постоянна по диапазону перестройки при синхронной перестройке первого и третьего резонаторов и возрастает с увеличением расстройки в остальных случаях. Следовательно, целесообразнее всего перестраивать первый и третий резонаторы. Выбрав соответствующим образом параметры системы, можно ограничиться перестройкой только третьего (высокодобротного) резонатора. Все полученные результаты справедливы и в том случае, когда в качестве третьего (стабилизирующего) используется охлаждаемый резонатор.

С помощью перестраиваемого сверхпроводящего резонатора был создан сверхстабильный СВЧ генератор на отражательном клистроне с перестройкой частоты в пределах 20—40 МГц и относительной нестабильностью частоты порядка 10^{-9} за 1 ч [35]. Для получения стабильных колебаний на ряде фиксированных частот используется также монотронный генератор [172]. При возбуждении сверхпроводящего резонатора достигнуты стабильные колебания на частотах 2,97; 4,956 и 6,817 ГГц (типы колебаний E_{010} , E_{011} , E_{020}) [171].

Систему фазовой автоподстройки частоты со сверхпроводящим резонатором (см. рис. 5.14) можно использовать для создания высокостабильного перестраиваемого СВЧ генератора. Рассмотрим такую систему, в которой в цепь обратной связи усилителя СВЧ с переносом усиления на промежуточную частоту включен перестраиваемый сверхпроводящий резонатор. Пусть в результате перестройки резонансное значение частоты резонатора изменяется на величину $\Delta\omega_p$. Тогда изменяется также значение промежуточной частоты Ω : $\Omega' = \omega_p + \Delta\omega_p - \omega_r = \Omega + \Delta\omega_p$. Сигнал с частотой Ω' поступает на фазовый детектор, где сравнивается с сигналом от опорного генератора промежуточной частоты Ω . Полученный в результате сравнения сигнал ошибки подается на отражатель клистрона и изменяет его частоту так, чтобы $\Omega' = \Omega$, т. е. $\omega_p + \Delta\omega_p - \omega_r = \Omega$ или $\omega_r = \omega_p + \Delta\omega_p$. Таким образом, происходит перестройка частоты перестраиваемого СВЧ генератора. Стабильность полученного значения частоты высока, так как в течение всего этого процесса продолжает работать система фазовой автоподстройки. Диапазон перестройки без подстройки клистронного генератора зависит от амплитудных и фазовых условий самовозбуж-

дения в цепи смеситель — УПЧ — модулятор — резонатор — смеситель. Если применить дополнительную механическую подстройку частоты стабилизируемого генератора, то диапазон перестройки ограничится только диапазоном перестройки резонатора. В СВЧ генераторе, созданном по описанному принципу (рис. 5.38), достигнуты перестройка частоты на 44 МГц и относи-

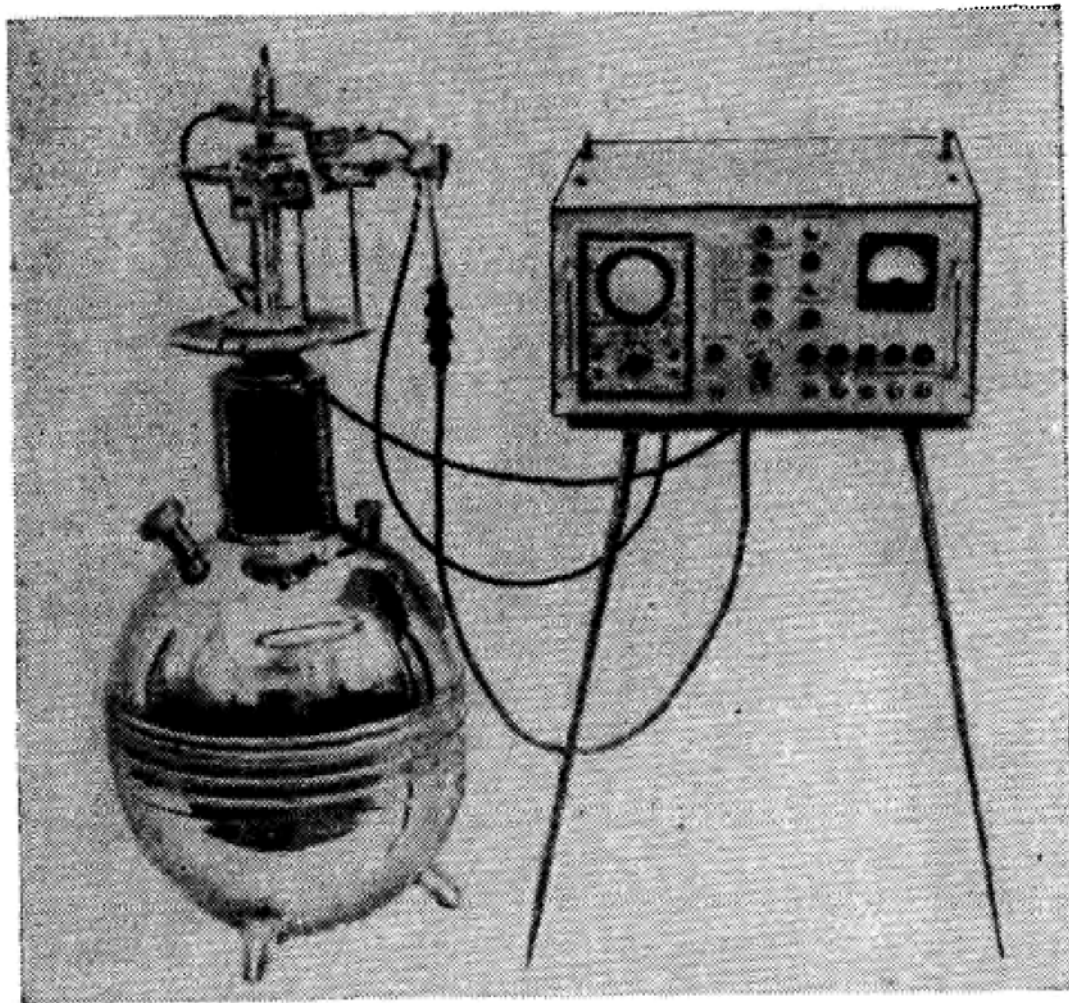


Рис. 5.38. Внешний вид высокостабильного перестраиваемого СВЧ генератора со сверхпроводящим резонатором.

тельная нестабильность частоты порядка 10^{-9} за 1 ч в любой точке диапазона перестройки. Добротность сверхпроводящего резонатора, помещенного в безазотный гелиевый криостат, составляла примерно 10^7 при $T = 4,2$ К. Перестройка частоты без подстройки клистронного источника составляла примерно 12 МГц, при этом стабильность на краях диапазона не ухудшалась.

Все описанные выше генераторы с перестройкой частоты обладают одним существенным недостатком, который связан с использованием в системах стабилизации перестраиваемых резонаторов. Наличие механизма перестройки приводит к ухудшению их эталонности, к плохой повторяемости и затрудняет установку необходимой частоты.

В работе [95] рассмотрен высокостабильный перестраиваемый СВЧ генератор, в системе стабилизации которого используется неперестраиваемый сверхпроводящий резонатор. Отражательный

клизотрон стабилизируется с помощью системы фазовой автоподстройки, в которой в СВЧ усилителе с переносом усиления на промежуточную частоту вместо резонансного включен широкополосный усилитель, а вместо опорного генератора промежуточной частоты — перестраиваемый генератор. Для флуктуаций частот в системе стабилизации (см. рис. 5.14) справедливы соотношения (5.31). При перестройке СВЧ генератора частота возбуждения преобразователя изменяется согласно первому соотношению (5.31) до тех пор, пока выполняются условия самовозбуждения. Если в преобразователе используется широкополосный усилитель радиочастоты, фазовый сдвиг в цепи усиления зависит от времени задержки в нем.

Считаем, что фазовые соотношения в системе определяются только временем задержки широкополосного усилителя и фазовой характеристикой резонатора во всем диапазоне перестройки СВЧ генератора. Фаза в цепи обратной связи $\varphi_{o.c}$ зависит от фазы комплексного коэффициента передачи резонатора. При малой связи с резонатором $\varphi_{o.c} \approx \operatorname{arctg} a$. Предположим, что модуль коэффициента передачи широкополосного усилителя не зависит от частоты во всей полосе пропускания, а фазовый сдвиг линейно зависит от частоты, т. е. $\varphi_{yc} \approx \Omega (\omega_r) \tau_3$, где τ_3 — время задержки усилителя. Обратная связь будет максимальна в том случае, когда частота сигнала, проходящего через резонатор, будет равна резонансной частоте резонатора ω_p , т. е. при $a = 0$. Предположим, что преобразователь при этом возбужден на частоте $\Omega = \Omega_0$. Условие баланса фаз соблюдается благодаря фазовым сдвигам в оставшихся элементах кольца самовозбуждения преобразователя. Если перестроить СВЧ генератор на $\pm \Delta\omega_r$, то частоты $\Omega = \Omega_0$ и $\omega_1 = \omega_p$ изменятся так, что снова будет выполняться условие баланса фаз и $\Delta\varphi_{o.c} = \Delta\varphi_{yc}$, т. е.

$$\operatorname{arctg} [2Q_0\Delta\omega_1/\omega_p] = \Delta\Omega\tau_3; \quad \Delta\omega_1 + \Delta\Omega = \Delta\omega_r. \quad (5.72)$$

Таким образом, при перестройке СВЧ генератора обобщенная расстройка a по модулю увеличивается и знак ее совпадает со знаком $\Delta\omega_r$, если $\omega_1 = \omega_r - \Omega$. При увеличении $|a|$ преобразователь остается возбужденным и генерация происходит до тех пор, пока не нарушается условие баланса амплитуд.

Учитывая соотношения (5.35) и (5.72), записываем

$$\begin{aligned} \Delta\Omega_{\max} &= 2/\tau_3 \operatorname{arctg} |a_{\max}|; \\ \Delta\omega_{r \max} &= \Delta\Omega_{\max} + (2/Q_0)(|a_{\max}| \omega_p). \end{aligned}$$

Если полоса пропускания усилителя больше $\Delta\Omega_{\max}$, то при дальнейшей перестройке генератора и росте фазового сдвига в цепи усиления по закону $\Omega\tau_3$ преобразователь возбуждается на другой частоте (рис. 5.39).

Частотный интервал между максимумами амплитуд соседних возбуждений при $a = 0$ определяется по формуле

$$\Delta\Omega = 2\pi/\tau_3. \quad (5.73)$$

Частота возбуждения преобразователя с максимальными амплитудами ($a = 0$) при перестройке генератора в сторону увеличения или уменьшения его частоты от значения, равного ω_p , записывается в виде $\Omega_n = \Omega_1 + 2\pi n/\tau_3$, $n = 0, 1, 2, \dots$, где Ω_1 — первое возбуждение с максимальной амплитудой, $\Omega_1 \gg \Delta\omega_p$ ($\Delta\omega_p$ — полоса пропускания резонатора). При $\omega_r > \omega_p$ через резонатор проходит нижняя боковая частота ($\omega_r - \Omega$), а при $\omega_r < \omega_p$ — верхняя ($\omega_r + \Omega$). Условие баланса фаз можно записать также в виде $\varphi_{yc} + \varphi_{o.c} \pm \varphi_r = 2\pi n$, где φ_r — фазовый сдвиг, создаваемый изме-

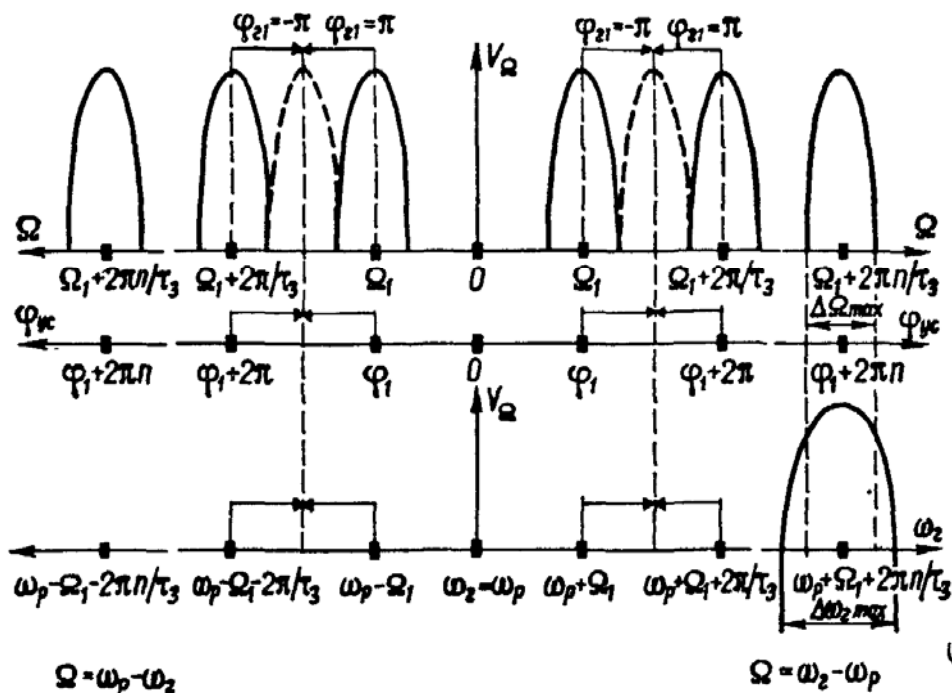


Рис. 5.39. Зоны возбуждения высокостабилизированного перестраиваемого СВЧ генератора со сверхпроводящим резонатором.

нением электрической длины линии передачи СВЧ сигнала от генератора до смесителя или до модулятора. Видно, что фазовый сдвиг в цепи усиления, возникающий при перестройке СВЧ генератора, можно скомпенсировать, изменив фазу φ_r . Это даст возможность добиться работы преобразователя на всех частотах ω_r , на которых частоты его возбуждения будут входить в полосу пропускания широкополосного усилителя.

Частотные интервалы перестройки генератора можно записать в виде $(\omega_p - F) - (\omega_p - \Omega_1)$ и $(\omega_p + \Omega_1) - (\omega_p + F)$ (F — верхняя частота из полосы пропускания усилителя). Если выполняется условие $\tau_3/\tau_p \ll 1$, то на любой из частот происходит процесс переноса флуктуаций частоты СВЧ генератора $\Delta\omega_r$ на промежуточную частоту радиодиапазона. Если сигнал частоты Ω с выхода преобразователя подается на систему сравнения по фазе с частотой эталонного генератора, перестраиваемого в диапазоне $\Omega_1 - F$, то можно произвести фазовую автоподстройку частоты СВЧ генератора в указанных выше частотных интервалах перестройки. Пользуясь первым соотношением (5.31), можно записать выражение для относительных нестабильностей частот подстраиваемого СВЧ и

эталонного генераторов:

$$\delta\omega_r = \left(1 + \frac{\tau_z}{\tau_p}\right) \frac{\Omega_0}{\omega_r} \delta\Omega_0, \quad (5.74)$$

где $\delta\omega_r$ и $\delta\Omega_0$ — относительные нестабильности частот соответственно ω_r и Ω_0 . На практике $\Omega_0/\omega_r \sim 10^{-3} \div 10^{-2}$ при $\tau_p \gg \tau_z$ ($1 + \tau_z/\tau_p \sim 1$). Из выражения (5.74) видно, что относительные флуктуации частоты эталонного генератора переносятся на относительные флуктуации частоты подстраиваемого СВЧ генератора с коэффициентом $(1 + \tau_z/\tau_p) \Omega_0/\omega_r \ll 1$. В качестве эталонного генератора может быть использован перестраиваемый радиочастотный генератор или синтезатор частоты, который обеспечивает сетку кварцованных частот с необходимым интервалом.

Таким образом, автоподстройку частоты СВЧ генератора можно осуществить в диапазоне частот, определяемом примерно удвоенной полосой пропускания широкополосного усилителя. При перестройке частоты СВЧ генератора в сторону уменьшения или увеличения от значения, равного ω_p , в преобразователе возбуждение возникает на радиочастотах, лежащих в полосе пропускания усилителя. Ширина каждой зоны возбуждения ограничена условием баланса амплитуд. Частотный интервал между максимумами амплитуд возбуждения равен изменению частоты Ω , при котором происходит фазовый сдвиг сигнала промежуточной частоты в усилителе на 2π . Изменяя электрическую длину линии передачи от генератора до модулятора или до смесителя, можно смещать зоны возбуждения по частоте и, таким образом, возбуждать преобразователь на любой частоте СВЧ генератора в интервалах его перестройки, определяемых удвоенной полосой пропускания широкополосного усилителя.

Экспериментальная проверка такой системы стабилизации проводилась в 3-см диапазоне [95]. В качестве подстраиваемого генератора использовался отражательный клистрон с выходной мощностью порядка 50 мВт, а широкополосного усилителя — распределенный усилитель УЗ-5 с полосой пропускаемых частот 5 кГц — 150 МГц, коэффициентом усиления 56 дБ и временем задержки не более $7 \cdot 10^{-8}$ с (частотный интервал $\Delta\Omega$ между максимумами возбуждения преобразователя в этом случае, согласно (5.73), должен быть равен $2\pi/\tau_z \simeq 89,7 \cdot 10^6$ рад/с или $\Delta\Omega/2\pi \simeq 14$ МГц). Опорным перестраиваемым генератором служил синтезатор частоты Ч1-51, частота выходного сигнала которого лежит в полосе 0—50 МГц, а относительная нестабильность частоты — порядка 10^{-8} за 1 ч. При механической перестройке частоты клистрона в диапазоне $(\omega_p - 140 \div \omega_p + 140)$ МГц наблюдался ряд зон возбуждения. Частоты возбуждения измерялись с помощью частотомера. Интервал между максимумами амплитуд возбуждения составлял 12—14 МГц, что соответствует значению $\Delta\Omega_1$, вычисленному по формуле (5.73). Установив частоту опорного сиг-

нала, подаваемого на фазовый детектор, равной одной из частот в какой-нибудь зоне возбуждения преобразователя, и включив систему в режим АПЧ, можно было осуществить фазовую автоподстройку частоты клистрона в диапазоне, определяемом удвоенным диапазоном рабочих частот синтезатора Ч1-51.

При экспериментальном исследовании схема проверялась как с обычным, так и со сверхпроводящим резонатором. Нагруженная добротность обычного резонатора составляла примерно 10^4 , а сверхпроводящего при $T = 4,2$ К — примерно 10^7 . При малых частотах Ω через резонатор проходил также сигнал с частотой генератора ω_r , вызывавший возбуждение преобразователя. В связи с этим из диапазона перестройки клистрона, в котором происходила его автоподстройка, исключался интервал частот, лежащих вблизи частоты ω_r . У обычного резонатора он был равен ± 5 МГц, а у сверхпроводящего составлял величину порядка единиц килогерц.

8. СРАВНИТЕЛЬНАЯ ОЦЕНКА МЕТОДОВ СТАБИЛИЗАЦИИ ЧАСТОТЫ С ПОМОЩЬЮ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ И ОХЛАЖДАЕМЫХ РЕЗОНАТОРОВ

В зависимости от назначения генератора основная задача при создании систем стабилизации может состоять или в сведении к минимуму величин мгновенных уходов частоты, или в сохранении неизменным среднего значения частоты, или и в том и другом. Поэтому при выборе схемы необходимо оценить, какой вид стабилизации она может обеспечить и на какие параметры этой схемы следует воздействовать, чтобы достичь высокой степени требуемого вида стабилизации. Для строгой количественной оценки параметров конкретной схемы необходимы расчеты с разбором возможного в том или ином случае влияния дестабилизирующих факторов. Однако эти расчеты весьма громоздки, поэтому проведем оценку, исходя из общих соображений.

Под стабилизацией среднего значения частоты генератора будем понимать сведение к минимуму относительного интегрального ухода частоты $\Delta\omega/\omega$: $\Delta\omega/\omega = \int_0^t \delta\omega d\tau/\omega t$, где $\delta\omega$ — мгновенное отклонение частоты от начального ее значения; t — интервал наблюдения. Очевидно, что при таком определении не учитываются все кратковременные отклонения частоты от среднего значения, суммарная величина которых близка к нулю. Относительный интегральный уход частоты определяется по существу медленным дрейфом частоты генератора, происходящим вследствие изменений температуры радиоустройства, давления окружающей среды, дрейфа напряжений источников питания и т. п. Изменение характеристик систем автоподстройки при «быстрых» уходах частоты обусловлено динамическими свойствами таких систем. В силу инерционности отдельных элементов (дискриминатора, усилителя промежуточной частоты, фазового детектора) передаточная

функция системы зависит от частоты, а фазовый набег увеличивается с увеличением частоты паразитной модуляции. Коэффициент стабилизации с увеличением частоты уменьшается.

Отмеченные свойства определяют область применения автоподстройки в тех случаях, когда требуется высокая стабильность частоты генератора при не очень высоких частотах паразитной модуляции, а ограниченный по времени медленный уход частоты допустим. Спектральная плотность частотных флуктуаций стабилизированного генератора $W_{\omega}(\Omega_M)$ в системе частотной автоподстройки может быть записана в виде [19]

$$W_{\omega}(\Omega_M) = \frac{W_{\omega}^0(\Omega_M)}{K_{\text{ст}}^2(\Omega_M)} + W_{\text{сх}}(\Omega_M), \quad (5.75)$$

где $W_{\omega}^0(\Omega_M)$ — спектральная плотность частотных флуктуаций нестабилизированного генератора; $W_{\text{сх}}(\Omega_M)$ — спектральная плотность частотных флуктуаций, обусловленных шумами системы стабилизации; Ω_M — частота паразитной модуляции. Из этой формулы видно, что частотные флуктуации уменьшаются в $K_{\text{ст}}^2$ раз, однако, как отмечалось выше, с ростом Ω_M коэффициент стабилизации уменьшается и соответственно растет $W_{\omega}(\Omega_M)$.

Система фазовой автоподстройки астатическая по отношению к изменениям частоты генератора и обеспечивает очень высокий коэффициент стабилизации «медленных» уходов частоты подстраиваемого генератора, ограничиваемый практически лишь стабильностью опорного генератора. Фазовый набег, как и в системе частотной автоподстройки, с ростом частоты флуктуаций приводит к уменьшению коэффициента стабилизации. Выражение спектральной плотности частотных флуктуаций аналогично (5.75).

С помощью систем стабилизации частоты методом затягивания также можно достичь значительных коэффициентов стабилизации, а следовательно, и высокой степени подавления частотных флуктуаций. Обратная связь в системах стабилизации осуществляется внешним объемным резонатором по высокой частоте, поэтому они практически безынерционны, т. е. в данном случае степень подавления частотных флуктуаций не зависит от частоты модуляции и в равной степени уменьшаются медленные и быстрые изменения частоты. Медленные изменения частоты в таких системах в основном обусловлены эталонностью и добротностью внешнего стабилизирующего резонатора. Степень подавления быстрых изменений частоты может быть оценена, исходя из характера установления колебаний в системе.

В работе [28] рассмотрен характер установления колебаний в генераторе, в котором энергия в полезную нагрузку выводится из сверхвысокодобротного стабилизирующего резонатора, и в генераторе, в котором она выводится из низкодобротной части системы. В схеме, приведенной на рис. 5.40, сверхвысокодобротный резонатор L_2, C_2, R_2 связан сопротивлением Z_{12} с низкодобротной час-

тью генератора, состоящей из пассивных и активных элементов. У генераторов первого типа полезная нагрузка входит в R_2 . Для рассмотрения генераторов второго типа в схеме введено специальное активное сопротивление полезной нагрузки R_1 . В стационарном режиме колебаний генераторов энергия поступает от источника переменного напряжения V (низкодобротной части генератора без R_1) в сверхвысокоселективный резонатор L_2, C_2, R_2 . Поскольку в этом резонаторе благодаря высокой добротности запасается основная часть энергии электромагнитных колебаний системы, частота генерируемых колебаний близка к частоте собственных колебаний резонатора, но не обязательно точно совпадает с ней, так как реактивные элементы есть и в низкодобротной части генератора (источником реактивной энергии может быть и электронный механизм). Существенно, что стационарный режим генератора одночастотный. Благодаря нелинейным элементам в источнике переменного напряжения V колебания других частот, не равных ω_0 , подавляются до шумового уровня.

Иная картина наблюдается в нестационарном режиме. Этот режим нередко многочастотен. Предположим, что на генератор в течение малого интервала времени воздействует флуктуационная помеха. Для того чтобы сигнал этой помехи сказался на выходном сигнале генератора, необходимо, чтобы время, в течение которого он действовал, было хотя бы сравнимо с постоянной времени системы. У источников первого типа постоянная времени системы в основном определяется временем установления колебаний в резонаторе, которое может быть весьма большим (например, в случае использования сверхпроводящего резонатора — от единиц миллисекунд до десятых долей секунды). При использовании генераторов второго типа время, необходимое для того, чтобы сигнал флуктуационной помехи проявился на выходе системы, зависит в большой степени от постоянной времени низкодобротной части системы, которая очень мала.

Таким образом, с точки зрения обеспечения кратковременной неустойчивости использование генераторов, стабилизированных с помощью внешнего резонатора, из которого отбирается энергия, наиболее целесообразно. Высокие кратковременные стабильности сигналов, если сигнал в нагрузку поступает из резонатора, могут быть достигнуты также при помощи систем стабилизации с фазовой автоподстройкой частоты, в которых применяется СВЧ усилитель с переносом усиления на промежуточную частоту и со сверхпроводящим резонатором в цепи обратной связи.

С точки зрения получения максимальной мощности и уменьшения потерь мощности на стабилизацию предпочтительнее

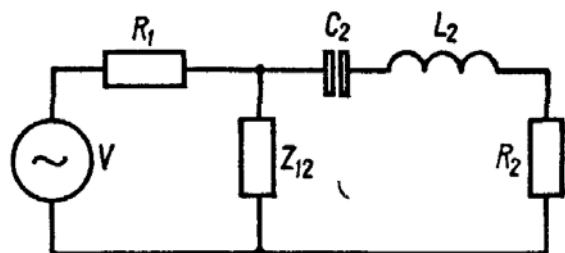


Рис. 5.40. Обобщенная эквивалентная схема генератора второй или третьей группы, стабилизированного сверхдобротным резонатором L_2, C_2, R_2 .

применение систем автоподстройки частоты. Дискриминаторы в системах частотной автоподстройки и СВЧ усилители в системах фазовой автоподстройки могут работать с малыми уровнями сигналов благодаря усилителям промежуточной частоты, коэффициент усиления которых может быть очень большим. В этих системах соответственно малы потери мощности на стабилизацию и основная мощность стабильных колебаний может быть выведена в полезную нагрузку.

Наиболее простым способом повышения стабильности СВЧ сигналов является стабилизация частоты ЛБВ с помощью сверхпроводящего резонатора. Однако стабильность частоты ЛБВ генератора весьма существенно зависит от стабильности питающих напряжений. Кроме того, сигнал на выходе делится на две части, одна из которых поступает в цепь обратной связи, а другая — в полезную нагрузку. Поэтому флуктуации частоты, возникающие в ЛБВ в полосе пропускания резонатора, отрабатываются системой стабилизации (т. е. уменьшаются в $K_{ст}$ раз). Флуктуации частоты вне полосы пропускания не уменьшаются и попадают в нагрузку. При поступлении сигнала непосредственно из сверхпроводящего резонатора ЛБВ может обеспечить хорошие спектральные характеристики его и высокую длительную стабильность частоты.

Лучших показателей по стабильности и чистоте спектральных характеристик получаемых сигналов можно достичь при помощи системы стабилизации методом затягивания с включением резонатора на проход. Максимальная выходная мощность в этом случае ограничивается предельно допустимыми напряженностями электромагнитных полей на стенках сверхпроводящего резонатора, максимальные амплитуды которых существенно зависят от добротности, мощности поступающих колебаний, качества поверхности резонатора, материала и других факторов. В работе [68] оценена предельная мощность, которую можно вводить в сверхпроводящий резонатор, не разрушая состояния сверхпроводимости. При $Q_n \sim 10^9$ она равна приблизительно 30 мВт, т. е. при тех добротностях, которыми обладают сверхпроводящие резонаторы на практике, предельная мощность, не разрушающая состояние сверхпроводимости, составляет несколько десятков милливатт.

Для перестройки частоты пригодны, как отмечалось выше, практически все системы стабилизации со сверхпроводящими и охлаждаемыми резонаторами. Полностью использовать высокую добротность и эталонные качества резонатора при весьма большом диапазоне перестройки частоты стабилизируемого источника СВЧ колебаний позволяет система фазовой автоподстройки с широкополосным усилителем и перестраиваемым опорным низкочастотным генератором. Наилучшими характеристиками обладают трехконтурная система стабилизации и система с фазовой автоподстройкой. Однако эталонные качества используемого в этих системах перестраиваемого резонатора из-за механизма перестройки ниже эталонных качеств неперестраиваемого резонатора.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТЕЙ ПРИМЕНЕНИЯ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ И ОХЛАЖДАЕМЫХ РЕЗОНАНСНЫХ СИСТЕМ В НАУКЕ И ТЕХНИКЕ

1. ОХЛАЖДАЕМЫЕ ПРЕСЕЛЕКТОРЫ В РАДИОПРИЕМНЫХ УСТРОЙСТВАХ

К важным задачам в области разработки приемной аппаратуры следует отнести увеличение чувствительности приемных устройств и улучшение их помехозащищенности.

Малошумящие СВЧ усилители (квантовые, параметрические, усилители на ЛБВ и туннельных диодах), получившие в последнее время широкое распространение, позволили резко уменьшить шумы приемных устройств. В ряде случаев чувствительность в целом ограничивается уже не шумами самого усилителя, а шумовыми параметрами входных цепей. Поэтому требования к шумовым характеристикам входного тракта существенно повысились [79].

Коэффициент шума, связанный с наличием входного фильтра — преселектора, который в большинстве случаев является неотъемлемой частью входного устройства, определяется по формуле

$$K_{ш. пр} = 1 + T/T_0 (P_{вх}/P_{вых} - 1), \quad (6.1)$$

где $T_0 = 293$ К — стандартная температура; $P_{вх}$ и $P_{вых}$ — соответственно входная и выходная мощности. Нетрудно видеть, что улучшение шумовых характеристик может быть достигнуто путем понижения физической температуры преселектора и уменьшения потерь в нем. Анализ соотношения (6.1) и приведенных на рис. 6.1 кривых показывает, что по мере уменьшения температуры чувствительность приемной системы возрастает (даже без учета увеличения проводимости за счет понижения температуры), при охлаждении до температур жидкого азота она составляет 7 дБ, до температур жидкого гелия — 17 дБ.

К преселекторам СВЧ приемников предъявляются особые требования. Чтобы оградить нелинейный входной элемент от попадания мешающих сигналов, необходимы не только низкая шумовая температура входного устройства, но и его высокие селективные свойства. Поэтому в СВЧ диапазоне обычно применяют многорезонаторные входные фильтры. Шумы СВЧ фильтра зависят только от температуры и к. п. д. каждого резонатора, так как они носят тепловой характер. Шумовая температура многозвенного

фильтра, состоящего из n резонаторов, определяется по формуле

$$T_{ш} = T_0 \left[2 \sum_{r=1}^n \frac{Q_{nr}}{Q_{0r}} + C \left(1 + 2 \sum_{r=1}^n \frac{Q_{nr}}{Q_{0r}} \right) \right],$$

где Q_{0r} и Q_{nr} — соответственно собственная и нагруженная добротности r -го резонатора; C — параметр, зависящий от конструктивных особенностей системы. Однако во многих случаях работоспособность приемной аппаратуры зависит не только от шумовой температуры. Например, при больших помехах на первое место выступают селективные свойства входных цепей. Обычно в связанных приемниках улучшения избирательности достигают путем сужения полосы пропускания по промежуточной частоте при помощи кварцевого фильтра с фиксированной частотой настройки [75]. Но этот метод не эффективен при сильных помехах, которые близки по частоте к полезному сигналу и создают продукты перекрестной и взаимной модуляции высших порядков в каскадах УВЧ и смесителе.

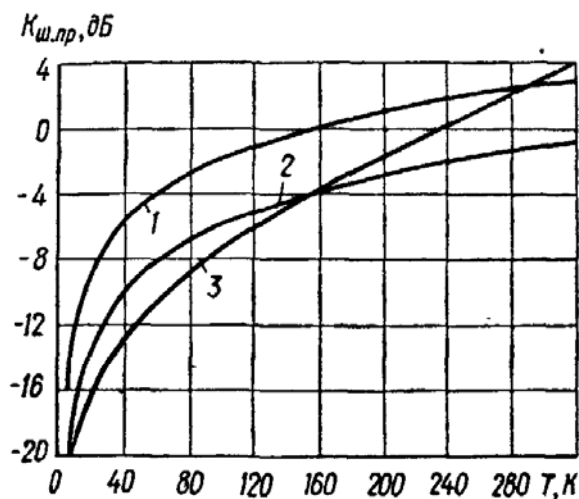


Рис. 6.1. Зависимость коэффициента шума приемной системы от температуры входного устройства: 1, 2 — при потерях в тракте между облучателем антенны и усилителем соответственно 3 и 1 дБ, 3 — при учете уменьшения сопротивления входного устройства с понижением температуры.

В условиях возрастающей плотности загрузки коротковолнового диапазона главным фактором, определяющим качество приема, является степень подавления радиопомех. Достижение достаточно высоких степеней подавления радиопомех представляется возможным при помощи преселектора с заданными параметрами. Обычные (не низкотемпературные) методы не позволяют удовлетворить требованиям, которые предъявляются к связной аппаратуре. Известно, например, что при работе в телеграфном режиме полоса пропускания приемного устройства порядка 500 Гц достаточна; если заданную селекцию должен обеспечивать преселектор, то его добротность будет составлять величину порядка нескольких десятков тысяч. Такую добротность могут обеспечить на фиксированной частоте электромеханические колебательные системы, но перестройка частоты, необходимая при использовании их в качестве преселекторов, невозможна. Сверхпроводящие резонансные системы позволяют решить эту задачу.

В ряде работ освещены вопросы исследования практического применения сверхпроводящих резонансных систем с сосредоточенными параметрами в качестве преселекторов коротковолновых приемников, а также в качестве узкополосных фильтров [5, 8—10, 162, 206, 294, 305]. В работе [206] приведены результаты ис-

следований добротности контура, состоящего из замкнутой накоротко катушки, выполненной методом осаждения соединения Nb_3Sn из газовой фазы. Материал, полученный осаждением исходных веществ из газовой фазы, обладает лучшими характеристиками, чем материал, полученный при диффузии олова в ниобий, хотя в последнем случае принимались дополнительные меры по удалению с поверхности непрореагировавшего олова. Мощность выводилась и вводилась посредством индуктивных петель, которые для изменения связи можно было втягивать в экранирующие свинцо-

Т а б л и ц а 6.1

Материал образца	Экран	Собственная добротность		
		$T = 293 \text{ К}$	$T = 77,8 \text{ К}$	$T = 4,2 \text{ К}$
Свинец	Латунь, покрытая свинцом	40	120	23 000
»	Ниобий	40	120	300 000
Ниобий	Латунь, покрытая свинцом	20	90	56 000
»	Ниобий	20	90	500 000

вые трубки. Вся катушка помещалась в экран, покрытый слоем свинца. Собственная добротность измерялась на частоте 26,8 МГц при температурах 290; 4,2; 2,1 и 1,8 К и составляла соответственно 35; $3,7 \cdot 10^6$; $4,2 \cdot 10^6$; $4,2 \cdot 10^6$.

Полученные результаты показывают, что свойства самого материала не являются причиной ограничения роста добротности, поскольку при температурах ниже 4,2 К не наблюдается значительное увеличение добротности. Измеренный тангенс угла диэлектрических потерь тефлона на частоте 11 МГц (порядка 10^{-5}) подтверждает целесообразность использования этого материала в качестве диэлектрика в подобных устройствах. Другой важный вывод, вытекающий из результатов, приведенных в работе [206], состоит в том, что контур из Nb_3Sn может работать при относительно высоком уровне входной мощности. При температуре 4,2 К не наблюдалось эффектов, приводящих к снижению собственной добротности на уровне входной мощности вплоть до 25 мВт и нагруженной добротности $9,06 \cdot 10^5$.

Исследования, проведенные на образцах из ниобия и свинца, показали, что на радиочастотах простыми средствами могут быть получены добротности порядка 10^6 [8—10]. При исследовании образцов колебательных контуров из ниобия и свинца на частоте 10 МГц [10] контуры связывались с генератором сигналов и с измерительной аппаратурой емкостным зондом из ниобиевой проволоки, который для изменения связи мог перемещаться. Для ликвидации потерь на излучение были применены два типа экранов с плотно пригнанными крышками. Экраны изготовлялись из латуни, покрытой с помощью гальванического способа свинцом, или ниобия. Результаты измерений собственной добротности

приведены в табл. 6.1. Как видно, максимальная добротность достигается в том случае, когда все элементы контура, в том числе и экран, выполнены из ниобия. В работе [8] классифицированы виды потерь и влияние каждого из них на величину добротности контуров, выполненных из ниобия. Каркас был изготовлен из тефлона. На частоте 10 МГц при температуре 4,2 К достигнута добротность $1,2 \cdot 10^6$. Дальнейшему ее увеличению препятствует [8] магнитное поле Земли.

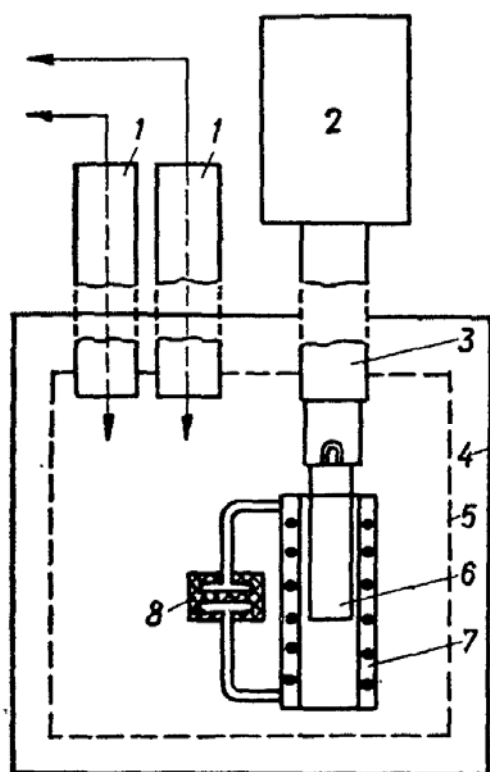


Рис. 6.2. Схема контура, перестраиваемого при помощи введения в катушку индуктивности сверхпроводящего сердечника:

1 — коаксиальные линии связи; 2, 3 — механизм перемещения сверхпроводящего сердечника; 4 — криостат; 5 — сверхпроводящий экран; 6 — сверхпроводящий сердечник; 7, 8 — соответственно катушка индуктивности и конденсатор [5].

методы [294, 305]. Емкость изменяется при помощи конденсатора с емкостным током, а индуктивность перестраивается при помощи введения в полость катушки сверхпроводящего сердечника (рис. 6.2), в который поле из-за эффекта Мейсснера практически не проникает; можно использовать также вариометрические методы.

При комбинированной перестройке одновременно изменяют емкость и индуктивность. Конденсатор контура в устройствах такого типа (рис. 6.3) образован из двух коаксиальных цилиндров C_1 и C_2 , а катушка индуктивности, имеющая общую ось с конденсатором, состоит из двух коаксиальных соленоидов L_1 и L_2 , включенных последовательно. Перестройка осуществляется при перемещении цилиндра C_2 по вертикали. Когда цилиндр C_2 находится в положе-

1,2 · 10⁶. Дальнейшему ее увеличению препятствует [8] магнитное поле Земли.

В работе [9] рассмотрено влияние температурных зависимостей диэлектрической проницаемости жидкого гелия и глубины проникновения поля в сверхпроводник на стабильность резонансной частоты. Установлено, что соотношение, связывающее мнимую часть поверхностного импеданса с резонансной частотой, у колебательного контура сложнее, чем у объемных резонаторов. Точный учет температурной зависимости диэлектрической проницаемости жидкого гелия также затруднителен. В исследуемом контуре при понижении температуры от 4,2 до 1,8 К резонансная частота изменялась на 0,01%, следовательно, для достижения высокой стабильности ее необходима высокая стабильность температуры ванны.

Важным вопросом при разработке сверхпроводящих преселекторов является перестройка их частоты. Частоту можно перестраивать, изменяя емкость или индуктивность контура. Для получения высокого коэффициента перекрытия используют комбинированные

нии, показанном на рисунке, емкость и индуктивность максимальны, а когда он вдвигается в зазор между L_1 и L_2 , емкость и индуктивность уменьшаются и резонансная частота растет. Индуктивность может изменяться весьма значительно, поскольку C_2 действует как сильносвязанный короткозамкнутый виток без потерь. Этот виток можно рассматривать как вторичную обмотку трансформатора, первичной обмоткой которого служит катушка индуктивности. Эффективная индуктивность первичной обмотки уменьшается в $(1 - K)^{-2}$ раз (K — коэффициент связи между первичной и вторичной обмотками). Если цилиндр C_2 вдвигается полностью, то при малом зазоре между соленоидами коэффициент связи близок к еди-

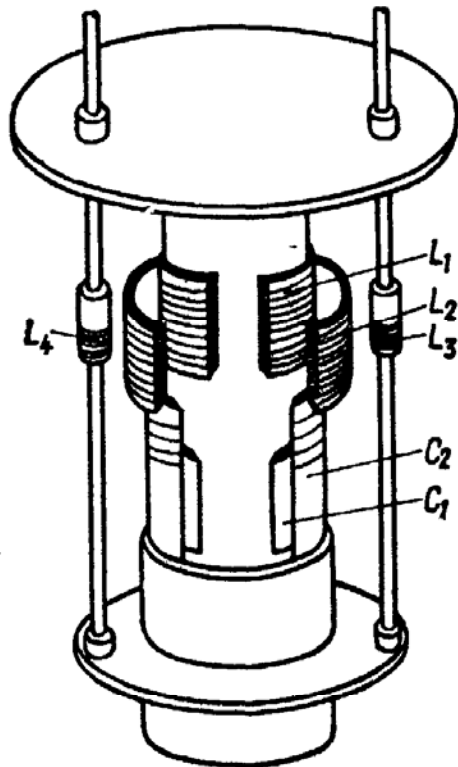


Рис. 6.3. Схема сверхпроводящего перестраиваемого резонансного контура с высоким коэффициентом перекрытия [294].

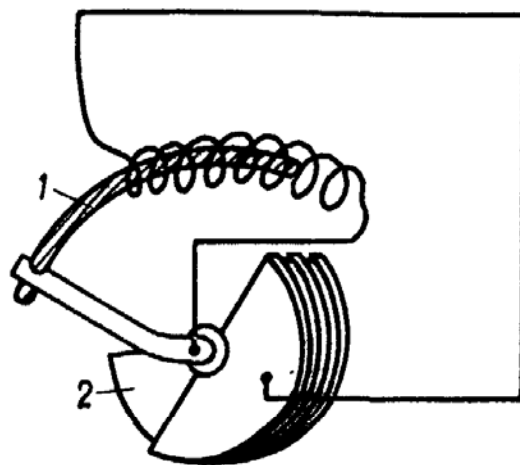


Рис. 6.4. Схема перестраиваемого резонансного контура [305]:

1 — сверхпроводящий сердечник;
2 — конденсатор переменной емкости.

нице и индуктивность значительно изменяется: $L_{\max} = n^2 r^2 \times 10^{-6} / (9r + 10h)$, где n — полное число витков катушек L_1 и L_2 ; r , h — соответственно средний радиус и высота катушек индуктивности. Минимальная индуктивность определяется по формуле $L_{\min} = L_{\max} (0,9 + h/r) \Delta/h$, где Δ — зазор между катушками L_1 и L_2 , $\Delta \ll h$. Таким образом, коэффициент перестройки по индуктивности можно записать в виде $K_L = h / (0,9 + h/r) \Delta$.

На верхних частотах проводящий цилиндр, находясь вблизи катушек индуктивности, вносит в контур значительную распределенную емкость. Во избежание этого верхняя часть цилиндра C_2 выполнена из сверхпроводящих колец, изолированных друг от друга. В таком резонансном контуре при соответствующем подборе коэффициентов перестройки индуктивности и емкости можно добиться, чтобы входное и выходное сопротивления сохранялись относительно постоянными во всем диапазоне перестройки, и потери из-за расогласования будут сведены к минимуму. Связь осуществляется

посредством катушек связи L_3 и L_4 и может регулироваться с помощью перемещения их. Диапазон перестройки составлял 1,3—23 МГц, перекрытие по частоте — 1 : 17, добротность при малых коэффициентах связи — примерно 10^5 . Для одновременной перестройки емкости и индуктивности могут быть использованы и другие кинематические системы (см., например, рис. 6.4).

Наиболее полно параметры реально работающей конструкции сверхпроводящего преселектора коротковолнового приемника исследованы в работе [162]. При разработке конструкции контура особое внимание обращалось на выполнение таких эксплуатационных требований, как стабильность, диапазон перестройки, точность повторной установки частоты, регулировка полосы пропускания и допустимая мощность входного сигнала.

Высокая механическая жесткость конструкции, а следовательно, и стабильность параметров были достигнуты при некотором уменьшении величины собственной добротности за счет увеличения общего объема опорных диэлектрических деталей, используемых для более жесткого крепления элементов контура. В качестве диэлектрика использован тефлон, а сверхпроводника — сплав свинца с оловом (до 80% олова). По частоте контур плавно перестраивался с помощью конденсатора переменной емкости. Диапазон перекрытия составлял 6,3—21 МГц. Индуктивная связь контура с источником сигнала и нагрузкой осуществлялась при помощи петель связи, расположенных коаксиально внутри катушек индуктивности. Полоса пропускания регулировалась изменением коэффициента связи. Диапазон регулировки полосы пропускания составил 60 Гц — 50 кГц. Механизм замедления в приводе управления конденсатором настройки давал возможность достаточно точно устанавливать частоту.

При экспериментальном исследовании преселектора получены следующие результаты. Нагруженная добротность, в зависимости от резонансной частоты и полосы пропускания контура, изменялась от 350 до $6 \cdot 10^5$. Максимальное отклонение частоты от номинального значения 6,4 МГц составило 15 Гц за 45 мин при полосе пропускания 600 Гц, что соответствует относительному отклонению $\pm 3\%$ от всей полосы пропускания, и менее $2,5 \cdot 10^{-6}$ от центральной частоты. Стабильность амплитуды сигнала, модулированного прямоугольным напряжением, на резонансной частоте 19,3 МГц была выше $\pm 0,2$ дБ в течение 30 мин интервала наблюдения после исходной установки всех измеряемых величин. Вносимые из внешней цепи потери на любой центральной частоте в указанном диапазоне составляли не более 1,1 и 0,3 дБ при полосе пропускания соответственно 500 Гц и 16 кГц.

В реальных условиях преселектор испытывался вместе с коротковолновым связным приемником. Установлено, что сверхпроводящий преселектор обеспечивает дополнительное подавление помех взаимной модуляции на 40 дБ и улучшение характеристик радиолинии с частотной модуляцией (23 дБ по мощности).

2. ВЫСОКОЧУВСТВИТЕЛЬНОЕ ДЕТЕКТИРОВАНИЕ ЧАСТОТНО-МОДУЛИРОВАННОГО СИГНАЛА

Для решения ряда физических и технических задач необходимы высокочувствительные детекторы частотно-модулированного сигнала (ЧМ), работающие как в радио-, так и в СВЧ диапазоне. Измерение, например, спектральных характеристик генераторов с высокой чистотой спектра невозможно без высокочувствительного ЧМ детектирования.

Частотные и фазовые флуктуации в радиодиапазоне исследованы достаточно хорошо. Приборы, при помощи которых с необходимой точностью определяются эти характеристики, выпускаются серийно [13, 113]. Однако достаточно надежных измерительных схем для уверенного выявления частотных и фазовых флуктуаций при относительной ширине спектра порядка $10^{-7} - 10^{-10}$ в СВЧ диапазоне практически нет. Поэтому вопрос о построении высокочувствительных ЧМ детекторов для СВЧ диапазона приобретает особую важность.

Высокочувствительные ЧМ детекторы могут быть выполнены с помощью сверхпроводящих резонаторов, так как благодаря их высокой добротности можно достичь высокой крутизны преобразования $\partial V / \partial f$ [47]. Чем ниже уровень измеряемых флуктуаций частоты, тем выше должна быть добротность резонатора в СВЧ дискриминаторе. Для измерения спектральных характеристик генератора, стабилизированного сверхпроводящим резонатором, дискриминатор должен обладать добротностью порядка 10^7 , чтобы обеспечить на выходе достаточное превышение флуктуаций частоты, преобразованных во флуктуации амплитуды, над флуктуациями амплитуды входного сигнала. Дальнейшее увеличение добротности дискриминатора, по-видимому, нецелесообразно, так как оно приводит к сужению диапазона анализируемых частот вследствие возрастания инерционных свойств. Обычно максимальная частота, на которой измеряются флуктуации F_{\max} , не должна превышать $2\Delta f_0 / 10$ ($2\Delta f_0$ — ширина полосы пропускания резонатора) [69, 91]. При $F \leq F_{\max}$ достигается высокая крутизна преобразования дискриминатора, а при $F > F_{\max}$ она уменьшается. В 3-см диапазоне при добротности дискриминатора 10^7 $F_{\max} = 100$ Гц.

В качестве дискриминатора удобно использовать сверхпроводящий резонатор с перестройкой частоты (см. рис. 3.15). В работе [47] экспериментально измерена зависимость крутизны пре-

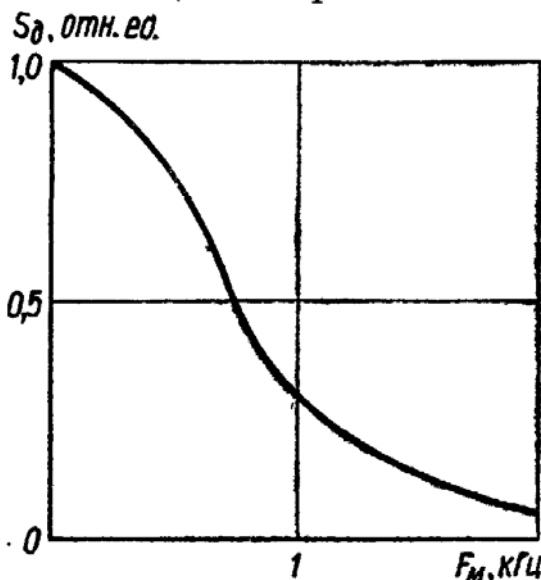


Рис. 6.5. Зависимость крутизны преобразования дискриминатора S_D от частоты модуляции F_M .

образования такого резонатора S_d от частоты модуляции (рис. 6. 5). От высокостабильного генератора на вход дискриминатора подавался частотно-модулированный сигнал, а частота дискриминатора подстраивалась так, чтобы можно было получить максимальную крутизну преобразования. Сигнал на выходе дискриминатора на частоте модуляции 50 Гц, измерившийся анализатором гармоник, был принят за единицу. Изменяя частоту модуляции генератора и поддерживая девиацию его частоты постоянной, измеряли выходной сигнал, пропорциональный крутизне преобразования

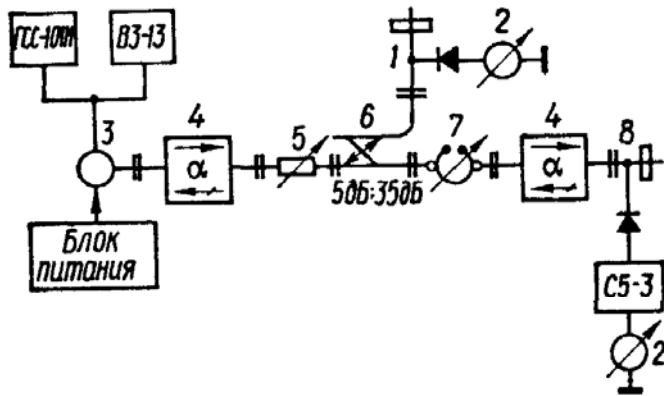


Рис. 6.6. Блок-схема установки для измерения спектральных характеристик высокостабильных СВЧ генераторов:

1, 8 — детекторные секции; 2 — измерительные приборы; 3 — высокостабильный СВЧ генератор; 4 — ферритовые вентили; 5 — переменный аттенюатор; 6 — направленный ответвитель; 7 — перестраиваемый сверхпроводящий резонатор.

дискриминатора. При добротности порядка 10^7 крутизна преобразования уменьшается в два раза при частоте модуляции 800 Гц. При изменении частоты модуляции в пределах 50—100 Гц крутизна преобразования практически постоянна. Описанный частотный дискриминатор был применен для измерения частотных флуктуаций СВЧ генераторов, стабилизированных сверхпроводящими резонаторами (рис. 6.6). Высокочастотная развязка дискриминатора 7 от исследуемого генератора 3 и детекторной головки 8 осуществляется с помощью ферритовых вентилях. Измерительный прибор позволяет индцировать мощность, подводимую к дискриминатору. После детектирования огибающая СВЧ сигнала с выхода дискриминатора подается на анализатор гармоник низких частот со специальной усилительной приставкой. Калибровка анализатора в единицах шумовой девиации частоты ($\text{Гц}/\text{Гц}^{1/2}$) производится в оптимальной точке зоны генерации (т. е. в точке максимума выходной мощности). Шумовая девиация частоты генераторов δf при отстройке на 30; 180 и 1000 Гц от генерируемой частоты колеблется соответственно в следующих пределах: $10^{-2} - 10^{-3}$; $5 \cdot 10^{-4} - 10^{-4}$ и $10^{-4} - 5 \times 10^{-5} \text{ Гц}/\text{Гц}^{1/2}$. Разброс значений δf объясняется как некоторым различием в параметрах исследованных генераторов, так и возможными погрешностями измерений, поскольку измеряемые девиации очень малы. Величина δf уменьшается при отстройке от генерируемой частоты приблизительно пропорционально $1/F^{1,6}$ в полосе 30—200 Гц и $1/F$ в полосе 300—1000 Гц. На частоте пульсаций источников питания накала и отражателя (50 и 100 Гц) шумовая девиация частоты увеличивается в несколько раз (иногда почти на порядок) по сравнению с соседними точками (т. е. при $F = 30; 80; 130 \text{ Гц}$).

Данные измерений шумовой девиации частоты позволили оценить вклад частотных флуктуаций в полный спектр сигнала. Для одной боковой полосы спектра сигнала отношение мощности шума к мощности сигнала (дБ/Гц) определялось по формуле $P_{ш}/P_c = 10 \lg [(\delta f)^2/4F^2]$. Интенсивность частотных флуктуаций уменьшается при отстройке от генерируемой частоты приблизительно пропорционально $1/F^{3,2}$ в полосе 30—200 Гц и $1/F^2$ в полосе 300—1000 Гц. Пределы отношения шум/сигнал в исследован-

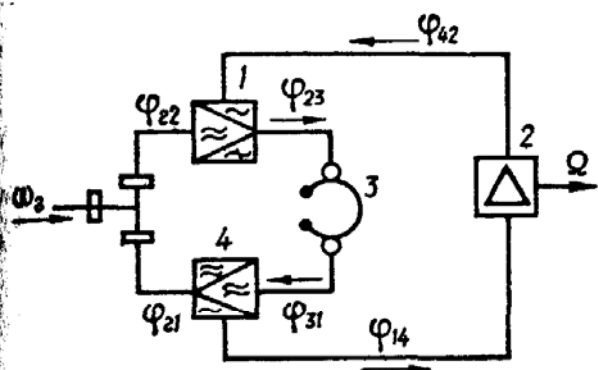


Рис. 6.7. Блок-схема измерителя флуктуаций сверхвысоких частот с коэффициентом преобразования порядка единицы:

1 — амплитудный модулятор; 2 — усилитель радиочастоты; 3 — сверхпроводящий резонатор; 4 — смеситель.

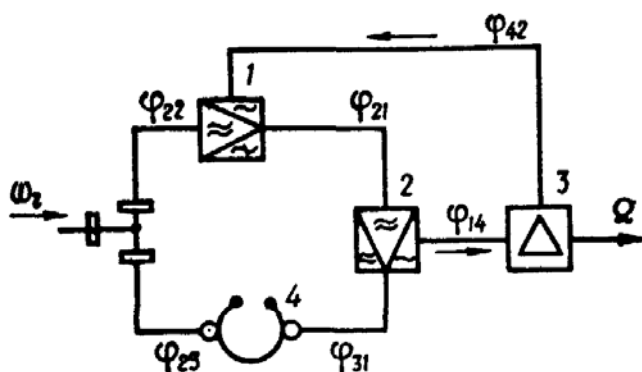


Рис. 6.8. Блок-схема измерителя флуктуаций сверхвысоких частот с коэффициентом преобразования, значительно большим единицы:

1 — однополосный балансный модулятор; 2 — смеситель; 3 — усилитель радиочастоты; 4 — сверхпроводящий резонатор.

ных генераторах при отстройке на 30; 180 и 1000 Гц от генерируемой частоты составляли соответственно от —80 до —90; от —120 до —125 и от —140 до —150 дБ/Гц.

Существует также гетеродинный способ высокочувствительного ЧМ детектирования, основанный на понижении частоты с последующим частотным детектированием в области низких частот. Однако для применения его необходим высокостабильный СВЧ гетеродин, у которого абсолютная нестабильность частоты должна быть значительно ниже измеряемой девиации. В работе [106] описан преобразователь, позволяющий переносить флуктуации частоты из СВЧ диапазона в область радиочастот, без высокостабильного гетеродина. В преобразователе используется высокочастотный сверхпроводящий резонатор (рис. 6.7). В гл. 5 было показано, что такая схема при выполнении определенных фазовых и амплитудных соотношений самовозбуждается, абсолютные флуктуации частоты ω_r переносятся на низкую промежуточную частоту Ω с коэффициентом, определяемым соотношением (5.31). При использовании сверхпроводящего резонатора этот коэффициент близок к единице. Важное преимущество такой системы состоит в том, что диапазон измеряемых флуктуаций может быть гораздо шире полосы пропускания резонатора и зависит от полосы пропускания усилителя промежуточной частоты [95, 111]. На рис. 6.8 изображена блок-схема преобразователя, который дает

возможность переносить флуктуации из области СВЧ в радиодиапазон с коэффициентом, значительно большим единицы [102]. Принцип работы такой системы рассмотрен в гл. 5.

3. ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ ДИЭЛЕКТРИКОВ И ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Охлаждаемые и особенно сверхпроводящие резонансные системы могут быть использованы при изучении свойств полупроводниковых и диэлектрических материалов [163, 276]. При помещении диэлектрика или полупроводника в резонатор изменяется его частота и добротность. Например, если в резонатор вносится образец с относительной диэлектрической проницаемостью $\tilde{\epsilon} = \epsilon' - i\epsilon''$, то смещение его частоты может быть определено по формуле [209]

$$\frac{\omega_0 - \omega_{01}}{\omega_{01}} = \frac{(\epsilon')^2 - \epsilon' + (\epsilon'')^2}{(\epsilon')^2 + (\epsilon'')^2} \frac{\int_{\text{обр}} \epsilon_0 E^2 dV_{\text{обр}}}{\int_{\text{p}} (\epsilon_0 E^2 + \mu_0 H^2) dV_{\text{рез}}},$$

где ω_0 — первоначальная частота резонатора; ω_{01} — частота резонатора после внесения возмущающего тела. Отношение интегралов характеризует меру энергии, запасенную в образце (фактор заполнения). При $\epsilon' \gg \epsilon''$

$$\frac{\omega_0 - \omega_{01}}{\omega_{01}} = \frac{(\epsilon' - 1)}{\epsilon'} G'. \quad (6.2)$$

При известном ϵ' фактор заполнения G' можно измерить, определив разность частот $\omega_0 - \omega_{01}$ и используя соотношение (6.2).

Если величина диэлектрической проницаемости изменяется под воздействием тех или иных факторов, частота резонатора также изменяется. Например, при изменении диэлектрической постоянной от ϵ'_1 к ϵ'_2 изменение резонансной частоты определяется по формуле

$$\frac{\omega_{01} - \omega_{02}}{\omega_{01}} = \frac{\omega_{02}}{\omega_0} \frac{\epsilon'_2 - \epsilon'_1}{\epsilon'_1 \epsilon'_2} G' \approx \frac{\epsilon'_2 - \epsilon'_1}{\epsilon'_1 \epsilon'_2} G'.$$

Мощность, поглощаемая образцом в резонаторе, пропорциональна ϵ'' . С изменением этой величины изменяется величина поглощаемой мощности: $\Delta P_{\text{погл}} = \frac{1}{2} \omega \epsilon_0 \Delta \epsilon'' E^2$. Это в свою очередь приводит к изменению добротности резонатора, измерив которую можно определить величину $\text{tg } \delta$ диэлектрика или полупроводника, помещенного в резонатор: $\text{tg } \delta = \Delta Q / Q_{\text{н1}} Q_{\text{н2}}$, где $\Delta Q = Q_{\text{н1}} - Q_{\text{н2}}$; $Q_{\text{н1}}$ и $Q_{\text{н2}}$ — добротность резонатора соответственно без образца и с образцом.

С помощью сверхпроводящих резонансных систем можно исследовать диэлектрические потери при $\text{tg } \delta \simeq 10^{-9}$ и измерить

дефекты плотности порядка одного дефекта на 10^{10} атомов [211]. Такая высокая чувствительность измерений позволяет использовать сверхпроводящие резонаторы для исследования фотоэффекта в полупроводниках [163, 211]. Перераспределение свободных и связанных носителей между уровнями под действием внешнего электромагнитного излучения приводит к изменению ϵ , которое может быть измерено с помощью сверхпроводящего резонатора.

В работе [211] приведено большое количество экспериментальных данных о влиянии светового излучения на свойства полупроводников, полученных с помощью сверхпроводящего резонатора (рис. 6.9). Его рабочая частота составляла примерно 0,9 ГГц, а добротность без образцов — порядка 10^7 . Исследуемый полупроводник помещался на конце центрального стержня в емкостном зазоре резонатора. В качестве источников света использовались монохроматоры или лазеры. Излучение на образец подавалось с помощью световода. При работе с инфракрасными источниками в качестве световода использовалась трубка из нержавеющей стали. Измерения проводились при температуре 4,2 К и ниже.

Сверхпроводящие резонаторы дают возможность определить время релаксации, а также время жизни свободных носителей и их плотность; расположение уровня Ферми; плотность, глубину и заполнение ловушек; поперечное сечение захвата. Описанным методом были исследованы такие полупроводники, как Si, GaAs, CdS, CdTe, измерены величины $\text{tg } \delta$ жидкого гелия, кремнезема, тефлона. В работе [197] приведены данные исследования таким же методом потерь в NaCl и KCl в диапазоне $40 \text{ МГц} \leq f \leq 1000 \text{ МГц}$ при $1,8 \text{ К} < T < 4,2 \text{ К}$. В качестве резонансной системы использовался сверхпроводящий спиральный резонатор.

Зависимость частоты сверхпроводящего резонатора от свойств материала образца, помещенного в него, и изменение ее при воздействии на этот материал светового излучения можно использовать при создании перестраиваемых высокоселективных фильтров [276]. В работе [277] описан сверхпроводящий резонатор, частота которого изменялась с помощью излучения арсенид-галлиевого лазера. Резонатор (отрезок коаксиального волновода) работал на частоте 870 МГц. На конце центрального стержня помещался образец из кремния, с помощью облучения которого и перестраивалась

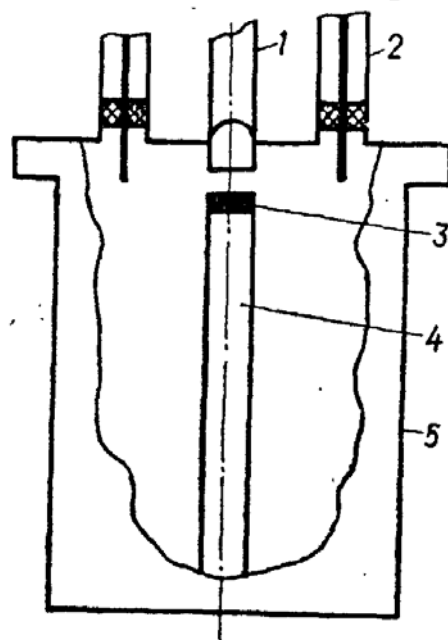


Рис. 6.9. Схема сверхпроводящего резонатора, используемого для исследования полупроводников и диэлектриков:

1 — световод; 2 — линии связи; 3 — исследуемый образец; 4 — центральный стержень; 5 — корпус резонатора.

частота в пределах нескольких сотен килогерц. Нагруженная добротность определялась в основном потерями в полупроводнике и составляла примерно 10^5 .

По указанному принципу могут быть построены детекторы лазерного излучения, позволяющие преобразовывать амплитудно-

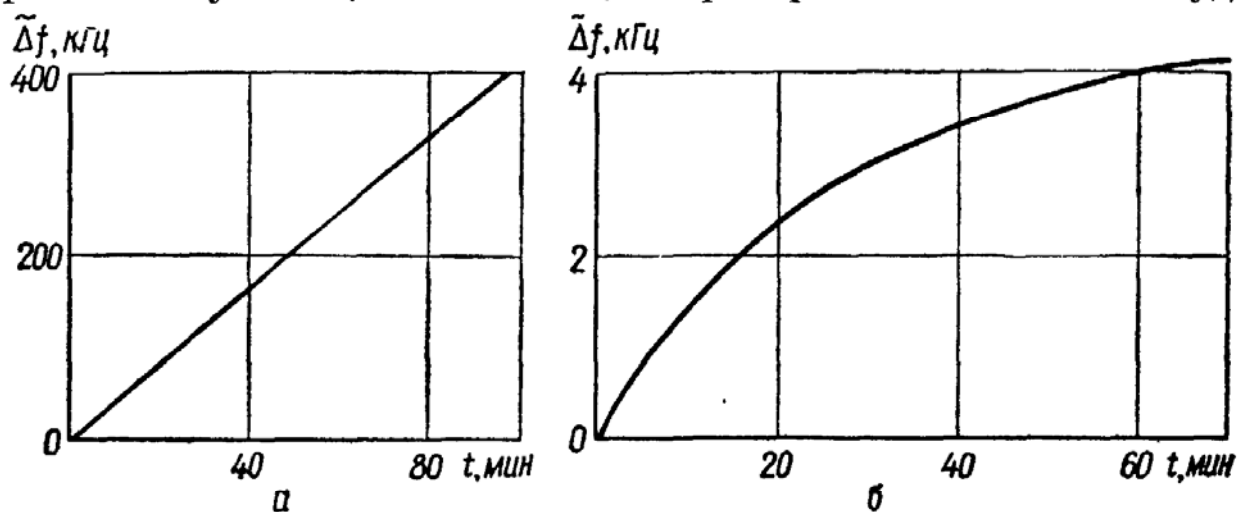


Рис. 6.10. Зависимости резонансной частоты сверхпроводящего резонатора от времени облучения источниками с интенсивностью излучения 1 (а) и 100 (б) мкКи.

модулированный световой сигнал в частотно-модулированный СВЧ сигнал. По-видимому, подбором материала образца, помещаемого в резонатор, можно добиться также осуществления АМ — АМ и ЧМ — ЧМ демодуляции [196].

Подробное исследование полупроводников показало, что их диэлектрическая проницаемость изменяется под действием не

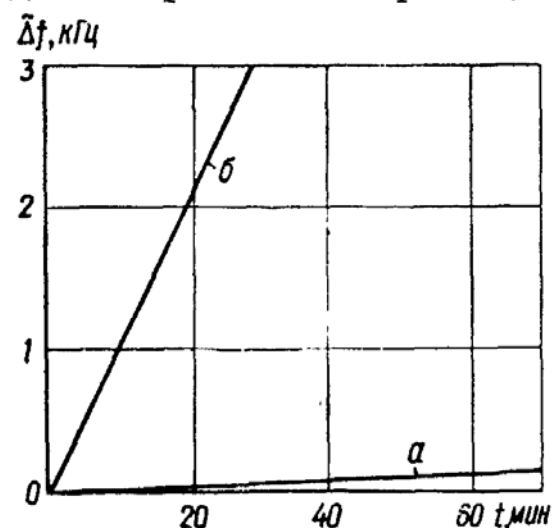


Рис. 6.11. Зависимости резонансной частоты от времени облучения при использовании тефлоновой прокладки (а, б — см. рис. 6.10).

только светового, но и ядерного излучения [160], так как в полупроводнике появляются дополнительные носители тока вследствие ионизации его атомов. Это свойство может быть использовано при создании детекторов ядерного излучения и дозиметров. Регистрируемая мощность будет определяться по изменению частоты и добротности сверхпроводящего резонатора. Подобные измерения проводились с помощью свинцовых резонаторов на частоте 380 МГц. Кристалл CdS облучался при помощи радиоактивных источников C^{14} с интенсивностью излучения 1 и 100 мкКи. При использовании мало-

мощного источника между сдвигом частоты резонатора и временем облучения наблюдается линейная зависимость. Наклон прямой при этом составляет 4 кГц/мин (рис. 6.10, а). Если используется источник большей мощности, то начиная с некоторого времени наблюдается насыщение. При облучении образца источником с

интенсивностью излучения 100 мкКи (рис. 6.10, б) наклон кривой сначала равен примерно 100 Гц/мин, а через 20 мин зависимость начинает отличаться от линейной (меньший наклон на рис. 6.10, б обусловлен наличием тефлоновой прокладки, помещаемой между кристаллом и источником излучения для закрепления образца на центральном стержне резонатора; для сравнения см. рис. 6.11).

Таким образом, данное устройство может быть использовано как дозиметр малых потоков ядерного излучения (с энергией порядка 5 эВ). При измерении таких слабых потоков радиации с помощью существующих дозиметров ошибки достигают больших величин.

4. СВЕРХПРОВОДЯЩИЕ ГРАВИМЕТРЫ

При изучении гравитационного поля Земли для относительных измерений силы тяжести широко применяются гравиметры. Однако они имеют некоторые недостатки. Наиболее существенный из них — дрейф нуль-пункта, который в ряде случаев ограничивает точность измерений и область применения этих приборов. Смещение нуль-пункта происходит вследствие необратимых изменений в материале, из которого изготовлена упругая система гравиметра. Это нежелательное явление уменьшают различными способами, однако полностью его устранить можно лишь с помощью бездиссипативной упругой системы. В сверхпроводящих электромагнитных подвесах сила тяжести подвешенного сверхпроводящего тела уравнивается электромагнитными силами. В результате этого механические связи между подвешенным телом и опорой заменяются электромагнитными и тело висит в пространстве, не соприкасаясь с окружающими телами. В связи с тем что в сверхпроводящей системе потерь нет, такой подвес должен отличаться очень высокой стабильностью. Следует также отметить, что при измерении малых изменений силы тяжести измеряемые малые перемещения могут составлять доли ангстрема. Поэтому детектирующее устройство наряду с высокой долговременной стабильностью параметров должно обладать достаточно низким уровнем собственных шумов.

Известно несколько конструкций сверхпроводящих гравиметров [182, 195, 259, 287, 288]. В гравиметре Протеро и Гудкайнда [195, 259] полая алюминиевая сфера, покрытая тонким слоем свинца, взвешена в магнитном поле, создаваемом двумя короткозамкнутыми сверхпроводящими катушками. Положение шара контролируется с помощью измерения магнитного потока через кольцо, расположенное под шаром, а также с помощью емкостного моста. Чувствительность гравиметра $3 \cdot 10^{-8}$ м/с² ($3 \cdot 10^{-9}$ g), дрейф нуль-пункта не превышает 10^{-8} м/с² (10^{-9} g) в сутки. Эти значения соответствуют лучшим результатам, полученным при измерениях обычными гравиметрами.

В гравиметре Тумана [287, 288] используется полая сверхпроводящая ниобиевая сфера, взвешенная в магнитном поле, создаваемом сверхпроводящими короткозамкнутыми соленоидом и двумя градиентными катушками. Ее положение контролируется с помощью сверхпроводящего квантового магнитометра, которым измеряется изменение магнитного потока, проходящего через расположенную над шаром катушку, вследствие смещений сферы. Теоретическая чувствительность прибора порядка $1,5 \cdot 10^{-13} \text{ м/с}^2$ ($1,5 \cdot 10^{-14} \text{ г}$), им можно измерять смещения гравитационной массы менее 10^{-10} м (1 \AA). Однако расшифровка получаемых данных довольно сложна, так как показания интерферометра неоднозначны.

Известно, что наиболее точно измеряемой величиной является частота (или период) колебаний. Поэтому целесообразно для повышения точности измерений и стабильности нуля-пункта создать отсчетное устройство, которое однозначно связывало бы перемещение и частоту. Для этого можно использовать емкостные или индуктивные датчики перемещений, включаемые в резонансный контур генератора. Однако точность измерений при этом всегда будет зависеть от добротности резонансной системы, а повторяемость отсчетов — от ее эталонных свойств. Поэтому необходимо использовать резонансную систему с максимальными добротностью и эталонностью. Максимальными добротностями и высокими эталонными качествами обладают сверхпроводящие объемные резонаторы СВЧ диапазона. Представляется перспективным использовать в качестве детектора перемещений гравитационной массы сверхпроводящий цилиндрический резонатор с подвижной торцевой стенкой, взвешенной при помощи сверхпроводящего подвеса [26, 108]. Смещение этой стенки от положения равновесия, вызванное изменением силы тяжести, приводит к изменению длины резонатора, а следовательно, и его частоты, величина изменения которой и служит мерой измеряемой вариации силы тяжести (относительное изменение частоты цилиндрического резонатора, вызванное изменением его длины, равной его диаметру, при типе колебаний H_{011} , равно $-0,144 \Delta h/h$).

Перспективность предлагаемого решения заключается, во-первых, в том, что такой способ позволяет измерять достаточно малые линейные перемещения (например, В. М. Пудалову и М. С. Хайкину удалось разработать на основе коаксиального резонатора специальной конструкции дилатометр с чувствительностью порядка 10^{-14} м (10^{-4} \AA) [260]). Во-вторых, физической величиной, содержащей информацию об измеряемой величине, является частота электромагнитных колебаний и обработка информации не представляет существенных трудностей, так как связь между частотой и изменением ускорения силы тяжести однозначна.

На рис. 6.12 приведена схема чувствительного элемента гравиметра, датчиком перемещения в котором служит сверхпроводя-

ший резонатор. Нижняя торцевая стенка резонатора жестко соединена с крышкой кожуха, укрепленной внутри полого конуса, который расположен внутри сверхпроводящей короткозамкнутой катушки. Все элементы изготовлены из сверхпроводящих материалов. Резонатор вместе с подвесом помещен в герметичный кожух. Резонансная частота и ее изменения измеряются с помощью устройства, блок-схема которого представлена на рис. 5.14. Датчик-резонатор включен в цепь положительной обратной связи СВЧ усилителя с переносом усиления на промежуточную частоту. Вырабатываемая эталонная частота равна резонансной, по которой с помощью фазового детектора и опорного генератора промежуточной частоты осуществляется автоподстройка СВЧ генератора.

При экспериментальном исследовании в описанном устройстве использовался медный резонатор 3-см диапазона, внутренняя полость которого была покрыта свинцом с помощью электролитического способа. Тип колебаний H_{011} . Алюминиевые подвижные элементы (торцевая стенка резонатора и конус с крышкой) также покрыты свинцом. Соленоид изготовлен из ниобиево-титановой проволоки, замыкающий контакт осуществлен точечной сваркой. Нагруженная добротность резонатора при температуре 4,2 К составляла $5 \cdot 10^6$, среднеквадратичная относительная нестабильность частоты выходного сигнала при неподвижной торцевой стенке резонатора — $5 \cdot 10^{-10}$ за 1 ч и 10^{-10} за 1 мин. Систематический

уход частоты, обусловленный, по-видимому, в основном положением уровня жидкого гелия в ванне и соответствующим удлинением коаксиальных линий, с помощью которых резонатор включался в измерительную цепь, за 1 сут составил величину 10^{-9} . Измеренное значение чувствительности регистрирующего устройства к перемещению равно $3 \cdot 10^{-11}$ м/Гц ($0,3 \text{ \AA}/\text{Гц}$), что удовлетворительно согласуется с расчетными данными. Коэффициент преобразования, определяемый также градиентом магнитного поля подвеса, в данном случае равнялся примерно 10^9 Гц/(м/с²), что при бездрейфовом подвесе соответствует чувствительности порядка 10^{-9} м/с² (10^{-10} g) при усреднении частоты выходного сигнала за 1 мин, $5 \cdot 10^{-9}$ м/с² ($5 \cdot 10^{-10}$ g) при усреднении за 1 ч и примерно 10^{-8} м/с² (10^{-9} g) при усреднении за 1 сут. Значение градиента в

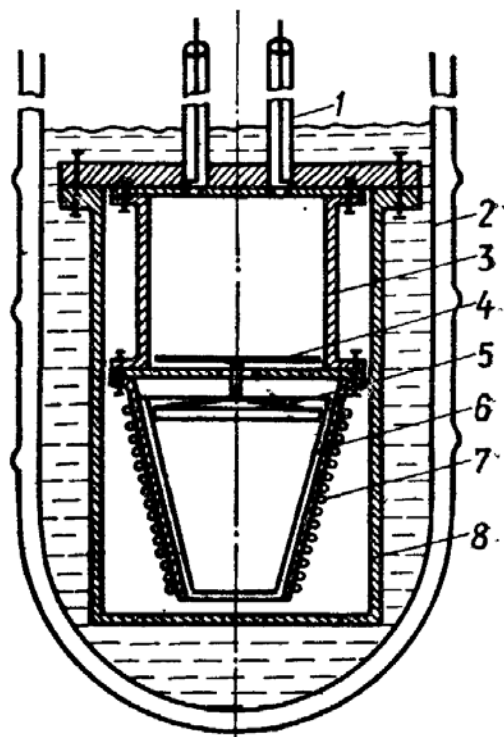


Рис. 6.12. Схема чувствительного элемента сверхпроводящего гравиметра:

1 — коаксиальные линии связи, 2 — криостат; 3 — корпус резонатора; 4 — подвижная торцевая стенка резонатора; 5 — крышка кожуха; 6 — полый конус; 7 — короткозамкнутая катушка; 8 — кожух.

рассматриваемой конструкции примерно на два порядка больше, чем в гравиметрах, описанных в работах [259, 287], поэтому чувствительность измерений может быть значительно повышена при его уменьшении.

5. ДРУГИЕ ПРИМЕНЕНИЯ

Сверхпроводящие резонаторы с высокими добротностями ($Q_0 \sim \sim 10^9 \div 10^{11}$) могут быть использованы для создания поляризационных гироскопов [92]. В основу работы таких гироскопов положен принцип сохранения в пространстве плоскости поляризации электромагнитных волн при распространении их в изотропных средах.

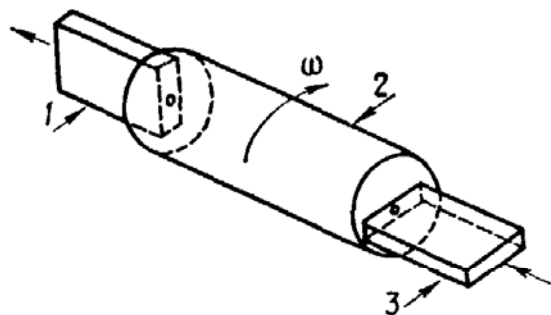


Рис. 6.13. Схема поляризационного гироскопа:

1 — устройство для вывода волны; 2 — объемный цилиндрический резонатор; 3 — устройство для ввода сверхвысокочастотного излучения в резонатор.

Простейший поляризационный гироскоп состоит из источника излучения, поляризатора, выделяющего лучи одной поляризации, анализатора, расположенного на пути лучей от поляризатора и повернутого относительно последнего на 90° , а также детектора излучения. Если гироскоп не вращается, излучение, прошедшее поляризатор, полностью задерживается анализатором; сигнал на выходе детектора излучения равен нулю. При вращении вокруг направления распространения за время, затрачиваемое излучением на прохождение от поляризатора к анализатору, анализатор успевает повернуться на некоторый дополнительный угол φ по отношению к плоскости поляризации. В результате излучение частично проходит через анализатор и на выходе детектора появляется сигнал, величина которого пропорциональна угловой скорости вращения такой системы. При использовании световых волн и минимально обнаруживаемом угле поворота анализатора по отношению к поляризатору ($0'$, 1) минимальная угловая скорость при расстоянии между анализатором и поляризатором 0,5 км равна 2 об/с. Для того чтобы можно было обнаружить суточное вращение Земли, это расстояние должно быть равным $3 \cdot 10^4$ км. Увеличение чувствительности прибора и уменьшение его размеров до приемлемой величины с помощью многократного отражения от зеркал вряд ли возможно вследствие поглощения сигнала зеркалами.

Высокодобротные резонаторы в поляризационных гироскопах позволяют в Q раз уменьшить расстояние между анализатором и поляризатором. Возможная схема построения такого гироскопа описана в работе [214] (рис. 6.13). Гироскоп состоит из объемного цилиндрического резонатора, устройства для ввода сверхвысокочастотного излучения одной, например вертикальной, поляризации и устройства для вывода волны из резонатора, поляризованной в

Высокодобротные резонаторы в поляризационных гироскопах позволяют в Q раз уменьшить расстояние между анализатором и поляризатором. Возможная схема построения такого гироскопа описана в работе [214] (рис. 6.13). Гироскоп состоит из объемного цилиндрического резонатора, устройства для ввода сверхвысокочастотного излучения одной, например вертикальной, поляризации и устройства для вывода волны из резонатора, поляризованной в

ортогональной по отношению к входному излучению плоскости. Если резонатор идеально симметричен, плоскость поляризации электромагнитной волны сохраняется в инерциальной системе координат. Следовательно, если такое устройство не вращается (идеальный случай), несмотря на ввод волны в резонатор, сигнал на выходе не появляется. При вращении вокруг оси резонатора выходное отверстие, жестко связанное с ним, также вращается, и это вращение относительно направления поляризации волны приводит к появлению на выходе сигнала. За время, которое требуется, чтобы волна прошла расстояние между входом и выходом, угол между направлениями поляризации на входе и выходе (с точки зрения наблюдателя во вращающейся системе координат) изменится очень незначительно. Однако в высокочастотных резонаторах волна, прежде чем прийти в равновесие с потерями в резонаторе, совершает Q проходов длины резонатора туда и обратно. Поэтому угол поворота φ примерно в Q раз больше угла при однократном прохождении длины резонатора [214]: $\varphi = 2Q$.

Степень развязки скрещенных входного и выходного ответвителей ограничивается механической точностью изготовления устройства. Для обнаружения вращения Земли при добротности резонатора порядка 10^9 развязка входа и выхода должна быть не ниже 110 дБ. Этому требованию вряд ли может удовлетворить рассмотренная простейшая схема, при изготовлении таких гироскопов для практического использования она существенно усложняется.

По этому же принципу можно построить гироскоп, который будет одновременно давать информацию об углах поворота вокруг трех осей [285]. В таком гироскопе следует использовать сферический резонатор, в котором возбуждаются электромагнитные колебания. При его повороте система стоячих волн сохраняет свою пространственную ориентацию и на выходе трех взаимно ортогональных датчиков появляется сигнал, пропорциональный скорости вращения. Чувствительность гироскопа тем выше, чем выше добротность резонатора.

В работе [306] описан СВЧ умножитель со сверхпроводящим резонатором (рис. 6.14). Благодаря высокой добротности в резонаторе при сравнительно небольшой входной мощности развиваются напряженности полей, достаточные для обеспечения автоэлектронной эмиссии с кончика иглы. Поток электронов модулируется высокочастотным полем резонатора, он содержит

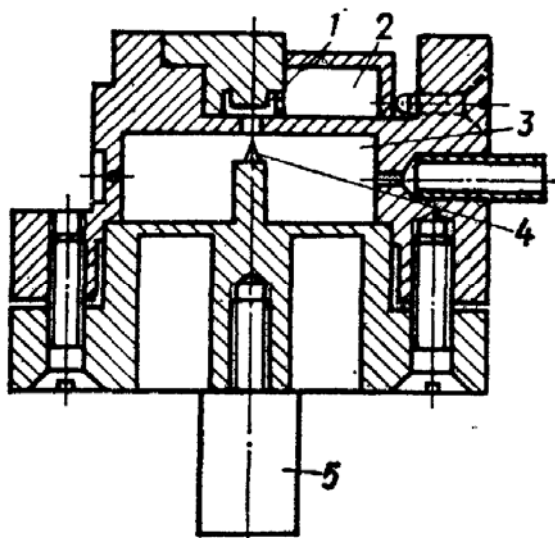


Рис. 6.14. Схема СВЧ умножителя со сверхпроводящим резонатором:

1 — сверхпроводящий резонатор с $f_p = 4f_0$; 2 — волновод; 3 — сверхпроводящий резонатор с $f_p = f_0$; 4 — игла; 5 — винт для подстройки частоты.

также гармонические составляющие основной частоты и, попадая во второй резонатор, настроенный на одну из ее гармоник, возбуждает в нем колебания. При мощности основного сигнала 1 Вт с частотой 8,4725 ГГц мощность четвертой гармоники (33,89 ГГц) составляет 2,3 мВт. Добротность основного резонатора равна $1,57 \times 10^5$, а резонатора, настроенного на четвертую гармонику, — $8,3 \cdot 10^4$, коэффициент связи между ними 0,22 [306]. При давлении остаточных газов порядка 0,13 Па (10^{-3} мм рт. ст.) в устройстве может возникнуть дуговой разряд, что приведет к неустойчивости тока эмиссии, поэтому вакуум в системе должен быть достаточно высоким.

Сверхпроводящие резонаторы используются в ускорительной технике. Малые потери в ускорительной структуре дают возможность улучшить параметры пучка, а также работать в квазинепрерывном и даже в непрерывном режиме [18, 302, 304]. В лаборатории физики высоких энергий Стэнфордского университета и Стэнфордском центре линейных ускорителей (США) была испытана ускоряющая структура из 19 ячеек с собственной добротностью $2,5 \cdot 10^8$ при $T = 2$ К. При помощи этой структуры получена энергия пучка порядка 6 МэВ [296], что позволило начать работы по проектированию линейного ускорителя электронов на 2 ГэВ [176, 281]. Предлагаемая длина ускоряющей структуры 150 м, рабочая частота 1,3 ГГц, температура 1,85 К.

В Стэнфордском центре линейных ускорителей рассматривается также вопрос о реконструкции двухмильного ускорителя с заменой ускоряющей структуры сверхпроводящей. Энергия пучка должна составлять 100 ГэВ, будет также увеличена длительность импульса [239]. В Стэнфордском и Иллинойском университетах разработаны проекты микротронов со сверхпроводящими ускоряющими структурами на 200 и на 600 МэВ [263, 282, 300]. Достаточно подробно данные об использовании сверхпроводящих резонаторов в ускорительной технике рассмотрены в работе [50].

Сверхпроводящие резонаторы используются при проведении физических экспериментов, которые невозможно или очень трудно выполнить обычными методами, например по исследованию поведения электронов проводимости в различных металлах [143], по изучению зависимостей поверхностного сопротивления сверхпроводников от различных параметров (частоты, температуры, амплитуды высокочастотного поля и др.) [189, 253]. При радиоспектроскопических исследованиях в диапазоне миллиметровых волн (например, циклотронного и электронного парамагнитного резонансов в полупроводниках при $T \sim 4,2$ К) большие потери в обычном резонаторе ухудшают разрешающую способность прибора. Совмещением сверхпроводящего соленоида со спиральным сверхпроводящим резонатором [20], который образует внутреннюю часть намотки соленоида, удалось повысить добротность до $2 \cdot 10^3$ (т. е. более чем на порядок по сравнению с покрытым серебром медным резонатором) при $T = 4,2$ К на частоте 37,5 ГГц в полях $4,8 \cdot 10^5$ А/м.

ПРИЛОЖЕНИЕ I

Приведенные значения концентрации нормальных электронов $n_H/n_0 = f_H(t_{пр})$,
вычисленные на основе микроскопической теории

$t_{пр}$	$\Delta(0), kT_{кр}$					
	1,75	1,764	1,79	1,81	1,83	1,85
1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00
0,98	0,96	0,96	0,96	0,96	0,96	0,96
0,96	0,92	0,92	0,92	0,92	0,91	0,91
0,94	0,88	0,88	0,88	0,88	0,87	0,87
0,92	0,84	0,84	0,84	0,83	0,83	0,83
0,90	0,81	0,80	0,80	0,80	0,79	0,79
0,88	0,77	0,77	0,76	0,76	0,75	0,75
0,86	0,73	0,73	0,72	0,72	0,71	0,71
0,84	0,69	0,69	0,68	0,68	0,67	0,67
0,82	0,66	0,65	0,65	0,64	0,63	0,63
0,80	0,62	0,62	0,61	0,60	0,60	0,59
0,78	0,59	0,58	0,57	0,57	0,56	0,55
0,76	0,55	0,55	0,54	0,53	0,53	0,52
0,74	0,51	0,51	0,50	0,50	0,49	0,48
0,72	0,48	0,48	0,47	0,46	0,46	0,45
0,70	0,45	0,45	0,44	0,43	0,42	0,42
0,68	0,42	0,41	0,40	0,40	0,39	0,38
0,66	0,39	0,38	0,37	0,37	0,36	0,35
0,64	0,36	0,35	0,34	0,34	0,33	0,32
0,62	0,33	0,32	0,31	0,31	0,30	0,29
0,60	0,30	0,29	0,28	0,28	0,27	0,26
0,58	0,27	0,26	0,26	0,25	0,24	0,24
0,56	0,24	0,24	0,23	0,22	0,22	0,21
0,54	0,22	0,21	0,20	0,20	0,19	0,19
0,52	0,19	0,19	0,18	0,18	0,17	0,17
0,50	0,17	0,17	0,16	0,15	0,15	0,14
0,48	0,15	0,14	0,14	0,13	0,13	0,12
0,46	0,13	0,13	0,12	0,11	0,11	0,11
0,44	0,11	0,10	0,10	$0,96 \cdot 10^{-1}$	$0,93 \cdot 10^{-1}$	$0,89 \cdot 10^{-1}$
0,42	$0,90 \cdot 10^{-1}$	$0,88 \cdot 10^{-1}$	$0,83 \cdot 10^{-1}$	$0,80 \cdot 10^{-1}$	$0,77 \cdot 10^{-1}$	$0,74 \cdot 10^{-1}$
0,40	$0,74 \cdot 10^{-1}$	$0,72 \cdot 10^{-1}$	$0,68 \cdot 10^{-1}$	$0,65 \cdot 10^{-1}$	$0,62 \cdot 10^{-1}$	$0,60 \cdot 10^{-1}$
0,38	$0,60 \cdot 10^{-1}$	$0,58 \cdot 10^{-1}$	$0,55 \cdot 10^{-1}$	$0,52 \cdot 10^{-1}$	$0,50 \cdot 10^{-1}$	$0,47 \cdot 10^{-1}$
0,36	$0,47 \cdot 10^{-1}$	$0,46 \cdot 10^{-1}$	$0,43 \cdot 10^{-1}$	$0,41 \cdot 10^{-1}$	$0,39 \cdot 10^{-1}$	$0,37 \cdot 10^{-1}$
0,34	$0,36 \cdot 10^{-1}$	$0,35 \cdot 10^{-1}$	$0,32 \cdot 10^{-1}$	$0,31 \cdot 10^{-1}$	$0,29 \cdot 10^{-1}$	$0,28 \cdot 10^{-1}$

$t_{пр}$	$\Delta(0), \text{кТ}_{кр}$					
	1,75	1,764	1,79	1,81	1,83	1,85
0,32	$0,27 \cdot 10^{-1}$	$0,26 \cdot 10^{-1}$	$0,24 \cdot 10^{-1}$	$0,23 \cdot 10^{-1}$	$0,21 \cdot 10^{-1}$	$0,20 \cdot 10^{-1}$
0,30	$0,19 \cdot 10^{-1}$	$0,18 \cdot 10^{-1}$	$0,17 \cdot 10^{-1}$	$0,16 \cdot 10^{-1}$	$0,15 \cdot 10^{-1}$	$0,14 \cdot 10^{-1}$
0,28	$0,13 \cdot 10^{-1}$	$0,12 \cdot 10^{-1}$	$0,11 \cdot 10^{-1}$	$0,11 \cdot 10^{-1}$	$0,99 \cdot 10^{-2}$	$0,93 \cdot 10^{-2}$
0,26	$0,82 \cdot 10^{-2}$	$0,78 \cdot 10^{-2}$	$0,71 \cdot 10^{-2}$	$0,66 \cdot 10^{-2}$	$0,62 \cdot 10^{-2}$	$0,57 \cdot 10^{-2}$
0,24	$0,49 \cdot 10^{-2}$	$0,46 \cdot 10^{-2}$	$0,42 \cdot 10^{-2}$	$0,38 \cdot 10^{-2}$	$0,36 \cdot 10^{-2}$	$0,33 \cdot 10^{-2}$
0,22	$0,26 \cdot 10^{-2}$	$0,24 \cdot 10^{-2}$	$0,22 \cdot 10^{-2}$	$0,20 \cdot 10^{-2}$	$0,18 \cdot 10^{-2}$	$0,17 \cdot 10^{-2}$
0,20	$0,12 \cdot 10^{-2}$	$0,11 \cdot 10^{-2}$	$0,10 \cdot 10^{-2}$	$0,92 \cdot 10^{-3}$	$0,84 \cdot 10^{-3}$	$0,76 \cdot 10^{-3}$
0,18	$0,49 \cdot 10^{-3}$	$0,45 \cdot 10^{-3}$	$0,39 \cdot 10^{-3}$	$0,35 \cdot 10^{-3}$	$0,32 \cdot 10^{-3}$	$0,29 \cdot 10^{-3}$
0,16	$0,15 \cdot 10^{-3}$	$0,13 \cdot 10^{-3}$	$0,12 \cdot 10^{-3}$	$0,10 \cdot 10^{-3}$	$0,94 \cdot 10^{-4}$	$0,85 \cdot 10^{-4}$
0,14	$0,34 \cdot 10^{-4}$	$0,31 \cdot 10^{-4}$	$0,26 \cdot 10^{-4}$	$0,23 \cdot 10^{-4}$	$0,20 \cdot 10^{-4}$	$0,17 \cdot 10^{-4}$
0,12	$0,46 \cdot 10^{-5}$	$0,41 \cdot 10^{-5}$	$0,33 \cdot 10^{-5}$	$0,28 \cdot 10^{-5}$	$0,24 \cdot 10^{-5}$	$0,20 \cdot 10^{-5}$

$t_{пр}$	$\Delta(0), \text{кЛ}_{кр}$					
	1,87	1,89	1,91	1,93	1,95	1,97
1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00
0,98	0,96	0,95	0,95	0,95	0,95	0,95
0,96	0,91	0,91	0,91	0,91	0,90	0,90
0,94	0,87	0,87	0,86	0,86	0,86	0,85
0,92	0,83	0,83	0,83	0,82	0,81	0,81
0,90	0,78	0,78	0,78	0,77	0,77	0,76
0,88	0,74	0,74	0,73	0,73	0,72	0,72
0,86	0,70	0,70	0,69	0,69	0,68	0,68
0,84	0,66	0,66	0,65	0,65	0,64	0,64
0,82	0,62	0,62	0,61	0,61	0,60	0,59
0,80	0,59	0,58	0,57	0,57	0,56	0,55
0,78	0,55	0,54	0,54	0,53	0,52	0,52
0,76	0,61	0,51	0,50	0,49	0,49	0,48
0,74	0,48	0,47	0,46	0,46	0,45	0,44
0,72	0,44	0,44	0,43	0,42	0,42	0,41
0,70	0,41	0,40	0,40	0,39	0,38	0,38
0,68	0,38	0,37	0,36	0,36	0,35	0,34
0,66	0,35	0,34	0,33	0,33	0,32	0,31
0,64	0,32	0,31	0,30	0,30	0,29	0,28
0,62	0,29	0,28	0,27	0,27	0,26	0,26
0,60	0,26	0,25	0,25	0,24	0,23	0,23
0,58	0,23	0,23	0,22	0,21	0,21	0,20
0,56	0,21	0,20	0,20	0,19	0,19	0,18
0,54	0,18	0,18	0,17	0,17	0,16	0,16
0,52	0,16	0,16	0,15	0,15	0,14	0,14
0,50	0,14	0,14	0,13	0,13	0,13	0,12
0,48	0,12	0,12	0,11	0,11	0,10	0,10
0,46	0,10	$0,99 \cdot 10^{-1}$	$0,95 \cdot 10^{-1}$	$0,92 \cdot 10^{-1}$	$0,88 \cdot 10^{-1}$	$0,85 \cdot 10^{-1}$

$t_{\text{пр}}$	$\Delta(0), \text{кТ}_{\text{кр}}$					
	1,87	1,89	1,91	1,93	1,95	1,97
0,44	$0,86 \cdot 10^{-1}$	$0,82 \cdot 10^{-1}$	$0,79 \cdot 10^{-1}$	$0,76 \cdot 10^{-1}$	$0,73 \cdot 10^{-1}$	$0,70 \cdot 10^{-1}$
0,42	$0,71 \cdot 10^{-1}$	$0,68 \cdot 10^{-1}$	$0,65 \cdot 10^{-1}$	$0,62 \cdot 10^{-1}$	$0,60 \cdot 10^{-1}$	$0,57 \cdot 10^{-1}$
0,40	$0,57 \cdot 10^{-1}$	$0,55 \cdot 10^{-1}$	$0,52 \cdot 10^{-1}$	$0,50 \cdot 10^{-1}$	$0,48 \cdot 10^{-1}$	$0,46 \cdot 10^{-1}$
0,38	$0,45 \cdot 10^{-1}$	$0,43 \cdot 10^{-1}$	$0,41 \cdot 10^{-1}$	$0,39 \cdot 10^{-1}$	$0,37 \cdot 10^{-1}$	$0,36 \cdot 10^{-1}$
0,36	$0,35 \cdot 10^{-1}$	$0,33 \cdot 10^{-1}$	$0,32 \cdot 10^{-1}$	$0,30 \cdot 10^{-1}$	$0,29 \cdot 10^{-1}$	$0,27 \cdot 10^{-1}$
0,34	$0,26 \cdot 10^{-1}$	$0,25 \cdot 10^{-1}$	$0,24 \cdot 10^{-1}$	$0,22 \cdot 10^{-1}$	$0,21 \cdot 10^{-1}$	$0,20 \cdot 10^{-1}$
0,32	$0,19 \cdot 10^{-1}$	$0,18 \cdot 10^{-1}$	$0,17 \cdot 10^{-1}$	$0,16 \cdot 10^{-1}$	$0,15 \cdot 10^{-1}$	$0,14 \cdot 10^{-1}$
0,30	$0,13 \cdot 10^{-1}$	$0,12 \cdot 10^{-1}$	$0,12 \cdot 10^{-1}$	$0,11 \cdot 10^{-1}$	$0,10 \cdot 10^{-1}$	$0,97 \cdot 10^{-2}$
0,28	$0,87 \cdot 10^{-2}$	$0,81 \cdot 10^{-2}$	$0,76 \cdot 10^{-2}$	$0,71 \cdot 10^{-2}$	$0,66 \cdot 10^{-2}$	$0,62 \cdot 10^{-2}$
0,26	$0,53 \cdot 10^{-2}$	$0,50 \cdot 10^{-2}$	$0,46 \cdot 10^{-2}$	$0,43 \cdot 10^{-2}$	$0,40 \cdot 10^{-2}$	$0,37 \cdot 10^{-2}$
0,24	$0,30 \cdot 10^{-2}$	$0,28 \cdot 10^{-2}$	$0,26 \cdot 10^{-2}$	$0,24 \cdot 10^{-2}$	$0,22 \cdot 10^{-2}$	$0,20 \cdot 10^{-2}$
0,22	$0,15 \cdot 10^{-2}$	$0,14 \cdot 10^{-2}$	$0,13 \cdot 10^{-2}$	$0,11 \cdot 10^{-2}$	$0,11 \cdot 10^{-2}$	$0,10 \cdot 10^{-2}$
0,20	$0,69 \cdot 10^{-3}$	$0,63 \cdot 10^{-3}$	$0,57 \cdot 10^{-3}$	$0,52 \cdot 10^{-3}$	$0,47 \cdot 10^{-3}$	$0,43 \cdot 10^{-3}$
0,18	$0,26 \cdot 10^{-3}$	$0,23 \cdot 10^{-3}$	$0,21 \cdot 10^{-3}$	$0,19 \cdot 10^{-3}$	$0,17 \cdot 10^{-3}$	$0,15 \cdot 10^{-3}$
0,16	$0,74 \cdot 10^{-4}$	$0,66 \cdot 10^{-4}$	$0,58 \cdot 10^{-4}$	$0,52 \cdot 10^{-4}$	$0,46 \cdot 10^{-4}$	$0,41 \cdot 10^{-4}$
0,14	$0,15 \cdot 10^{-4}$	$0,13 \cdot 10^{-4}$	$0,11 \cdot 10^{-4}$	$0,98 \cdot 10^{-5}$	$0,86 \cdot 10^{-5}$	$0,75 \cdot 10^{-5}$
0,12	$0,17 \cdot 10^{-5}$	$0,15 \cdot 10^{-5}$	$0,12 \cdot 10^{-5}$	$0,11 \cdot 10^{-5}$	$0,91 \cdot 10^{-6}$	$0,77 \cdot 10^{-6}$

$t_{\text{пр}}$	$\Delta(0), \text{кТ}_{\text{кр}}$					
	1,99	2,01	2,03	2,05	2,07	2,09
1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00
0,98	0,95	0,95	0,95	0,95	0,94	0,94
0,96	0,90	0,90	0,90	0,89	0,89	0,89
0,94	0,85	0,85	0,85	0,84	0,84	0,84
0,92	0,80	0,80	0,80	0,79	0,79	0,79
0,90	0,76	0,76	0,75	0,75	0,74	0,74
0,88	0,72	0,71	0,71	0,70	0,70	0,69
0,86	0,67	0,67	0,66	0,66	0,65	0,65
0,84	0,63	0,62	0,62	0,61	0,61	0,60
0,82	0,59	0,58	0,58	0,57	0,57	0,56
0,80	0,55	0,54	0,54	0,53	0,53	0,52
0,78	0,51	0,50	0,50	0,49	0,49	0,48
0,76	0,47	0,47	0,46	0,45	0,45	0,44
0,74	0,44	0,43	0,42	0,42	0,41	0,41
0,72	0,40	0,40	0,39	0,38	0,38	0,37
0,70	0,37	0,36	0,36	0,35	0,34	0,34
0,68	0,34	0,33	0,33	0,32	0,31	0,31
0,66	0,31	0,30	0,30	0,29	0,28	0,28

$t_{\text{пр}}$	$\Delta(0), \text{нТ}_{\text{кр}}$					
	1,99	2,01	2,03	2,05	2,07	2,09
0,64	0,28	0,27	0,27	0,26	0,25	0,25
0,62	0,25	0,24	0,24	0,23	0,23	0,22
0,60	0,22	0,22	0,21	0,21	0,20	0,20
0,58	0,20	0,19	0,19	0,18	0,18	0,17
0,56	0,18	0,17	0,17	0,16	0,16	0,15
0,54	0,15	0,15	0,14	0,14	0,14	0,13
0,52	0,13	0,13	0,13	0,12	0,12	0,11
0,50	0,11	0,11	0,11	0,10	0,10	$0,97 \cdot 10^{-1}$
0,48	$0,98 \cdot 10^{-1}$	$0,94 \cdot 10^{-1}$	$0,91 \cdot 10^{-1}$	$0,88 \cdot 10^{-1}$	$0,85 \cdot 10^{-1}$	$0,82 \cdot 10^{-1}$
0,46	$0,82 \cdot 10^{-1}$	$0,79 \cdot 10^{-1}$	$0,76 \cdot 10^{-1}$	$0,73 \cdot 10^{-1}$	$0,71 \cdot 10^{-1}$	$0,68 \cdot 10^{-1}$
0,44	$0,68 \cdot 10^{-1}$	$0,65 \cdot 10^{-1}$	$0,63 \cdot 10^{-1}$	$0,60 \cdot 10^{-1}$	$0,58 \cdot 10^{-1}$	$0,56 \cdot 10^{-1}$
0,42	$0,55 \cdot 10^{-1}$	$0,53 \cdot 10^{-1}$	$0,51 \cdot 10^{-1}$	$0,48 \cdot 10^{-1}$	$0,47 \cdot 10^{-1}$	$0,45 \cdot 10^{-1}$
0,40	$0,44 \cdot 10^{-1}$	$0,42 \cdot 10^{-1}$	$0,41 \cdot 10^{-1}$	$0,38 \cdot 10^{-1}$	$0,37 \cdot 10^{-1}$	$0,35 \cdot 10^{-1}$
0,38	$0,34 \cdot 10^{-1}$	$0,33 \cdot 10^{-1}$	$0,31 \cdot 10^{-1}$	$0,30 \cdot 10^{-1}$	$0,28 \cdot 10^{-1}$	$0,27 \cdot 10^{-1}$
0,36	$0,26 \cdot 10^{-1}$	$0,25 \cdot 10^{-1}$	$0,23 \cdot 10^{-1}$	$0,22 \cdot 10^{-1}$	$0,21 \cdot 10^{-1}$	$0,20 \cdot 10^{-1}$
0,34	$0,19 \cdot 10^{-1}$	$0,18 \cdot 10^{-1}$	$0,17 \cdot 10^{-1}$	$0,16 \cdot 10^{-1}$	$0,15 \cdot 10^{-1}$	$0,14 \cdot 10^{-1}$
0,32	$0,13 \cdot 10^{-1}$	$0,13 \cdot 10^{-1}$	$0,12 \cdot 10^{-1}$	$0,11 \cdot 10^{-1}$	$0,11 \cdot 10^{-1}$	$0,10 \cdot 10^{-1}$
0,30	$0,91 \cdot 10^{-2}$	$0,86 \cdot 10^{-2}$	$0,80 \cdot 10^{-2}$	$0,76 \cdot 10^{-2}$	$0,71 \cdot 10^{-2}$	$0,67 \cdot 10^{-2}$
0,28	$0,58 \cdot 10^{-2}$	$0,54 \cdot 10^{-2}$	$0,51 \cdot 10^{-2}$	$0,48 \cdot 10^{-2}$	$0,44 \cdot 10^{-2}$	$0,42 \cdot 10^{-2}$
0,26	$0,35 \cdot 10^{-2}$	$0,30 \cdot 10^{-2}$	$0,30 \cdot 10^{-2}$	$0,28 \cdot 10^{-2}$	$0,26 \cdot 10^{-2}$	$0,24 \cdot 10^{-2}$
0,24	$0,19 \cdot 10^{-2}$	$0,18 \cdot 10^{-2}$	$0,16 \cdot 10^{-2}$	$0,15 \cdot 10^{-2}$	$0,14 \cdot 10^{-2}$	$0,13 \cdot 10^{-2}$
0,22	$0,93 \cdot 10^{-3}$	$0,85 \cdot 10^{-3}$	$0,78 \cdot 10^{-3}$	$0,72 \cdot 10^{-3}$	$0,66 \cdot 10^{-3}$	$0,60 \cdot 10^{-3}$
0,20	$0,39 \cdot 10^{-3}$	$0,36 \cdot 10^{-3}$	$0,32 \cdot 10^{-3}$	$0,29 \cdot 10^{-3}$	$0,27 \cdot 10^{-3}$	$0,24 \cdot 10^{-3}$
0,18	$0,14 \cdot 10^{-3}$	$0,12 \cdot 10^{-3}$	$0,11 \cdot 10^{-3}$	$0,99 \cdot 10^{-4}$	$0,89 \cdot 10^{-4}$	$0,80 \cdot 10^{-4}$
0,16	$0,36 \cdot 10^{-4}$	$0,32 \cdot 10^{-4}$	$0,28 \cdot 10^{-4}$	$0,25 \cdot 10^{-4}$	$0,22 \cdot 10^{-4}$	$0,30 \cdot 10^{-4}$
0,14	$0,65 \cdot 10^{-5}$	$0,57 \cdot 10^{-5}$	$0,49 \cdot 10^{-5}$	$0,43 \cdot 10^{-5}$	$0,37 \cdot 10^{-5}$	$0,33 \cdot 10^{-5}$
0,12	$0,56 \cdot 10^{-6}$	$0,56 \cdot 10^{-6}$	$0,47 \cdot 10^{-6}$	$0,40 \cdot 10^{-6}$	$0,34 \cdot 10^{-6}$	$0,29 \cdot 10^{-6}$

ПРИЛОЖЕНИЕ II

Поверхностный импеданс сверхпроводников в теории Маттиса — Бардина

При диффузном отражении от поверхности поверхностный импеданс сверхпроводника записывается в виде (2.39):

$$Z_c = -i\pi\omega\mu_0 \left\{ \int_0^{\infty} \ln [1 + K(q,\omega)/q^2] dq \right\}^{-1},$$

где

$$K(q, \omega) = -\frac{3}{4\pi\hbar\nu_F\delta_{\text{II}}(0)} \int_0^{\infty} dA \int_{-1}^{+1} dB \{(1-B^2) I(\omega, A, T) e^{iqAB} e^{-A/l_0}\};$$

$$I(\omega, A, T) = -i\pi \int_{-\hbar\omega}^{\Delta} du \{[1-2f(u+\hbar\omega)] [g(u) \cos(\alpha\Delta_2) - \\ -i \sin(\alpha\Delta_2)] e^{i\alpha\Delta_1}\} - i\pi \int_{\Delta}^{\infty} du \{[1-2f(u+\hbar\omega)] [g(u) \cos(\alpha\Delta_2) - \\ -i \sin(\alpha\Delta_2)] e^{i\alpha\Delta_1} - [1-2f(u)] [g(u) \cos(\alpha\Delta_1) + i \sin(\alpha\Delta_1)] e^{-i\alpha\Delta_2}\};$$

$$f(u) = \frac{1}{e^{u/kT} + 1}; \quad g(u) = \frac{u^2 + \Delta^2 + \hbar\omega u}{\Delta_1\Delta_2};$$

$$\Delta_1 = (u^2 - \Delta^2)^{1/2}; \quad \Delta_2 = [(u + \hbar\omega)^2 - \Delta^2]^{1/2}; \quad \alpha = A/\hbar\nu_F.$$

Интегрируя по B , получаем

$$\int_{-1}^{+1} (1-B^2) e^{iqAB} dB = \frac{4}{q^2 A^2} \left\{ \frac{\sin(qA)}{qA} - \cos(qA) \right\}.$$

Интегрирование по A также может быть осуществлено аналитически, разложением подынтегрального выражения на действительную и мнимую части и дифференцированием по частям. При $\hbar\omega < 2\Delta(0)$ окончательные выражения для мнимой и действительной частей $K(q, \omega)$ имеют вид

$$\text{Im}[K(q, \omega)] = \frac{3}{q\hbar\nu_F\delta_{\text{II}}^2(0)} \int_{\Delta}^{\infty} du [f(u) - f(u - \hbar\omega)] \times \\ \times \{[g(u) - 1] A(a^+, a_3) + [g(u) + 1] A(a^-, a_3)\};$$

$$\text{Re}[K(q, \omega)] = \frac{3}{q\hbar\nu_F\delta_{\text{II}}^2(0)} \left\{ \int_{\Delta-\hbar\omega}^{\Delta} du [1-2f(u+\hbar\omega)] [ig(u) A(a_3, ia_1 + a_3) + \right. \\ \left. + S(a_3, ia_1 + a_3)] - \int_{\Delta}^{\infty} du \{[1-f(u) - f(u+\hbar\omega)] [g(u) - 1] S(a^+, a_3) - \right. \\ \left. - [f(u) - f(u+\hbar\omega)] [g(u) + 1] S(a^-, a_3)\} \right\},$$

где

$$A(a, b) = \frac{b}{2} + \frac{ab}{4} \ln \left[\frac{b^2 + (1+a)^2}{b^2 + (1-a)^2} \right] + \frac{1}{4} (1+b^2-a^2) \times \\ \times \text{arctg}(2b/b^2 + a^2 - 1);$$

$$S(a, b) = \frac{a}{2} - \frac{ab}{2} \operatorname{arctg} (2b/b^2 + a^2 - 1) + \\ + \frac{1}{8} (1 + b^2 - a^2) \ln \left[\frac{b^2 + (1 + a)^2}{b^2 + (1 - a)^2} \right];$$

$$a_1 = \Delta_1/\hbar v_{Fq}; \quad a_2 = \Delta_2/\hbar v_{Fq}; \quad a^+ = a_2 + a_1; \quad a^- = a_2 - a_1; \quad a_3 = 1/ql_0.$$

После преобразований поверхностный импеданс может быть рассчитан численными методами.

ПРИЛОЖЕНИЕ III

Значения σ_1/σ_N и σ_2/σ_N при различных частотах и температурах

Δ/kT	$\hbar\omega/kT$	σ_1/σ_N	σ_2/σ_N	Δ/kT	$\hbar\omega/kT$	σ_1/σ_N	σ_2/σ_N
A*	0,0567A	0,00	55,4	2,50	0,160	1,064	42,6
A*	0,0850A	0,00	36,9	2,50	0,239	0,923	28,4
A*	0,113A	0,00	27,6	2,50	0,319	0,822	21,4
A*	0,199A	0,00	15,8	2,50	0,558	0,632	12,5
A*	0,283A	0,00	11,0	2,50	0,798	0,513	8,74
A*	0,425A	0,00	7,3	2,50	1,20	0,389	5,89
A*	0,850A	0,00	3,52	2,50	1,60	0,308	4,43
A*	1,13A	0,00	2,53	2,50	2,39	0,211	2,91
A*	1,99A	0,00	1,03	2,50	3,19	0,155	2,09
A*	2,83A	0,424	0,419	2,50	5,58	0,222	0,733
				2,50	7,98	0,550	0,326
4,99	0,285	0,149	54,5	1,74	0,130	1,54	29,7
4,99	0,428	0,122	36,3	1,74	0,196	1,38	20,3
4,99	0,570	0,104	27,2	1,74	0,261	1,24	15,4
4,99	0,998	0,0714	15,5	1,74	0,457	0,992	9,0
4,99	1,43	0,0530	10,9	1,74	0,978	0,665	4,40
4,99	2,14	0,0359	7,2	1,74	1,30	0,548	3,35
4,99	4,28	0,0160	3,48	1,74	2,61	0,304	1,59
4,99	5,70	0,0112	2,50	1,74	4,57	0,449	0,499
4,99	9,98	0,00604	0,999	1,74	6,52	0,673	0,237
4,99	14,3	0,434	0,414				
3,33	0,198	0,596	49,7	1,13	0,113	1,73	17,6
3,33	0,297	0,505	33,2	1,13	0,170	1,56	11,4
3,33	0,396	0,444	24,9	1,13	0,227	1,44	8,69
3,33	0,692	0,326	14,3	1,13	0,397	1,24	5,21
3,33	0,990	0,257	10,05	1,13	0,850	0,866	2,73
3,33	1,48	0,186	6,70	1,13	1,13	0,737	2,05
3,33	1,98	0,143	5,01	1,13	2,27	0,449	0,884
3,33	2,97	0,0936	3,27	1,13	3,97	0,97	0,273
3,33	3,96	0,673	2,35	1,13	5,67	0,819	0,125
3,33	6,92	0,0887	0,883				
3,33	9,90	0,478	0,384				

* В предельном случае $A \rightarrow \infty$.

Δ/kT	ξ_{ω}/kT	σ_1/σ_N	σ_2/σ_N	Δ/kT	ξ_{ω}/kT	σ_1/σ_N	σ_2/σ_N
0,700	0,105	1,60	7,38	0,400	0,764	0,893	0,504
0,700	0,158	1,47	5,11	0,400	1,02	0,886	0,331
0,700	0,210	1,38	3,97	0,400	1,53	0,910	0,190
0,700	0,368	1,20	2,46	0,400	2,03	0,917	0,119
0,700	0,526	1,06	1,83	0,400	3,56	0,954	0,0406
0,700	0,788	0,924	1,31	0,400	5,09	0,975	0,019
0,700	1,05	0,812	1,01				
0,700	1,58	0,715	0,568				
0,700	2,10	0,762	0,352	0,300	0,101	1,25	
0,700	3,68	0,868	0,117	0,300	0,151	1,19	
0,700	5,26	0,921	0,057	0,300	0,202	1,14	
				0,300	0,353	1,04	
				0,300	0,504	0,972	
0,400	0,400	0,102	2,74	0,300	0,756	0,940	
0,400	0,153	0,127	1,96	0,300	1,01	0,944	
0,400	0,203	1,21	1,58	0,300	1,51	0,950	
0,400	0,356	1,09	0,970	0,300	2,02	0,958	
0,400	0,509	1,00	0,734	0,300	3,53	0,979	
				0,300	5,04	0,987	

ПРИЛОЖЕНИЕ IV

Значения действительной (R_c , $R_{c\infty}$) и мнимой (X_c , $X_{c\infty}$) частей поверхностного импеданса олова, свинца и ниобия на частоте 11,2 ГГц, вычисленные на основе микроскопической теории и модели Маттиса — Бардина

$t_{\text{пр}}$	R_c , Ом	$R_{c\infty}$, Ом	$R_c/R_{c\infty}$	X_c , Ом	$X_{c\infty}$, Ом	$X_c/X_{c\infty}$
ОЛОВО						
0,96	$3,1169 \cdot 10^{-3}$	$8,1032 \cdot 10^{-4}$	3,8464	$1,26904 \cdot 10^{-2}$	$7,75518 \cdot 10^{-3}$	1,63638
0,90	$1,1920 \cdot 10^{-3}$	$3,0281 \cdot 10^{-4}$	3,9366	$9,78707 \cdot 10^{-3}$	$5,97019 \cdot 10^{-3}$	1,62605
0,86	$7,7767 \cdot 10^{-4}$	$2,0339 \cdot 10^{-4}$	3,8235	$8,67336 \cdot 10^{-3}$	$5,42062 \cdot 10^{-3}$	1,60006
0,80	$4,6743 \cdot 10^{-4}$	$1,2783 \cdot 10^{-4}$	3,6566	$7,68941 \cdot 10^{-3}$	$4,90882 \cdot 10^{-3}$	1,56644
0,76	$3,4906 \cdot 10^{-4}$	$9,8027 \cdot 10^{-5}$	3,5608	$7,24108 \cdot 10^{-3}$	$4,67712 \cdot 10^{-3}$	1,54819
0,70	$2,3347 \cdot 10^{-4}$	$6,7666 \cdot 10^{-5}$	3,4402	$6,75022 \cdot 10^{-3}$	$4,42386 \cdot 10^{-3}$	1,52586
0,60	$1,2229 \cdot 10^{-4}$	$3,7183 \cdot 10^{-5}$	3,2889	$6,22226 \cdot 10^{-3}$	$4,15194 \cdot 10^{-3}$	1,49863
0,50	$5,9944 \cdot 10^{-5}$	$1,8857 \cdot 10^{-5}$	3,1788	$5,90736 \cdot 10^{-3}$	$3,99255 \cdot 10^{-3}$	1,47959
0,46	$4,3043 \cdot 10^{-5}$	$1,3668 \cdot 10^{-5}$	3,1492	$5,82428 \cdot 10^{-3}$	$3,95023 \cdot 10^{-3}$	1,47441
0,40	$2,3999 \cdot 10^{-5}$	$7,6964 \cdot 10^{-6}$	3,1182	$5,73570 \cdot 10^{-3}$	$3,90514 \cdot 10^{-3}$	1,46875
0,36	$1,4842 \cdot 10^{-5}$	$4,7831 \cdot 10^{-6}$	3,1031	$5,69520 \cdot 10^{-3}$	$3,88490 \cdot 10^{-3}$	1,46598

$t_{пр}$	$R_c, \text{ Ом}$	$R_{c\infty}, \text{ Ом}$	$R_c/R_{c\infty}$	$X_c, \text{ Ом}$	$X_{c\infty}, \text{ Ом}$	$X_c/X_{c\infty}$
СВИНЕЦ						
0,70	$1,0415 \cdot 10^{-4}$	$2,0158 \cdot 10^{-5}$	5,1666	$4,5439 \cdot 10^{-3}$	$2,9450 \cdot 10^{-3}$	1,5429
0,60	$5,1272 \cdot 10^{-5}$	$1,0394 \cdot 10^{-5}$	4,9328	$4,22587 \cdot 10^{-3}$	$2,77988 \cdot 10^{-3}$	1,52016
0,50	$2,3280 \cdot 10^{-5}$	$4,8570 \cdot 10^{-6}$	4,7930	$4,04742 \cdot 10^{-3}$	$2,68748 \cdot 10^{-3}$	1,56602
0,40	$8,2859 \cdot 10^{-6}$	$1,7535 \cdot 10^{-6}$	4,7253	$3,95438 \cdot 10^{-3}$	$2,63939 \cdot 10^{-3}$	1,49821
0,30	$1,6467 \cdot 10^{-6}$	$3,4942 \cdot 10^{-7}$	4,7126	$3,91721 \cdot 10^{-3}$	$2,62026 \cdot 10^{-3}$	1,49496
0,20	$6,5301 \cdot 10^{-8}$	$1,3775 \cdot 10^{-8}$	4,7405	$3,90940 \cdot 10^{-3}$	$2,61605 \cdot 10^{-3}$	1,49438
НИОБИЙ						
0,96	$2,25045 \cdot 10^{-3}$	$2,21081 \cdot 10^{-4}$	10,1793	7,9014	4,37507	1,80592
0,94	$1,65399 \cdot 10^{-3}$	$1,42608 \cdot 10^{-4}$	10,5980	7,28475	3,86018	1,88715
0,90	$1,00603 \cdot 10^{-3}$	$8,05863 \cdot 10^{-5}$	12,4838	6,38985	3,30307	1,93451
0,86	$6,73910 \cdot 10^{-4}$	$5,40266 \cdot 10^{-5}$	12,4736	5,78174	2,98907	1,93429
0,80	$4,06702 \cdot 10^{-4}$	$3,39398 \cdot 10^{-5}$	11,9830	5,15570	2,70133	1,90857
0,70	$1,99122 \cdot 10^{-4}$	$1,80085 \cdot 10^{-5}$	11,0571	4,52763	2,43272	1,86113
0,60	$1,01567 \cdot 10^{-4}$	$9,84697 \cdot 10^{-6}$	10,3135	4,16249	2,28429	1,82222
0,454	$3,28623 \cdot 10^{-5}$	$3,43564 \cdot 10^{-6}$	9,5651	3,87566	2,17453	1,78229
0,40	$1,88424 \cdot 10^{-5}$	$2,00359 \cdot 10^{-6}$	9,4043	3,81560	2,15170	1,77329
0,30	$4,40725 \cdot 10^{-6}$	$4,77697 \cdot 10^{-7}$	9,2260	3,75863	2,13196	1,76299
0,20	$2,46555 \cdot 10^{-7}$	$2,67747 \cdot 10^{-8}$	9,2085	3,74453	2,12720	1,76030
0,10	$3,25389 \cdot 10^{-11}$	$3,50757 \cdot 10^{-12}$	9,27676	3,74392	2,12708	1,76012

Примечание. При вычислениях приняты следующие параметры: для олова $T_{кр} = 3,75 \text{ К}$; $2\Delta(0) = 3,53kT_{кр}$, Дж; $\delta_{Л}(0) = 3,55 \cdot 10^{-8} \text{ м}$; $v_F = 6,5 \cdot 10^5 \text{ м/с}$; $l_0 = 3,5 \cdot 10^{-7} \text{ м}$ [289]; для свинца $T_{кр} = 7,19 \text{ К}$; $2\Delta(0) = 4,1kT_{кр}$, Дж; $\delta_{Л}(0) = 3,08 \cdot 10^{-8} \text{ м}$; $v_F = 6,0 \times 10^5 \text{ м/с}$; $l_0 = 7,1 \cdot 10^{-7} \text{ м}$ [289]; для ниобия $T_{кр} = 9,25 \text{ К}$; $2\Delta(0) = 3,7 kT_{кр}$, Дж; $\delta_{Л}(0) = 3,5 \cdot 10^{-8} \text{ м}$; $v_F = 2,9 \cdot 10^5 \text{ м/с}$; $l_0 = 1 \cdot 10^{-6} \text{ м}$ [292].

ПРИЛОЖЕНИЕ V

Выражения для вычисления $\theta(\omega)$ и Z_c в теории Абрикосова — Горькова — Халатникова при различных соотношениях Δ , $\hbar\omega$ и kT

Глубина проникновения и поверхностный импеданс сверхпроводников в шишардовском пределе могут быть найдены по формулам (2.43) и (2.44) [4]. В эти формулы входит комплексная функция $\theta(\omega)$, зависящая от соотношения Δ , $\hbar\omega$, kT . Согласно (2.44) частотная зависимость импеданса определяется из формулы

$$Z_c = 2R_{H\infty} \left[\frac{\pi \hbar \omega}{\Delta |\theta(\omega)|} \right]^{1/2} \left\{ \sin \left[\frac{1}{3} \operatorname{arctg} \frac{\operatorname{Im} \theta(\omega)}{\operatorname{Re} \theta(\omega)} \right] - i \cos \left[\frac{1}{3} \operatorname{arctg} \frac{\operatorname{Im} \theta(\omega)}{\operatorname{Re} \theta(\omega)} \right] \right\}, \quad (\text{V.1})$$

где

$$\begin{aligned} \theta(\omega) = & \pi \int_{1, \tilde{\omega}-1}^{1+\tilde{\omega}} \operatorname{th} \frac{\varepsilon \Delta}{2kT} \frac{\varepsilon(\varepsilon - \tilde{\omega}) + 1}{\sqrt{(\varepsilon^2 - 1)[1 - (\varepsilon - \tilde{\omega})^2]}} d\varepsilon - \\ & - i\pi F(\tilde{\omega} - 2) \int_1^{\tilde{\omega}-1} \operatorname{th} \frac{\varepsilon \Delta}{2kT} \frac{\varepsilon(\tilde{\omega} - \varepsilon) + 1}{\sqrt{(\varepsilon^2 - 1)[(\tilde{\omega} - \varepsilon)^2 - 1]}} d\varepsilon - \\ & - i\pi \int_1^{\infty} \left[\operatorname{th} \frac{(\varepsilon + \tilde{\omega}) \Delta}{2kT} - \operatorname{th} \frac{\varepsilon \Delta}{2kT} \right] \frac{\varepsilon(\varepsilon + \tilde{\omega}) + 1}{\sqrt{(\varepsilon^2 - 1)[(\varepsilon + \tilde{\omega})^2 - 1]}} d\varepsilon, \\ F(x) = & \begin{cases} 1, & x > 0, \\ 0, & x < 0, \end{cases} \quad \tilde{\omega} = \hbar\omega/\Delta. \end{aligned} \quad (\text{V.2})$$

Из выражения (V.2) следует, что при $T = 0$ и $\hbar\omega/2\Delta < 1$

$$\theta(\omega) \simeq \pi^2 [1 - (\hbar\omega/4\Delta)^2].$$

Подставляя это соотношение в выражение (2.43), при $\hbar\omega \ll 2\Delta$ получаем значение $\delta_{\Pi}(0)$. При $\hbar\omega > 2\Delta$

$$\theta(\omega) = \frac{\pi^2 \Delta}{\hbar\omega} - i\pi \left[\frac{\hbar\omega}{\Delta} - \frac{2\Delta}{\hbar\omega} \left(\ln \frac{2\hbar\omega}{\Delta} + \frac{1}{2} \right) \right].$$

При $T \neq 0$ и различных соотношениях Δ , $\hbar\omega$ и kT возможны следующие случаи.

1. Если $\hbar\omega \ll \Delta(0)$, то а) при $\hbar\omega \gg kT$

$$\theta(\omega) = \pi^2 \left[1 - \left(\frac{\hbar\omega}{4\Delta} \right)^2 - 2 \sqrt{\frac{kT}{\pi\hbar\omega}} e^{-\Delta/kT} \right] - 2\pi i \sqrt{\frac{\pi kT}{\hbar\omega}} e^{-\Delta/kT};$$

б) при $\hbar\omega \simeq kT$

$$\begin{aligned} \theta(\omega) = & \pi^2 \left[1 - \left(\frac{\hbar\omega}{4\Delta} \right)^2 - 2I_0 \left(\frac{\hbar\omega}{2kT} \right) e^{-(\hbar\omega+2\Delta)/2kT} \right] - \\ & - 4i \operatorname{sh} \left(\frac{\hbar\omega}{2kT} \right) K_0 \left(\frac{\hbar\omega}{2kT} \right) e^{-\Delta/kT}, \end{aligned}$$

где I_0 и K_0 — функции Бесселя от мнимого аргумента;

в) при $\hbar\omega \ll kT \ll \Delta$

$$\theta(\omega) = \pi^2 \left[1 - \left(\frac{\hbar\omega}{4\Delta} \right)^2 - 2e^{-\Delta/kT} \right] - 2\pi i \frac{\hbar\omega}{kT} e^{-\Delta/kT} \ln \left(\frac{4kT}{1,78\hbar\omega} \right); \quad (\text{V.3})$$

г) при $\hbar\omega \ll kT \simeq \Delta$

$$\theta(\omega) = \pi^2 \operatorname{th} \left(\frac{\Delta}{2kT} \right) - i\pi \left\{ \frac{\hbar\omega}{kT} \frac{\ln 2 \sqrt{2\Delta/\hbar\omega}}{\operatorname{ch}^2(\Delta/2kT)} + \right.$$

$$+ \frac{\hbar\omega}{\Delta} \left[1 - \text{th} \left(\frac{\Delta}{2kT} \right) \right] - \frac{2\hbar\omega}{kT} \mathcal{P} \left(\frac{\Delta}{kT} \right) \Bigg\}, \quad (\text{V.4})$$

где

$$\mathcal{P}(\chi) = \int_1^{\infty} \frac{\text{ch } y\chi - \text{ch } \chi}{(y^2 - 1)(\text{ch } y\chi + 1)(\text{ch } \chi + 1)} dy =$$

$$= \begin{cases} e^{-\chi} \ln 3,56\chi, & \chi \gg 1, \\ 7\chi \zeta(3)/2\pi^2, & \chi \ll 1; \end{cases}$$

— функция Римана; $\chi = \Delta/kT$.

При $\hbar\omega \ll kT \ll \Delta$ соотношение (V.4) совпадает с (V.3), а при $\hbar\omega \ll \Delta \ll kT$

$$\theta(\omega) = \frac{\pi^2\Delta}{2kT} - i\pi \frac{\hbar\omega}{\Delta} \left\{ 1 + \frac{\Delta}{2kT} \left[\ln \left(\frac{8\Delta}{\hbar\omega} \right) - 1 \right] \right\}.$$

2. Если $\hbar\omega \approx \Delta(0)$, то а) при $kT \ll \hbar\omega < 2\Delta$

$$\theta(\omega) = 2\pi \left[E_\varphi \left(\frac{\hbar\omega}{2\Delta} \right) - \sqrt{\pi kT (1/\hbar\omega - 1/2\Delta)} e^{-\Delta/kT} \right] -$$

$$- 2\pi i \sqrt{\pi kT (1/2\Delta + 1/\hbar\omega)} e^{-\Delta/kT},$$

где E_φ — полный эллиптический интеграл;

б) при $kT \ll \hbar\omega > 2\Delta$ в мнимой части появляется неэкспоненциальный член, что соответствует сильному поглощению;

в) при $kT \approx \Delta \ll \hbar\omega$ также существен неэкспоненциальный член в мнимой части $\theta(\omega)$. В области высоких частот $\hbar\omega \gg \Delta$ и независимо от температуры

$$\theta(\omega) = -i\pi\hbar\omega/\Delta. \quad (\text{V.5})$$

В этом случае значение поверхностного импеданса соответствует его значению при аномальном скин-эффекте. Подставив (V.5) в соотношение (V.1), получим значение поверхностного импеданса при соответствующих $\hbar\omega$, Δ и T .

Наиболее интересен случай $\hbar\omega \ll \Delta(0)$: 1) при $\hbar\omega \ll kT \ll \Delta$

$$Z_c = 2R_{\text{н}\infty} \sqrt{\frac{\hbar\omega}{\pi\Delta}} \left\{ \frac{4}{3\pi} \text{sh} \left(\frac{\hbar\omega}{2kT} \right) K_0 \left(\frac{\hbar\omega}{2kT} \right) e^{-\Delta/kT} - \right.$$

$$\left. - \frac{i}{3} \left[3 + \left(\frac{\hbar\omega}{4\Delta} \right)^2 + 2I_0 \left(\frac{\hbar\omega}{2kT} \right) e^{-(\hbar\omega+2\Delta)/2kT} \right] \right\};$$

2) при $\hbar\omega \ll \Delta \ll kT$

$$Z_c = 2R_{\text{н}\infty} \left[\frac{\hbar\omega/\pi\Delta}{\text{th}(\Delta/2kT)} \right]^{1/3} \left\{ \frac{2}{3\pi} \frac{\hbar\omega/kT}{\text{sh}(\Delta/kT)} \ln 2 \sqrt{\frac{2\Delta}{\hbar\omega}} + \right.$$

$$+ \frac{\hbar\omega}{3\pi\Delta} \left[\text{cth} \left(\frac{\Delta}{2kT} \right) - 1 \right] - \frac{2}{3\pi} \frac{\hbar\omega}{kT} \mathcal{P} \left(\frac{\Delta}{kT} \right) \text{cth} \left(\frac{\Delta}{2kT} \right) -$$

$$\left. - i \left[1 + \frac{1}{3} \left(\frac{\hbar\omega}{4\Delta} \right)^2 \right] \right\};$$

3) если $\hbar\omega \approx \Delta(0)$, то при $kT \ll \hbar\omega \approx \Delta$ и $\hbar\omega < 2\Delta$

$$Z_c = 2R_{\text{н}\infty} \left[\frac{\hbar\omega/2\Delta}{E_g(\hbar\omega/2\Delta)} \right]^{1/3} \left\{ \frac{\sqrt{\pi kT} (1/\hbar\omega + 1/2\Delta)}{3E_g(\hbar\omega/2\Delta)} e^{-\Delta/kT} - \right. \\ \left. - i \left[1 + \frac{\sqrt{\pi kT} (1/\hbar\omega - 1/2\Delta)}{3E_g(\hbar\omega/2\Delta)} e^{-\Delta/kT} \right] \right\}.$$

ЛИТЕРАТУРА

1. Абрикосов А. А. Влияние размеров на критическое поле сверхпроводников второй группы.— ДАН СССР, 1952, 86, 3, 489.
2. Абрикосов А. А. О магнитных свойствах сверхпроводников второй группы.— ЖЭТФ, 1957, 32, 6, 1442.
3. Абрикосов А. А. Современное состояние проблемы сверхпроводимости.— УФН, 1965, 87, 1, 125.
4. Абрикосов А. А., Горьков Л. П., Халатников И. М. Сверхпроводник в высокочастотном поле.— ЖЭТФ, 1958, 35, 1 (7), 265.
5. Алексеевский Н. Е., Михайлов Н. Н., Ананьев Л. Л., Герасимов Н. П. Сверхпроводящий резонансный контур. Авторское свидетельство 244427.— Бюл. изобретений и открытий, 1969, 18, 50.
6. Алфеев В. Н. Радиотехника низких температур. «Сов. радио», М., 1966.
7. Альтман Дж. Л. Устройства сверхвысоких частот. Пер. с англ. Под ред. И. В. Лебедева. «Мир», М., 1968.
8. Ананьев Л. Л., Герасимов Н. П., Рейнов Н. М. О реально достижимой добротности сверхпроводящих колебательных контуров с сосредоточенными параметрами.— ЖТФ, 1971, 61, 2, 401.
9. Ананьев Л. Л., Герасимов Н. П., Рейнов Н. М., Терентьева М. Н. Температурная зависимость резонансной частоты сверхпроводящего колебательного контура с сосредоточенными параметрами.— ЖТФ, 1972, 62, 1, 222.
10. Ананьев Л. Л., Герасимова Т. М., Герасимов Н. П., Голубков В. П., Красноперов Е. П., Рейнов Н. М. Сверхпроводящий колебательный контур с сосредоточенными параметрами.— ПТЭ, 1969, 6, 130.
11. Анашкин О. П., Данилов И. Б., Кривенко В. Г. Гелиевый сосуд Дьюара без азотного охлаждения.— ПТЭ, 1964, 6, 149.
12. Андрищенко Ф. К., Орехова В. В., Павловская К. К. Пирофосфорные электролиты. «Техніка», Киев, 1965.
13. Аппаратура для частотных и временных измерений. Под ред. А. П. Горшкова. «Сов. радио», М., 1971.
14. Баранов И. А., Каплун З. Ф. Сверхпроводящие резонаторы.— Электронная техника. Сер. 1, 1971, 4, 14.
15. Баранов И. А., Каплун З. Ф., Сытников В. А. Исследование сверхпроводящих резонаторов из ниобия в трехсантиметровом диапазоне волн.— Электронная техника. Сер. 1, 1969, 9, 119.
16. Бардин Дж., Шриффер Дж. Новое в изучении сверхпроводимости. Пер. с англ. Под ред. В. Л. Гинзбурга и Л. П. Горькова. Физматгиз, М., 1962.
17. Безуглый П. Л., Галкин А. А., Левин Г. Я. Поверхностное сопротивление сверхпроводящего олова на частоте $7,3 \cdot 10^{10}$ герц.— ДАН СССР, 1955, 105, 4, 683.
18. Беловиц ев К. А. Сверхпроводимость в ускорительной технике.— Атомная техника за рубежом, 1969, 9, 13.

19. Берштейн И. Л. Флуктуация частоты генератора при применении систем автоматической стабилизации частоты.— Изв. вузов. Радиофизика, 1964, 7, 2, 328.
20. Благосклонская Я. Е., Гершензон Е. М., Серебрякова Н. А., Шебалин Н. Ю. Сверхпроводящий резонатор-соленоид.— ПТЭ, 1967, 4, 256.
21. Буккель В. Сверхпроводимость. Основы и приложения. Пер. с нем. «Мир», М., 1975.
22. Бычков С. И., Буренин Н. И., Сафаров Р. Т. Стабилизация частоты СВЧ генераторов. «Сов. радио», М., 1962.
23. Быčkoвa Н. Н., Кулик И. О. Нелинейные эффекты в сверхпроводящих резонаторах.— ЖТФ, 1972, 42, 3, 584.
24. Вайнштейн Л. А. Электромагнитные волны. «Сов. радио», М., 1957.
25. Веркин Б. И., Дмитренко И. М., Дмитриев В. М., Чурилов Г. Е., Менде Ф. Ф. Трехсантиметровый сверхпроводящий резонатор.— ЖТФ, 1964, 34, 8, 1709.
26. Веркин Б. И., Менде Ф. Ф., Трубицын А. В., Адамович П. Л., Чаркин В. А. Сверхпроводящий гравиметр.— В кн.: XVIII Всесоюзное совещание по физике низких температур (НТ—18), Киев, 16—20 сентября 1974 г. Тезисы докладов. Изд. ФТИНТ, Киев, 1974, 237.
27. Владимиров В. В., Саверин В. Н., Щелоков В. А. Исследование ниобиевых резонаторов при температуре 4,2—1,5 К.— В кн.: Труды Радиотехнического института АН СССР, 15. Изд. РАИ АН СССР, М., 1973, 156.
28. Гельвич Э. А., Голант М. Б. Выбор схем генераторов СВЧ непрерывного действия, стабилизируемых при помощи сверхвысокочастотных резонаторов, для обеспечения длительной и кратковременной стабильности частоты.— Электронная техника. Сер. 1, 1971, 3, 55.
29. Гинзбург В. Л., Ландау Л. Д. К теории сверхпроводимости.— ЖЭТФ, 1950, 20, 12, 1064.
30. Гинзтон Э. Л. Измерения на сантиметровых волнах. Пер. с англ. Под ред. Г. А. Ремеза. ИЛ, М., 1960.
31. Голант М. Б., Дедик Ю. В., Каплун З. Ф. Криостат для размещения сверхпроводящего резонатора. Авторское свидетельство 231636.— Бюл. изобретений и открытий, 1968, 36, 49.
32. Голант М. Б., Захарова А. Н., Каплун З. Ф., Шатилова Н. В., Фролов А. Г. Вычисление полос удержания и захвата отражательного клистрона.— Электронная техника. Сер. 1, 1969, 7, 19.
33. Голант М. Б., Каплун З. Ф. Расчет рабочей полосы частот клистронного генератора, стабилизированного высокочастотным резонатором.— Электронная техника. Сер. 1, 1969, 4, 3.
34. Голант М. Б., Каплун З. Ф., Дедик Ю. В., Иванецкий К. П. Клистронный генератор трехсантиметрового диапазона, стабилизированный сверхпроводящим резонатором.— ПТЭ, 1969, 3, 232.
35. Голант М. Б., Каплун З. Ф., Дедик Ю. В., Иванецкий К. П. Сверхстабильный отражательный клистрон.— В кн.: Тезисы докладов VI Межвузовской конференции по электронике СВЧ. Изд-во Минск. радиотехн. ин-та, Минск, 1967, 7.
36. Гольдштейн Л. Д., Зернов Н. В. Электромагнитные поля и волны. «Сов. радио», М., 1971.
37. Гоноровский И. С. Основы радиотехники. Связьиздат, М., 1957.
38. Горьков Л. П. К теории сверхпроводящих сплавов в сильном магнитном поле вблизи критической температуры.— ЖЭТФ, 1959, 37, 5 (11), 1407.
39. Горьков Л. П. Микроскопический вывод уравнений Гинзбурга — Ландау в теории сверхпроводимости.— ЖЭТФ, 1959, 36, 6, 1918.
40. Горьков Л. П., Элиашберг Г. М. Сверхпроводящие сплавы в сильном переменном поле.— ЖЭТФ, 1969, 66, 4, 1297.

41. Григорьянц В. В., Жаботинский М. Е., Золин В. Ф. Квантовые стандарты частоты. «Наука», М., 1968.
42. Двинских В. А. Измерение параметров усилителей с применением режима самовозбуждения. «Сов. радио», М., 1960.
43. Двинских В. А., Науменко Ю. П. Автогенераторный метод измерения добротности СВЧ резонаторов.— В кн.: Некоторые вопросы измерений и статистической радиофизики. Изд. Саратовск. ун-та, Саратов, 1971, 15.
44. Двинских В. А., Науменко Ю. П. Измерение добротности резонаторов СВЧ диапазонов. Обзор.— ПТЭ, 1969, 1, 5.
45. Двинских В. А., Науменко Ю. П. Измерение добротности СВЧ резонаторов методом фазовой модуляции в схеме с самовозбуждением.— Электронная техника. Сер. 11, 1969, 3 (12), 31.
46. Двинских В. А., Науменко Ю. П. Измерение поглощения материалами в диапазоне СВЧ с помощью измерителя с фазовой модуляцией.— В кн.: Материалы объединенной юбилейной научно-технической конференции. Изд. МО СССР, М., 1968, 141.
47. Дедик Ю. В., Иванецкий К. П., Каплун З. Ф. Частотный дискриминатор на сверхпроводящем резонаторе.— Электронная техника. Сер. 1, 1969, 10, 88.
48. Дедик Ю. В., Каплун З. Ф., Кичаев В. А., Журавлев Ю. А. Механизм плавной перестройки частоты сверхпроводящего резонатора.— Электронная техника. Сер. 1, 1974, 3, 32.
49. Де Жен П. Сверхпроводимость металлов и сплавов. Пер. с англ. Под ред. Л. П. Горькова. «Мир», М., 1968.
50. Диденко А. Н. Сверхпроводящие волноводы и резонаторы. «Сов. радио», М., 1973.
51. Диденко А. Н., Мельников М. В., Медников Б. А., Петров Н. Н., Самойленко Г. М., Шиян В. Н., Юшков Ю. Г. Экспериментальное исследование сверхпроводящих ниобиевых резонаторов.— В кн.: Труды НИИ ядерной физики, электроники и автоматики при Томском политехническом ин-те, 3. Атомиздат, 1973, 43.
52. Дилевская Е. В. Определение теплопритоков к миниатюрным криостатам.— В кн.: Вопросы криогенной техники. Под ред. Л. Л. Штейна. Изд. ЦИНТИХимнефтемаш, М., 1968, 9.
53. Займан Д. Принципы теории твердого тела. Пер. с англ. Под ред. В. Л. Бонч-Бруевича. «Мир», М., 1966.
54. Зырин С. С. Механическая перестройка частоты отражательного клистрона с многоконтурной колебательной системой.— Вопросы радиоэлектроники. Сер. 1, 1963, 4, 14.
55. Иванецкий К. П., Васильев Л. А. Измеритель высоких добротностей СВЧ резонаторов ИВД-2.— Электронная техника. Сер. 1, 1972, 9, 119.
56. Иванецкий К. П., Иткин А. И., Лукьянов А. Н., Васильев Л. А. Способ измерения нагруженных добротностей. Авторское свидетельство 325565.— Бюл. изобретений и открытий, 1972, 3, 155.
57. Иванецкий К. П., Каплун З. Ф., Кузнецов Ю. Н. К вопросу об измерении собственной добротности проходных резонаторов.— Электронная техника. Сер. 1, 1968, 2, 108.
58. Иванецкий К. П., Лукьянов А. Н., Иткин Н. И. Устройство для измерения высоких добротностей СВЧ резонаторов с непосредственным отсчетом.— Электронная техника. Сер. 1, 1966, 6, 71.
59. Иванецкий К. П., Лукьянов А. Н., Иткин Н. И. Устройство для измерения сверхвысоких добротностей СВЧ резонаторов динамическим методом с непосредственным отсчетом.— Электронная техника. Сер. 1, 1966, 8, 125.
60. Иванов Н. И. О кратковременной нестабильности частоты генератора СВЧ, стабилизированного сверхпроводящим резонатором.— Электронная техника. Сер. 1, 1972, 9, 130.

61. Измерения в электронике. Справочник. Т. 1. Редактор-составитель Б. А. Доброхотов. «Энергия», М.—Л., 1965.
62. Ильин В. А. Лужение и свинцевание. Машгиз, М., 1961.
63. Каганер М. Г. Тепловая изоляция в технике низких температур. «Машиностроение», М., 1966.
64. Каганов В. И. Системы автоматического регулирования в радиопередатчиках. «Связь», М., 1969.
65. Капланов М. Р., Левин В. А. Автоматическая подстройка частоты. Госэнергоиздат, М., 1962.
66. Каплун З. Ф. Использование сверхпроводимости в электронике СВЧ.— Электронная техника. Сер. 1, 1970, 7, 3.
67. Каплун З. Ф. Ограничения стабильности собственной частоты сверхпроводящего резонатора.— Электронная техника. Сер. 1, 1974, 8, 3.
68. Каплун З. Ф. Оценка предельной величины ВЧ мощности, вводимой в сверхпроводящий резонатор.— Электронная техника. Сер. 1, 1971, 10, 8.
69. Каплун З. Ф., Иванецкий К. П., Дедик Ю. В. Частотные флуктуации отражательного клистрона, стабилизированного сверхпроводящим резонатором.— Электронная техника. Сер. 1, 1972, 1, 12.
70. Карлинер М. М. Прямоотсчетный куметр на сверхвысоких частотах.— ПТЭ, 1961, 5, 141.
71. Карлинер М. М. Фазовый метод измерения добротности резонаторов на сверхвысоких частотах.— Изв. вузов. Радиофизика, 1958, 1, 3, 95.
72. Картьяну Г. Частотная модуляция. «Меридиане», Бухарест, 1964.
73. Карякин Н. И., Быстров К. Н., Киреев П. С. Краткий справочник по физике. «Высшая школа», М., 1969.
74. Кац Л. И., Киреев Н. Н. Способ измерения добротности СВЧ резонатора. Авторское свидетельство 316035.— Бюл. изобретений и открытий, 1971, 29, 147.
75. Кисляков И. С. Расчет электрических фильтров. «Энергия», М., 1967.
76. Киттель Ч. Введение в физику твердого тела. Изд. 2-е, перераб. Пер. с англ. А. А. Гусева. Физматгиз, М., 1963.
77. Князев Б. Р., Зыков А. И. Устройство связи для криогенных СВЧ резонаторов.— ПТЭ, 1972, 5, 242.
78. Коваленко В. Ф. Введение в электронику сверхвысоких частот. «Сов. радио», М., 1955.
79. Крейнгель Н. В. Шумовые параметры радиоприемных устройств. «Энергия», М., 1969.
80. Кузнецов Ю. Н., Петров Д. М., Пителин А. П. Перестройка частоты отражательного клистрона стабилизирующим резонатором.— Электронная техника. Сер. 1, 1966, 8, 70.
81. Кукушкин А. В., Насонов В. С. Фазовые флуктуации сигнала генератора на ЛВВ со сверхпроводящим резонатором.— ПТЭ, 1969, 6, 127.
82. Кулик И. О. Нелинейные высокочастотные свойства тонких сверхпроводящих пленок.— ЖЭТФ, 1969, 57, 2 (8), 600.
83. Куликов Е. И. Измерение добротности полых резонаторов с малым затуханием.— Измерит. техника, 1959, 6, 55.
84. Куликов З. Л., Харчевников В. Н. К вопросу измерения собственных частот и добротностей электромагнитных резонаторов в СВЧ диапазоне.— Электронная техника. Сер. 11, 1968, 2 (8), 75.
85. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Статистическая физика. «Наука», М., 1964.
86. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. Физматгиз, М., 1959.
87. Лебедев И. В. Техника и приборы СВЧ. Т. 2. «Высшая школа», М., 1972.
88. Левич В. Г. Курс теоретической физики. Т. 1. Физматгиз, М., 1962.
89. Линтон Э. А. Сверхпроводимость. Изд. 2-е. Пер. с англ. Под ред. Л. П. Горькова. «Мир», М., 1971.

90. Л и т в и н о в В. П. Сверхпроводящие ниобиевые резонаторы с гальваническим покрытием.— В кн.: Труды Радиотехнического института АН СССР, 15. Изд. РАИ АН СССР, М., 1973, 164.
91. М а л а х о в А. Н. Флуктуации в автоколебательных системах. «Наука», М., 1968.
92. М а л е е в П. И. Новые типы гироскопов. «Судостроение», Л., 1971.
93. М а х л и н Р. Е. Определение степени связи объемного резонансного двухполюсника с линией передачи на СВЧ.— Изв. вузов. Радиоэлектроника, 1967, 10, 6, 575.
94. М е н д е Ф. Ф. Источники СВЧ колебаний с повышенной стабильностью частоты.— Автореф. канд. дис. ФТИНТ АН УССР, Харьков, 1968.
95. М е н д е Ф. Ф., Б о н д а р е н к о И. Н., И е в е н к о И. Б. Высокостабильный перестраиваемый СВЧ генератор со сверхпроводящим резонатором.— В кн.: Физика конденсированного состояния, 22. Изд. ФТИНТ АН УССР, Харьков, 1973, 48.
96. М е н д е Ф. Ф., Д м и т р и е в В. М., П р е н ц л а у Н. Н., О л е к с е н к о С. В. Виброустойчивый источник стабильной частоты трехсантиметрового диапазона со сверхпроводящим резонатором.— Электронная техника. Сер. 15, 1969, 1, 20.
97. М е н д е Ф. Ф., Д м и т р и е в В. М., Х р и с т е н к о Е. В., Б о р о д а в к о Ю. М. Способ получения стабильной частоты от нестабильного генератора СВЧ. Авторское свидетельство 189029.— Бюл. изобретений и открытий, 1966, 23, 36.
98. М е н д е Ф. Ф., Д м и т р и е в В. М., Х р и с т е н к о Е. В., Ч у р и л о в Г. Е. Измерение добротности сверхпроводящих резонаторов.— ПТЭ, 1968, 4, 134.
99. М е н д е Ф. Ф., Д м и т р и е в В. М., Х р и с т е н к о Е. В., Ч у р и л о в Г. Е. Система АПЧ с использованием сверхпроводящего резонатора.— ПТЭ, 1967, 3, 102.
100. М е н д е Ф. Ф., Д м и т р и е в В. М., Х р и с т е н к о Е. В., Ч у р и л о в Г. Е., П р е н ц л а у Н. Н., Ч а р к и н В. А., Б а р а н о в И. Т. Сверхпроводящие резонаторы и их использование в системах стабилизации частоты.— В кн.: Физика конденсированного состояния, 9. Изд. ФТИНТ АН УССР, Харьков, 1970, 3.
101. М е н д е Ф. Ф., И в а н о в А. И., С и н е н к о В. Д. Исследование свойств сверхпроводящих спиральных резонаторов.— В кн.: Физика конденсированного состояния, 22. Изд. ФТИНТ АН УССР, Харьков, 1973, 27.
102. М е н д е Ф. Ф., К о з л о в с к и й О. П., П р е н ц л а у Н. Н., Б о н д а р е н к о И. Н. Измеритель малых флуктуаций СВЧ. Авторское свидетельство 388231.— Бюл. изобретений и открытий, 1973, 28, 118.
103. М е н д е Ф. Ф., П р е н ц л а у Н. Н., Б о н д а р е н к о И. Н., И е в е н к о И. Б., Б о н д а р е н к о В. И. Система стабилизации частоты двух СВЧ генераторов.— В кн.: Физика конденсированного состояния, 22. Изд. ФТИНТ АН УССР, Харьков, 1973, 58.
104. М е н д е Ф. Ф., П р е н ц л а у Н. Н., Д м и т р и е в В. М. СВЧ дискриминатор с сигналом ошибки на промежуточной частоте.— Радиотехника, 1971, 26, 1, 51.
105. М е н д е Ф. Ф., П р е н ц л а у Н. Н., Д м и т р и е в В. М. СВЧ усилитель с внутренней отрицательной обратной связью.— Радиотехника, 1972, 27, 2, 69.
106. М е н д е Ф. Ф., П р е н ц л а у Н. Н., К о з л о в с к и й О. П., Б о н д а р е н к о И. Н. Применение сверхпроводящих резонаторов для высокочувствительного ЧМ детектирования.— В кн.: Физика конденсированного состояния, 22. Изд. ФТИНТ АН УССР, Харьков, 1973, 80.
107. М е н д е Ф. Ф., П р е н ц л а у Н. Н., Ч а р к и н В. А., Б а р а н о в И. Т. Высокостабильный СВЧ генератор трехсантиметрового диапазона.— Радиотехника, 1974, 29, 3, 71.

108. Менде Ф. Ф., Трубицын А. В. Перспективы использования сверхпроводимости в гравиметрии.— В кн.: Физика конденсированного состояния, 22. Изд. ФТИНТ АН УССР, Харьков, 1973, 72.
109. Менде Ф. Ф., Трубицын А. В., Рыбалка Н. Ф., Адамович П. Л. Некоторые методы измерения добротности и резонансной частоты высокодобротных резонаторов.— В кн.: Физика конденсированного состояния, 22. Изд. ФТИНТ АН УССР, Харьков, 1973, 12.
110. Менде Ф. Ф., Тышляр В. И., Уваров И. И., Баранов И. Т. Метод измерения глубины проникновения поля в сверхпроводник.— В кн.: Физика конденсированного состояния, 29. Изд. ФТИНТ АН УССР, Харьков, 1973, 86.
111. Менде Ф. Ф., Чаркин В. А., Дмитриев В. М., Пренцлау Н. Н., Баранов И. Т. Измеритель малых флуктуаций частоты. Авторское свидетельство 321766.— Бюл. изобретений и открытий, 1971, 35, 150.
112. Мендельсон Н. Физика низких температур. Пер. с англ. Под ред. Н. Е. Алексеевского. ИЛ, М., 1963.
113. Мирский Г. Я. Аппаратурное определение характеристик случайных процессов. «Энергия», М., 1967.
114. Михайлов Н. Н., Воронова И. В., Лаврова О. А., Мельников Е. В., Смирнова М. Н. Сверхпроводимость массивного Nb₃Ge выше 22 К.— Письма в ЖЭТФ, 1974, 19, 8, 510.
115. Москалев И. Н. Измерение малых сдвигов резонансной частоты и малых изменений добротности резонаторов СВЧ диапазона.— ЖТФ, 1971, 41, 8, 1651.
116. Науменко И. Г., Петин В. И. Измерение добротности резонаторов с записью производной резонансной кривой на самописце.— ПТЭ, 1968, 2, 139.
117. Науменко Ю. П. К расчету модуляционной характеристики автогенераторного измерителя добротности.— Электронная техника. Сер. 11, 1970, 3 (21), 28.
118. Новикова С. И. Тепловое расширение твердых тел. «Наука», М., 1974.
119. Павлик Е. И. Влияние режима на фазовые сдвиги в ЛБВ.— В кн.: Труды ЛКВВИА им. А. Можайского. Изд. ЛКВВИА им. А. Можайского, Л., 1961, 365.
120. Панкратов В. А. Измерение частоты и добротности СВЧ резонаторов.— Электронная техника. Сер. 1, 1973, 1, 117.
121. Перцов С. В., Шуцкой К. А. Входные цепи радиоприемников. «Энергия», М., 1973.
122. Половков И. П. Стабилизация частоты генераторов СВЧ внешним резонатором. «Сов. радио», М., 1967.
123. Потапов В. А. Частотная автоматическая подстройка генераторов СВЧ.— Измерит. техника, 1964, 6, 43.
124. Пренцлау Н. Н., Менде Ф. Ф. Вакуумная криогенная камера. Авторское свидетельство 428168.— Бюл. изобретений и открытий, 1974, 18, 99.
125. Пренцлау Н. Н., Менде Ф. Ф. Криостат для размещения сверхпроводящего резонатора. Авторское свидетельство 314263.— Бюл. изобретений и открытий, 1971, 27, 197.
126. Пренцлау Н. Н., Менде Ф. Ф., Баранов И. Т. Криостаты для размещения сверхпроводящих резонаторов.— В кн.: Криогенная и вакуумная техника, 2. Изд. ФТИНТ АН УССР, Харьков, 1972, 96.
127. Пренцлау Н. Н., Менде Ф. Ф., Логвинов В. Н., Бондаренко И. Н., Трубицын А. В. Безазотный гелиевый криостат для размещения сверхпроводящего резонатора.— В кн.: Криогенная и вакуумная техника, 3. Изд. ФТИНТ АН УССР, Харьков, 1973, 70.
128. Пренцлау Н. Н., Менде Ф. Ф., Постернак С. А., Логвинов В. Н. Криостат для исследования охлаждаемых резонаторов.

Авторское свидетельство 431372. — Бюл. изобретений и открытий, 1974, 21, 128.

129. Прозорова Л. А. Измерение поверхностного импеданса сверхпроводников на частоте 9400 мггц. — ЖЭТФ, 1958, 34, 1, 14.
130. Рамос С., Уиннери Дж. Поля и волны в современной радиотехнике. Пер. с англ. Под ред. Б. Б. Кобзарева. ГТТИ, М., 1948.
131. Роуз-Инс А. Техника низкотемпературного эксперимента. Пер. с англ. Под ред. Б. Н. Самойлова. «Мир», М., 1966.
132. Роуз-Инс А., Родерик Е. Введение в физику сверхпроводимости. Пер. с англ. Под ред. В. В. Шмидта. «Мир», М., 1972.
133. Сан-Жам Д., Сарма Г., Томас Е. Сверхпроводимость второго рода. Пер. с англ. Под ред. А. А. Абрикосова. «Мир», М., 1970.
134. Сверхпроводящее соединение ниобий — олово. Пер. с англ. Под ред. В. В. Шмидта. «Металлургия», М., 1970.
135. Семенов Н. А. Техническая электродинамика. «Связь», М., 1973.
136. Сидоренко И. С., Ревуцкий Е. И. Исследование свойств сверхпроводящих резонаторов на частоте 1100 мггц. — ЖТФ, 1965, 35, 4, 748.
137. Справочник по физико-техническим основам криогеники. Изд. 2-е, перераб. и доп. Под ред. М. П. Малкова. «Энергия», М., 1973.
138. Техника измерений на сантиметровых волнах. Т. 1. Пер. с англ. Под ред. Г. А. Ремеза. «Сов. радио», М., 1949.
139. Уайт Г. К. Экспериментальная техника в физике низких температур. Справочное руководство. Пер. с англ. Под ред. А. И. Шальникова. Физматгиз, М., 1961.
140. Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М. Фейнмановские лекции по физике. Пер. с англ. «Мир», М., 1966.
141. Хайкин М. С. Генератор на лампе с бегущей волной, стабилизированный сверхпроводящим резонатором. — ПТЭ, 1961, 3, 104.
142. Хайкин М. С. Измерение поверхностного сопротивления сверхпроводящего олова на частоте 9380 мегагерц. — ДАН СССР, 1950, 75, 5, 661.
143. Хайкин М. С. Исследование свойств электронов проводимости металлов на СВЧ. — Автореф. докт. дис. Ин-т физических проблем АН СССР, М., 1962.
144. Хайкин М. С. Метод частотной модуляции для исследования поверхностного сопротивления металлов. — ПТЭ, 1961, 3, 95.
145. Хайкин М. С. Поверхностное сопротивление сверхпроводящего кадмия. — ЖЭТФ, 1958, 34, 6, 1389.
146. Хайкин М. С. Способ стабилизации частоты. Авторское свидетельство 139343. — Бюл. изобретений и открытий, 1961, 13, 26.
147. Хяпланов Г. М. Простой метод измерения добротности СВЧ резонатора. — Электронная техника. Сер. 1, 1967, 6, 159.
148. Христенко Е. В., Дмитриев В. М., Менде Ф. Ф., Чурилов Г. Е. Трехсантиметровый сверхпроводящий цилиндрический диафрагмированный резонатор. — ЖТФ, 1967, 37, 10, 1852.
149. Шальников А. И., Шарвин Ю. В. Исследование глубины проникновения магнитного поля в массивный сверхпроводник. — ЖЭТФ, 1948, 48, 1, 102.
150. Шальников А. И., Шарвин Ю. В. Исследования глубины проникновения магнитного поля в массивный сверхпроводник. — Изв. АН СССР. Сер. физ., 1948, 12, 3, 195.
151. Шахгильдян В. В., Ляховкин А. А. Системы фазовой автоподстройки частоты. «Связь», М., 1972.
152. Шенберг Д. Сверхпроводимость. Пер. с англ. Под ред. А. И. Шальникова. ИЛ, М., 1955.
153. Шмулевич С. А. Измерение величины и малых изменений добротности СВЧ резонаторов. — ПТЭ, 1967, 3, 97.
154. Шриффер Дж. Теория сверхпроводимости. Пер. с англ. Под ред. Д. А. Киржница. «Наука», М., 1970.

155. Шубников Л. В., Хоткевич В. И., Шепелев Ю. Д., Рябинин Ю. Н. Магнитные свойства сверхпроводящих металлов и сплавов.— ЖЭТФ, 1937, 7, 7, 221.
156. Ямпольский А. М., Ильин В. А. Краткий справочник гальванотехника. Машгиз, М., 1962.
157. Alig R. C. Direct electromagnetic generation of transverse acoustic waves in metals.— *Phys. Rev.*, 1969, 178, 3, 1050.
158. Allen M. A., Farkas Z. D., Hogg H. A., Hoyt E. W., Wilson P. B. Superconducting niobium cavity measurement at SLAC.— *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 1971, 18, 3, 168.
159. Almássy G., Kása S. Prüfung der Oberflächengüte durch Präzisionsmessung des Gütefaktors von Hohlraumresonatoren.— *Nachrichtentechnik*, 1964, 14, 7, 254.
160. Alworth C. W., Haden C. R. Nuclear radiation detection using a superconducting resonant cavity.— *J. Appl. Phys.*, 1971, 42, 1, 166.
161. Anderson R. A., Ginsberg D. M. Penetration depth and flux creep in thin superconducting indium films.— *Phys. Rev.*, 1972, B5, 11, 4421.
162. Arams F. R., Fradkin J., Kornfeld D., Sard E. W., Siegel K. Superconducting ultrahigh Q tunable RF preselector.— *IEEE Trans. Electromagn. Compatib.*, 1967, 9, 3, 110.
163. Arndt G. D., Hartwig W. H., Stone J. L. Photodielectric detector using a superconducting cavity.— *J. Appl. Phys.*, 1968, 39, 6, 2653.
164. Bardeen J., Cooper L. N., Schrieffer J. R. Theory of superconductivity.— *Phys. Rev.*, 1957, 108, 5, 1175.
165. Bauer W., Citron A., Dammertz G., Eshelbacher H. C., Jungst W., Lengeler H., Miller H., Rathgeber E., Diepers H. Investigation of niobium deflecting cavity models for use in superconducting RF particle separator.— *In.: Proceedings of the 1972 Applied Superconductivity Conference, Annapolis, Maryland. New York, 1972, 633.*
166. Benard J., Jimenez J., Sudraud P., Nguyen Tuong Viet. Frequency stability improvement in a klystron stabilized by a superconducting cavity.— *Electron. Lett.*, 1972, 8, 5, 117.
167. Benaroya R., Jaffey A. H., Johnson K., Khoe T., Livingood J. J., Nixon J. M., Parker G. W., Ramler W. J., Aron J., Welosowski W. A. Tests on superconducting helix resonators.— *Appl. Phys. Lett.*, 1972, 21, 5, 235.
168. Berman R. The thermal conductivity of some alloys at low temperatures.— *Phil. Mag.*, 1951, 42, 329, 642.
169. Berman R., McDonald D. K. C. The thermal and electrical conductivity of copper at low temperatures.— *Proc. Roy. Soc.*, 1952, A211, 1104, 122.
170. Biondi M. A., Garfunkel M. P. Millimeter wave absorption in superconducting aluminum.— *Phys. Rev.*, 1959, 116, 4, 853.
171. Biquard F. Etude d'un oscillateur de type monotron a cavité supraconductrice présentant une très haute stabilité de fréquence.— *Rev. phys. appl.*, 1970, 5, 4, 705.
172. Biquard F., Grivet P., Septier A. A monotron oscillator with a superconducting cavity.— *IEEE Trans. Instrum. and Meas.*, 1968, 17, 4, 354.
173. Casimir H. B. G., Ubbink J. Het skineffect. III. Het skineffect in supergeleiders.— *Phillips Techn. Tijdschr.*, 1967, 28, 12, 376.
174. Casimir H. B. G., Ubbink J. L'effet de peau.— *Techn. Philips.*, 1968, 1, 44.
175. Chamberlain J. K. Q measuring on low-loss waveguide cavities.— *Electron. Engng.*, 1966, 38, 463, 579.
176. Chambers E. E. Status and development of superconducting 2GeV accelerator at HEPL.— *Nucl. Instrum. and Meth.*, 1970, 87, 73.

177. Chambers R. G. The anomalous skin effect.— Proc. Roy. Soc., 1952, A215, 1123, 481.
178. Condon E. U. Physics of the glassy state.— Amer. J. Phys.— 1954, 22, 2, 43, 132, 224, 310.
179. Danielson M. Ageing of the residual surface resistance of superconducting lead cavities.— Appl. Phys. Lett., 1972, 21, 8, 377.
180. Daunt J. G., Miller A. R., Pippard A. B., Schoenberg D. Temperature dependence of penetration depth of a magnetic field in superconductors.— Phys. Rev., 1948, 74, 7, 842.
181. Dheer P. N. The surface impedance of superconducting and normal indium at 3000 Mc/sec.— Proc. Roy. Soc., 1961, A260, 1302, 333.
182. Dicke R. H., Block B., Weber J. Superconducting gravimeter. United States Patent 3 424 006, U. S. Cl. 73—382, patented 28. 01 1969.
183. Diepers H., Martens H. Superconducting niobium TE₀₁₁ mode cavities with high critical magnetic field and high Q value.— Phys. Lett., 1972, 38A, 5, 337.
184. Diepers H., Martens H., Schmidt O., Schnitzke K., Uzel J. Superconducting niobium cavities prepared by electropolishing and anodizing.— IEEE Trans. Nucl. Sci., 1973, 20, 3, 68.
185. Diepers H., Schmidt O., Martens H., Sun F. S. A new method of electropolishing niobium.— Phys. Lett., 1971, 37A, 2, 139.
186. Di Nardo A. J., Smith J. G., Arams F. R. Superconducting microstrip high-Q microwave resonators.— J. Appl. Phys., 1971, 42, 1, 186.
187. Dingle R. B. The anomalous skin effect and the reflectivity of metals. I.— Physica, 1953, 19, 4, 311.
188. Faber T. E., Pippard A. B. The penetration depth and high frequency resistance of superconducting Al.— Proc. Roy. Soc., 1955, A231, 1186, 336.
189. Fairbank W. M. High frequency surface resistivity of tin in the normal and superconducting states.— Phys. Rev., 1949, 76, 8, 1106.
190. Fiske M. D. Temperature and magnetic field dependences of the Josephson tunneling current.— Revs. Mod. Phys., 1964, 36, 1, 221.
191. Flecher P., Halbritter J., Hietschold R., Kneisel P., Kühn W., Stoltz O. Measurements of the RF-absorption of superconducting resonators.— IEEE Trans. Nucl. Sci., 1969, 16, 3, 1018.
192. Garwin R. L. Calculation of heat flow in a medium the conductivity of which varies with temperature.— Rev. Sci. Instrum., 1956, 27, 10, 826.
193. Giordano S., Hahn H., Halama H. J. Influence of solute oxygen and nitrogen on superconducting niobium cavities.— J. Appl. Phys., 1973, 44, 9, 4185.
194. Goldstein J. Frequency stabilization of a microwave oscillator with an external cavity.— IRE Trans. Microwave Theory and Techn., 1957, 5, 1, 57.
195. Goodkind J. M., Prothero W. A. Force measuring instrument. United States Patent 3 449 956, U. S. Cl. 73—382, patented 17. 06 1969.
196. Grissom D. Enhancement of resonator Q by superconductivity and its usefulness.— IEEE Internat. Convent. Res., 1966, 14, 9, 94.
197. Grissom D., Hartwig W. H. Dielectric dissipation in NaCl and KCl below 4.2 K.— J. Appl. Phys., 1966, 37, 13, 4784.
198. Haden C. R., Hartwig W. H., Victor J. M. Magnetic losses in superconductors at high frequencies.— IEEE Trans. Magnet., 1966, 2, 3, 331.
199. Hahn H., Halama H. J. Investigation of superconducting niobium cavities at S-band.— IEEE Trans. Nucl. Sci., 1969, 16, 3, 2, 1013.
200. Hahn H., Halama H. J. Investigation of a superconducting niobium cavity at S-band.— В кн.: Труды VII Международной конференции по ускорителям заряженных частиц высоких энергий, 2. Изд-во АН АрмССР, Ереван, 1970, 674.

201. H a h n H., H a l a m a H. J., F o s t e r E. H. Measurement of the surface resistance of superconducting lead at 2.868 GHz.— *J. Appl. Phys.*, 1968, 39, 6, 2606.
202. H a l a m a H. J. Effects of oxide films on surface resistance and peak fields of superconducting niobium cavities.— *Particle Accel.*, 1971, 2, 4, 335.
203. H a l a m a H. J. Superconducting niobium S-band cavities.— *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 1971, 18, 3, 188.
204. H a l b r i t t e r J. Comparison between measured and calculated RF losses in the superconducting state.— *Z. Phys.*, 1970, 238, 5, 466.
205. H a l b r i t t e r J. Surface residual resistance of high-Q superconducting resonators.— *J. Appl. Phys.*, 1971, 42, 1, 82.
206. H a r t w i g W. H. Digest of Technical Papers.— In: 1963 International Solid State Circuits Conference IEEE the University of Pennsylvania, 1963.
207. H a r t w i g W. H. Novel test techniques measure Q in cryogenic resonant circuits.— *Electronics*, 1963, 36, 8, 43.
208. H a r t w i g W. H. Superconducting resonators and devices.— *Proc. IEEE*, 1973, 61, 1, 58.
209. H a r t w i g W. H., H i n d s J. J. Use of superconducting cavities to resolve carrier trapping effects in CdS.— *J. Appl. Phys.*, 1969, 40, 5, 2020.
210. H i l l e n b r a n d B., M a r t e n s H., P f i s t e r H., S c h n i t z k e K., Z i e z l e r G. Superconducting Nb₃Sn cavities.— In: Proceedings of the 1974 Applied Superconductivity Conference, Oakbrook, Illinois. Oakbrook, 1974.
211. H i n d s J. J., H a r t w i g W. H. Material-properties analyzers using superconducting resonators.— *J. Appl. Phys.*, 1971, 42, 1, 170.
212. J a g g i R., S o m m e r h a l d e r R. Messung der Eindringtiefe an supraleitenden Hohlkörpern.— *Helv. phys. acta*, 1960, 33, 1, 1.
213. J a m e s F. H. A method for the measurement of very high Q-factors of electromagnetic resonators.— *Proc. IEE*, 1959, 106B, 29, 489.
214. J a u n g L., B a h r A. Proposal for a microwave rotation sensor.— *Proc. IEEE*, 1968, 58, 11, 2076.
215. J i m e n e z J. J., B e n a r d J. Oscillateurs á étal solide couplés á une cavité supraconductrice.— *Lónde electr.*, 1973, 53, 2, 46.
216. J i m e n e z J. J., B e n a r d J., S u d r a u d P., S e p t i e r A. Attainment of a low-noise high-power and highly stable Gunn oscillator by coupling to a superconducting cavity.— *Proc. IEEE*, 1973, 61, 1, 123.
217. J i m e n e z J. J., N g u y e n T u o n g V i e t, B e r n a r d J., S e p t i e r A. Standards de frecuencia de cavidad supraconductors.— *Electrón. J. fis. apl.*, 1973, 16, 2, 179.
218. J i m e n e z J., S u d r a u d P., S e p t i e r A. Frequency stabilization of a reflex-klystron oscillator by a superconducting cavity.— *Electron. Lett.*, 1971, 7, 7, 153.
219. K n e i s e l P. Measurements of the RF-absorption of superconducting resonators.— In: Proceedings of the Joint CERN-Karlsruhe Symposium on Superconducting rf separators, Karlsruhe, 1969, Report 3/69-19, Kernforschungszentrum. Karlsruhe, 1969.
220. K n e i s e l P., S t o l t z O., H a l b r i t t e r J. Investigation of a superconducting beam tube niobium cavity at S-band.— *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 1973, 20, 3, 63.
221. K n e i s e l P., S t o l t z O., H a l b r i t t e r J. Investigation of the surface resistance of a niobium cavity at S-band.— *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 1971, 18, 3, 158.
222. K n e i s e l P., S t o l t z O., H a l b r i t t e r J. On the variation of RF-surface resistance with field strength in anodized niobium cavities.— In: Proceedings of the 1972, Applied Superconductivity Conference, Annapolis, Maryland, New York, 1972, 657.
223. K u n t z e M. Progress report on superconducting proton linacs.— *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 1973, 20, 3, 49.

224. Lerner D. S., Wheeler H. A. Measurement of band-width of microwave resonator by phase shift of signal modulation.— IRE Trans. Microwave Theory and Techn., 1960, 8, 3, 343.
225. London F. Superfluids. V. 1. «Dover publ., Inc», New York, 1950.
226. London H. The high-frequency resistance of superconducting tin.— Proc. Roy. Soc., 1940, A176, 522.
227. Martens H., Diepers H., Hillenbrand B. High critical magnetic flux densities in single piece TM_{010} — X-band cavities of niobium.— Phys. Lett., 1973, 44A, 3, 213.
228. Martens H., Diepers H., Sun R. K. Improvement of superconducting Nb cavities by anodic oxide films.— Phys. Lett., 1971, 34A, 7, 439.
229. Mason P. V., Gould R. W. Slow-wave structures utilizing superconducting thin-film transmission lines.— J. Appl. Phys., 1969, 40, 5, 2039.
230. Mattis D. C., Bardeen J. Theory of the anomalous skin effect in normal and superconducting metals.— Phys. Rev., 1958, 111, 2, 412.
231. Mattis J. Frequency dependence of the skin depth in superconducting tin.— J. Appl. Phys., 1969, 40, 5, 2091.
232. Maxfield B. W., McLean W. L. Superconducting penetration depth of niobium.— Phys. Rev., 1965, 139, 5A, 1515.
233. Maxwell E. Superconducting resonant cavities.— Progr. in Cryogenics, 1964, 4, 125.
234. McAshan M. S. The applications of superconductors in the construction of high-Q microwave cavities. Report HEPL-525. Stanford University, Stanford, 1965.
235. Meservey R., Schwartz B. B. Equilibrium Properties Comparison of Experimental Results with Predictions of the B. C. S. Theory.— In: Superconductivity. Ed. R. D. Parks. Marcel Dekker Inc., New York, 1969, 117.
236. Meservey R., Tedrow P. M. Measurements of the kinetic inductance of superconducting linear structures.— J. Appl. Phys., 1969, 40, 5, 2028.
237. Meyerhoff R. W. Fabrication of niobium rf cavities.— J. Appl. Phys., 1969, 40, 5, 2011.
238. Miller P. B. Surface impedance of superconductors.— Phys. Rev., 1960, 118, 4, 928.
239. Neal R. B. Status, recent progress and future plans.— В кн.: Труды VII Международной конференции по ускорителям заряженных частиц высоких энергий, 1. Изд-во АН АрмССР, Ереван, 1970, 73.
240. Nguyen Tuong Viet. Étude d'une cavité supraconductrice á 3160 MHz application á la réalisation d'un oscillateur stabilisé en fréquence.— C. r. Acad. sci., 1964, 258, 17, 4218.
241. Nguyen Tuong Viet. Etude et réalisation d'un oscillateur á très haute stabilité de fréquence utilisant une cavité supraconductrice.— C. r. Acad. sci., 1967, 264, 17, B1227.
242. Nguyen Tuong Viet. Oscillateur a très haute stabilité de fréquence utilisant une cavité supraconductrice.— Ann. Phys., 1967, 2, 4, 225.
243. Nguyen Tuong Viet. Oscillateur utilisant une cavité supraconductrice. Application á la mesure des coefficients de surtension très élevés.— In: Tubes pour hyperfréquences. Travaux de 5^e Congrès international. Paris, 14—18 Septembre. Paris, 1964, 136.
244. Nguyen Tuong Viet, Biquard F. Réalisation d'une cavité supraconductrice par évaporation sous vide.— C. r. Acad. sci., 1966, 262, 9, 590.
245. Passow C. Explanation of the low-temperature high frequency residual surface resistance of superconductors.— Phys. Rev. Lett., 1972, 28, 7, 427.
246. Peabody G. E., Meservey R. Magnetic flux penetration into superconducting thin films.— Phys. Rev., 1972, B6, 7, 2579.

247. P e t t e r M. Penetration of electromagnetic fields through superconducting films.— *Phys. Rev.*, 1958, 109, 5, 1857.
248. P i e r c e J. M. Ph. D. Dissertation. Stanford University, Stanford, California, 1967.
249. P i e r c e J. M. Residual microwave surface resistance of superconducting lead.— *J. Appl. Phys.*, 1973, 44, 3, 1342.
250. P i e r c e J. M., S c h w e t t m a n H. A., F a i r b a n k W. M., W i l s o n P. B. RF losses in superconducting lead and niobium.— In: *Proceedings IX International Conference on Low Temperature Physics (LT-IX)*, Collumbus, Ohio, 1964, Part A. Plenum Press, New York, 1965, 396.
251. P i p p a r d A. B. *Advances in electronics and electron physics*, 6. Ed. L. Marton, New York, 1954.
252. P i p p a r d A. B. The anomalous skin effect in anisotropic metals.— *Proc. Roy. Soc.*, 1954, A224, 1157, 273.
253. P i p p a r d A. B. The experimental and theoretical study of the relation between magnetic field and current in a superconductor.— *Proc. Roy. Soc.*, 1953, A216, 1127, 547.
254. P i p p a r d A. B. The surface impedance of superconducting and normal metals at high frequencies.— *Proc. Roy. Soc.*, 1947, A191, 1026, 370.
255. P i p p a r d A. B. The surface impedance of superconducting and normal metals at high frequencies.— *Proc. Roy. Soc.*, 1947, A191, 1026, 385.
256. P i p p a r d A. B. The surface impedance of superconducting and normal metals at high frequencies.— *Proc. Roy. Soc.*, 1947, A191, 1026, 399.
257. P i p p a r d A. B. The surface impedance of superconductors and normal metals at high frequencies.— *Proc. Roy. Soc.*, 1950, A203, 1072, 98.
258. P o u n d R. V. Electronic frequency stabilization, of microwave oscillators.— *Rev. Sci. Instrum.*, 1946, 17, 11.
259. P r o t h e r o W. A., G o o d k i n d J. M. Superconducting gravimeter.— *Rev. Sci. Instrum.*, 1968, 39, 9, 1257.
260. P u d a l o v V. M., K h a i k i n M. S. Dilatometer with a sensitivity of 10^{-4} angstrom.— *Cryogenics*, 1969, 9, 2, 128.
261. R a b i n o w i t z M. Possible sources of residual power loss in RF superconducting cavities.— *Lett. Nuovo cim.*, 1970, 4, 12, 549.
262. R e u t e r G. E. H., S o n d h e i m e r E. H. The theory of the anomalous skin effect in metals.— *Proc. Roy. Soc.*, 1948, A195, 1042, 336.
263. R o b i n s o n C. S., J a m n i k D., H a n s o n A. O. Computer studies of orbits in high energy microtrons.— *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 1967, 14, 3, 624.
264. S a l a ü n M. Mesure á 9 GHz de coefficients de surtension éleves par la «méthode du déphasage» dans le cas d'un oscillateur bouclé sur une cavité supraconductrice.— *C. r. Acad. sci.*, 1969, 269, 9, B347.
265. S a r a c h i k M. P., G a r w i n R. L., E r l b a c h E. Observation of the energy gap by low-temperature penetration depth measurements in lead.— *Phys. Rev. Lett.*, 1960, 4, 1, 52.
266. S c h a w l o w A. L. Penetration of magnetic fields through superconducting films.— *Phys. Rev.*, 1958, 109, 5, 1856.
267. S c h w a r t z H., W e a v e r J. N. Some S-band superconducting cavity tests. Report HEPL-TN-67-13. Stanford University, Stanford, 1967.
268. S c h w e t t m a n H. A., W i l s o n P. B., P i e r c e J. M., F a i r b a n k W. M. The application of superconductivity to electron linear accelerators.— *Adv. in Cryog. Engng.*, 1965, 10, 886.
269. S e p t i e r A. Les résonateurs supraconducteurs et leurs applications.— *L'onde electr.*, 1965, 45, 460—461, 932.
270. S e t c h f i e l d J. B. Measuring high Q's at microwave frequencies.— *Brit. Commun. Electronics*, 1963, 10, 7, 543.
271. S i m o n J. Surface impedance of superconducting tin, mercury and lead at 9200 Mc/sec.— *Phys. Rev.*, 1950, 77, 3, 384.
272. S l a t e r J. C. *Introduction to chemical physics*. New York, 1939.

273. S o n d h e i m e r E. H. The theory of the anomalous skin effect in anisotropic metals.— Proc. Roy. Soc., 1954, A224, 1157, 260.
274. S t e i n S. R., T u r n e a u r e J. P. Superconducting-cavity stabilized oscillator for high stability.— Electron. Lett., 1972, 8, 13, 321.
275. S t o n e J. L., B a k e r G. L., H a r t w i g W. H. An X-band oscillator using a superconducting cavity.— In: 21-th Annual South-West IEEE Conference and Exhibition, San Antonio, Texas, 1969. New York, 1969, 9B/1.
276. S t o n e J. L., H a r t w i g W. H. Performance of superconducting oscillators and filters.— J. Appl. Phys., 1968, 39, 6, 2665.
277. S t o n e J. L., H a r t w i g W. H., B a k e r G. L. Automatic tuning of a superconducting cavity using optical feedback.— J. Appl. Phys., 1969, 40, 5, 2015.
278. S t r o n g i n M. The sensitivity of the Q of superconducting rf cavities to surface conditions.— J. Appl. Phys., 1971, 42, 10, 4105.
279. S t r o n g i n M., F a r r e l l H. H., H a l a m a H. J., K a m m e r e r O. F., V a r m a z i s C. Surface conditions of niobium for superconducting rf cavities.— Particle Accel., 1972, 3, 4, 209.
280. S t r o n g i n M., F a r r e l l H. H., V a r m a z i s C., H a l a m a H. J., K a m m e r e r O. F., V a r m a M. N., D i c k e y J. M. Effect of surface conditions on some superconducting properties of niobium.— In: Proceedings of the 1972 Applied Superconductivity Conference, Annapolis, Maryland. New York, 1972, 667.
281. S u e l z e L. Status of the 2 GeV superconducting linac.— IEEE Trans. Nucl. Sci., 1971, 18, 146.
282. S u t t o n D. C., H a n s o n A. O., J a m n i k D., R o b i n s o n C. S., A x e l P. Design of a 600 MeV superconducting microtron.— IEEE Trans. Nucl. Sci., 1969, 16, 3, 985.
283. S z e c s i L. Measurement of the dependence of frequency of the residual resistance of superconducting layers of lead.— В кн.: Труды VII Международной конференции по ускорителям заряженных частиц высоких энергий, 2. Изд-во АН АрмССР, Ереван, 1970, 691.
284. T e d r o w P. M., F a r a c i G., M e s e r v e y R. Measurement of the surface inductance and penetration depth of superconducting aluminum.— Phys. Rev., 1971, 4B, 1, 74.
285. T h o m p s o n G. C. Superconducting inertial apparatus. United States Patent 3 220 262, U. S. Cl. 73—505, patented 30. 11 1965.
286. T o m b e l l o T. A., L e i c h D. A. RF-losses in superconducting lead cavities.— IEEE Trans. Nucl. Sci., 1971, 18, 3, 164.
287. T u m a n V. S. Cryogenic gravity meter to study radial free modes of the earth.— In: Proceedings 12-th International Conference on Low Temperature Physic, Kyoto, 1970. Tokyo, 1971, 859.
288. T u m a n V. S. Terrestrial spectroscopy by a cryogenic gravity meter.— Nature, 1971, 229, Febr. 26, 618.
289. T u r n e a u r e J. P. Microwave measurements of the surface impedance of superconducting tin and lead. Report IIEPL-507. Stanford University, Stanford, 1967.
290. T u r n e a u r e J. P. The status of superconductivity for RF applications.— In: Proceedings of the 1972 Applied Superconductivity Conference, Annapolis, Maryland. New York, 1972, 621.
291. T u r n e a u r e J. P., N g u y e n T u o n g V i e t. Superconducting Nb TM_{010} mode electron-beam welded cavities.— Appl. Phys. Lett., 1970, 16, 9, 333.
292. T u r n e a u r e J. P., W e i s s m a n I. Microwave surface resistance of superconducting niobium.— J. Appl. Phys., 1968, 39, 9, 4417.
293. V i c t o r J. M., H a r t w i g W. H. Radiofrequency losses in the superconducting penetration depth.— J. Appl. Phys., 1968, 39, 6, 2539.
294. V i g J. R., G i k o w E. A superconductive tuner with broad tuning range.— Proc. IEEE, 1973, 61, 1, 122.
295. W a l d r a m J. R. The surface impedance of superconductors.— Revs. Mod. Phys., 1964, 36, 1, 187.

296. Weaver J. N., Smith T. J., Wilson P. B. Accelerating structures for superconducting electron linacs.— IEEE Trans. Nucl. Sci., 1967, 14, 3, 345.
297. Weisman I. Fabrication of high Q superconducting niobium cavities.— In: Proceedings of the 1968 Summer Study on Superconducting Devices and Accelerators, 1. Brookhaven National Laboratory (BNL 50 155), Upton, New York, 1968, 32.
- 298) Weisman I., Turneare J. P. A Nb TM_{010} mode cavity with high electric field and Q_0 .— Appl. Phys. Lett., 1968, 13, 11, 390.
299. Wexler A. Evaporation rate of liquid helium.— J. Appl. Phys., 1951, 22, 12, 1463.
300. Wik B. H., Schwetman H. A., Wilson P. B. A 200 MeV superconducting microtron with unity duty cycle.— In: Proceedings of V International Conference on high energy accelerators, Frascati, 1965, 686.
301. Williams D. L. The surface impedance of superconducting aluminum at 3000 Mc/sec.— Proc. Phys. Soc., 1962, 79, 3, 594.
302. Wilson P. B. Theory and design of superconducting electron linear accelerators.— In: Linear accelerators. «North-Holland Publ. Co», Amsterdam, 1969.
303. Wilson P. B., Farkas Z. D., Hogg H. A., Hoyt E. W. Recent measurements at SLAC on superconducting niobium X-band cavities.— IEEE Trans. Nucl. Sci., 1973, 20, 3, 104.
304. Wilson P. B., Schwetman H. A., Fairbank W. M. Current status of research at Stanford on superconducting electron linacs.— В кн.: Труды IV Международной конференции по ускорителям на высокие энергии, Дубна. Атомиздат, М., 1963.
305. Zar J. L. Cryogenic radio frequency resonant circuits comprising superconductive inductance and capacitance. United States Patent 3 349 351, U. S. Cl.334—70, patented 24.10 1967.
306. Zimer H. Harmonic generation of microwaves produced by a field-emission cathode in a superconducting cavity.— Appl. Phys. Lett., 1965, 7, 11, 297.

ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

- Абрикосова — Горькова — Халатникова теория 63, 65, 68, 250
 Баланс амплитуд 168, 180, 181, 218, 220
 — фаз 168, 169, 180, 218, 219
 Вакуумирование резонансных систем 76, 84, 98, 102, 105
 Вектор волновой 65
 — потока тепла 110
 — Умова — Пойнтинга 48
 Векторный потенциал 40, 65, 163
 — — связь с током в сверхпроводнике 40
 Видемана — Франца закон 25
 Волна акустическая 18, 72
 — плоская 33, 47, 48
 Восприимчивость магнитная сверхпроводников 28
 Время переходного процесса 137, 139, 186
 — релаксации 24, 235
 Генератор высокостабильный 138, 140, 168, 184, 189, 196
 — — перестраиваемый 132, 149, 211, 216, 217
 — дрейф частоты 221
 — монотронный 198, 200
 — — со сверхпроводящим резонатором 198, 200, 201
 Гинзбурга — Ландау параметр 38
 — — уравнения 37
 Гирскоп поляризаационный 240
 Глубина проникновения поля 38, 41, 49, 50, 61, 67, 75, 160
 — — — в идеальный проводник 29
 — — — в сверхпроводник 35, 57, 79, 157, 159, 161, 163, 165, 250
 — — — — зависимость от длины свободного пробега 39, 41
 — — — — — от температуры 39, 158, 159
 — — — — — измерение 158—160
 — — — — — лондоновская 30, 37
 — — — — — пиппардовская 61
 — — — — — эффективная 60
 — — — — — комплексная 49, 159, 162
 Гравиметр сверхпроводящий 237—240
 Грюнайзена постоянная 21
 — формула 21, 22
 Давление 92, 96, 97
 — стабилизация 95
 — электромагнитного поля 97
 Дебая закон 17
 — температура 18. *См. также* Температура характеристическая
 — уравнение состояния 21
 — энергия 21
 Детектор 207, 209, 210
 — излучения лазерного 236
 — ядерного 236
 — фазовый 188, 190, 221
 — частотно-модулированных колебаний 231
 — частотный 183, 184, 186
 Деформация стенок резонатора 96, 97
 Диамagnetик идеальный 28
 Дилатометр 238
 Дискриминатор Паунда со сверхпроводящим резонатором 203, 210
 — частотный 156, 196, 232
 Длина когерентности 31, 38—40, 79
 — — зависимость от длины свободного пробега электронов 38, 40
 — — чистых металлов 32
 — свободного пробега фононов 22, 23
 — — — электронов 25—27, 38, 40, 48, 67
 Добротность резонансной системы 15, 47, 73, 74, 76, 80, 92, 99, 108, 123, 198
 — — — измерение методом декремента 123, 137, 143

- — — — динамическим 123—125, 132, 135—137, 144, 145
- — — — методом измерения полного сопротивления 123
- — — — — передачи 123, 131, 132, 143
- — — — — скоростным 131
- — — — — статическим 123, 124, 136, 137
- — — — — фазовым 123, 131, 133, 145, 152
- — — — погрешности 123, 124, 130, 131, 133, 136, 137, 140, 142, 152
- резонатора 76—78, 81, 82, 85, 87, 88, 120, 127, 128, 134, 161, 197
- — — — — внешняя 119
- — — — — нагруженная 119, 132, 136, 137, 141, 145, 146, 148, 161, 169, 186, 191, 192, 195, 216, 221
- — — — — прямоугольного 120
- — — — — сверхпроводящего 69, 80, 161, 217
- — — — — температурная зависимость 80
- — — — — собственная 82, 84, 118, 120, 140, 143, 145, 146, 148
- — — — — цилиндрического 120, 121
- Дозиметр 236, 237
- Излучение тепловое 22, 110
- — — — — равновесное 22
- Изоляция экранно-вакуумная 111, 115—117
- Импульс заряда обобщенный 31
- Индуктивность 57, 98, 106, 159, 229
- Квант магнитного потока 31, 44
- Кларка магнитометр 160
- Конденсация электронов в пространстве импульсов 32, 34
- Контур резонансный сверхпроводящий 80, 106, 227—230
- — — — — перестройка частоты 106, 229, 230
- Концентрация примесей 27
- — — — — электронов 24, 56
- — — — — нормальных 45, 46, 56, 243
- — — — — приведенная 39
- — — — — температурная зависимость 56
- — — — — сверхпроводящих 37, 38, 44, 46, 56
- — — — — приведенная 39
- Коэффициент линейного расширения 15, 20, 21, 73, 81, 92, 93, 95
- — — — — связь с теплоемкостью 21, 46
- — — — — температурная зависимость 21
- — — — — связи 98, 99, 119, 136, 143, 145, 161, 198
- — — — — измерение 140, 143
- — — — — стоячей волны 143
- — — — — теплопроводности 24, 110
- — — — — шума 225
- Крамерса — Кронига соотношения 159
- Криостат 95, 107, 108, 114, 117, 196, 200
- — — — — азотно-гелиевый 114, 117
- — — — — азотный 116, 117
- — — — — виброустойчивый 114, 116
- — — — — гелиевый безазотный 113—115
- Куперовская пара 32, 37, 46
- Лондонов уравнения 30, 34, 38, 57, 60, 162
- Маттиса — Бардина теория 63—65, 246
- Мейсснера эффект 30, 43
- Модель Бардина — Купера — Шриффера (БКШ) 60
- — — — — двухжидкостная 38, 39, 56, 57, 93, 95
- — — — — феноменологическая 54, 56, 59
- Модулятор балансный 191, 204, 209
- Модуляция амплитудная 133, 134, 137, 145, 172, 174, 179, 182
- — — — — коэффициент 175, 177
- — — — — частотная 125, 138, 151, 174, 175, 177, 182, 187
- — — — — индекс 177
- Монолат 95, 111, 112
- Напряженность поля критическая 28, 42
- — — — — термодинамическая 43
- Напыление вакуумное 74, 75, 80, 81, 86
- Обезжиривание 77, 79
- Оксидирование анодное 85, 88
- Ома закон 48, 50, 57
- Отжиг 53, 82—84, 86—88, 98
- Параметр упорядочения 35
- Поверхностное сопротивление 48, 54, 73—75, 120, 155, 161, 163
- — — — — при аномальном скин-эффекте 51, 53
- — — — — сверхпроводника 54, 56—58, 61, 64—67, 82, 83, 161
- — — — — в микроскопической теории 56, 67
- — — — — зависимость от длины свободного пробега электронов 68
- — — — — от температуры 54, 59, 69
- — — — — от частоты 54, 59, 69
- — — — — измерение 69
- — — — — остаточное 54, 70, 72
- Поверхностный импеданс 47, 48, 56, 118, 122, 148, 155, 157, 159, 161, 246, 250

— — действительная часть см. Поверхностное сопротивление
 — — мнимая часть 48, 54, 57, 122, 161
 — — при аномальном скин-эффекте 52
 — — сверхпроводника 56, 246, 248—250, 252
 — — — в микроскопической теории 65, 68, 249
 — — — действительная часть см. Поверхностное сопротивление сверхпроводника
 — — — мнимая часть 58, 94, 249
 — — — — зависимость от температуры 60, 61, 94, 95
 — — — — зависимость от частоты 61, 250
 — — — — измерение 69
 Подстройка частоты автоматическая 166, 167, 183, 220, 224
 — — — фазовая 167, 188, 190, 191, 216, 218, 219, 221—224
 — — — частотная 167, 183, 202, 210, 222, 224
 Полировка механическая 54, 77, 78, 86
 — химическая 76, 83—86, 88
 — электрохимическая 53, 54, 79, 84—86, 88, 107, 198
 Полоса захвата частоты 193, 195
 — удержания 193—195
 Потенциал химический 20
 — — фотонного газа 22
 Поток замороженный 71, 88
 — захваченный 70
 — тепловой 24, 110
 Преселектор 106, 225, 226
 — перестраиваемый 228
 — сверхпроводящий 226, 228, 230
 Проводимость металлов 26, 48. См. также Электропроводность
 — — влияние концентрации примесей 27
 — — идеальная 30
 — — при переменном токе 26
 — — при постоянном токе 26
 Резонатор, изготовление методом вакуумного напыления 80, 81, 86
 — — — литья 75—77, 81
 — — — механической обработки 75
 — — — осаждения из газообразной фазы 89
 — — — электролитическим 75, 78—81, 86, 87
 — коаксиальный 98, 100, 106
 — микрополосковый 105
 — полоса пропускания 126, 132, 141, 147, 156
 — — — измерение 123, 125—128, 150

— проходного типа 123, 141, 142, 146
 — прямоугольный 122
 — спиральный 106, 107
 — с устройством связи 102
 — цилиндрический 96, 99, 121
 Рутгерса формула 45

Сверхпроводник лондоновский 33, 49, 61
 — нелинейные свойства 72
 — неодносвязный 31
 — односвязный 31
 — переход фазовый I рода 45
 — — — II рода 34, 45
 — пиппардовский 49, 61
 — I рода 33, 37, 41, 42, 59, 60
 — II рода 33, 37, 41, 43, 44, 59, 60, 74, 163
 — — — фазовая диаграмма 43
 Скин-эффект аномальный 40, 48, 50—52, 54, 61, 65, 252
 — классический 48, 50, 51
 Скорость фазовая 50, 160, 169
 — электрона средняя 23, 25
 Соединения интерметаллические 74
 Сопротивление тепловое 25, 26
 — удельное 15, 38
 — электрическое остаточное 26
 Состояние квантовое 19
 — промежуточное 42, 43
 — смешанное 43

Тангенс угла диэлектрических потерь 120
 Температура критическая сверхпроводника 27, 56
 — приведенная 38, 39, 93, 170
 — стабилизация 108, 112, 167
 — характеристическая 18, 20, 24, 73
 Температурный коэффициент частоты 15, 73
 Теплоемкость 15—17, 20
 — λ -аномалия 19
 — диэлектриков 19
 — кристалла при низких температурах 17
 — проводников 19
 — решетки 17, 20, 21
 — сверхпроводников 45, 46, 93
 — температурная зависимость 17, 45
 — электронного газа 20
 Теплоперенос 24, 110, 111
 Теплопроводность 22—25, 29, 110, 111, 115
 — газа идеального 23
 — — электронного 23
 — размерный эффект 23
 — решеточная 22
 — сверхпроводников 46
 — электронная 22
 Теплота перехода скрытая 28, 29, 45

- Термостабилизация 167
 Термоциклирование 73, 78, 81, 97
 Уравнение движения электронов 26
 Усилитель СВЧ 133—136, 138, 142, 172, 173, 183, 187, 223, 225
 Условия граничные 37, 162, 164, 165
 — — Леонтовича 47, 164, 165
 Фактор дестабилизирующий 73, 97, 169, 170, 191, 221
 — заполнения 234
 — размагничивания 42, 43
 — формы 161
 Ферми-газ 19
 Ферми-поверхность 32
 Ферми-энергия 24, 31
 Фильтр многорезонаторный 225
 — перестраиваемый 235
 — резонансный 174, 184, 235
 Флуктуации амплитудные 172, 173, 179, 196
 — фазовые 172, 173, 179, 231
 — — измерение 231
 — частотные 173, 180, 196, 222, 231—233
 — — измерение 233
 — — спектральная плотность 222
 Флюксид 31, 71
 Фононы 22, 24, 72
 — рассеяние 22, 23
 — частотное распределение 23
 Функция волновая 37
 — распределения 31
 — — Ферми 31
 — состояния кристалла 17
 — — квантового осциллятора 17
 Фурье-компонента тока 65
 Характеристика амплитудная усилителя 172, 173, 178
 — спектральная колебаний генератора 166, 171, 224, 231
 — фазовая 171—173, 180, 181, 207, 218
 — частотная 186, 187
 Частота граничная 55
 — резонансная 47, 92, 97, 118, 122, 132, 133, 135, 140, 148, 169, 180, 186, 194
 — — воспроизводимость 97, 98
 — — дрейф 96, 97
 — — нестабильность 96, 228
 — — перестройка 100, 101, 216
 — — сдвиг 96, 132, 148—152, 155
 Шубникова фаза 43, 44
 Электролит 79, 84, 86
 — борфтористоводородный 79—81, 187
 — пирофосфатный 80
 Электропроводность 24, 25, 73
 — при низких температурах 26
 Энергетическая щель 31—33, 46, 55, 64, 67
 — — зависимость от температуры 66
 Энергия внутренняя 20
 — квантового осциллятора 16
 — колебаний нулевых 16, 21
 — — решетки 19
 — магнитная 36
 — поверхностная в сверхпроводниках 35, 37, 38, 42—44
 — свободная 35, 36, 42, 44
 — теплового движения 16
 — электронного газа средняя 20
 — — — полная 16
 Эффект туннельный 32

**ФЕДОР ФЕДОРОВИЧ МЕНДЕ
ИГОРЬ НИКОЛАЕВИЧ БОНДАРЕНКО
АЛЕКСЕЙ ВАСИЛЬЕВИЧ ТРУБИЦЫН
СВЕРХПРОВОДЯЩИЕ И ОХЛАЖДАЕМЫЕ
РЕЗОНАНСНЫЕ СИСТЕМЫ**

Печатается по постановлению ученого совета
Физико-технического института
низких температур АН УССР

Редактор *Е. Л. Орлик*

Художественный редактор *И. П. Антолюк*

Оформление художника *М. Н. Усова*

Технические редакторы *Д. В. Вирич,*
А. М. Капустина

Корректоры *Г. И. Цыбенко, Р. С. Коган*

Сдано в набор 16.X 1975 г. Подписано к печати 7.V 1976 г. БФ 15852. Зак. № 6-237. Изд. № 283. Тираж 1500. Бумага № 1, 60x90^{1/16}. Условн. печ. листов 17,0. Учетно-изд. листов 18,32.
Цена 2 руб. 13 коп.

Издательство «Наукова думка», Киев, Репина, 3.

Отпечатано с матриц Головного предприятия республиканского производственного объединения «Полиграфкнига» Госкомиздата УССР, г. Киев, ул. Довженко, 3 на Харьковской книжной фабрике «Коммунист» республиканского производственного объединения «Полиграфкнига» Госкомиздата УССР, г. Харьков, ул. Энгельса, 11.