

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ТОНКИХ ПРОВОДЯЩИХ КАНАЛОВ С ВЫСОКОЧАСТОТНЫМИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫМИ ПОЛЯМИ

Бондаренко И.Н.

Харьковский национальный университет радиоэлектроники

Харьков, пр. Ленина, 14, 61166, Украина

тел.: (057) 702-13-62, e-mail: mepu@kture.kharkov.ua

Theoretical analysis of processes of interaction of electric charges in a thin conducting films and channels with external electromagnetic fields are carried out. Revealed the possibility of implementing regimes of amplification and generation in such structures. The results of quantitative assessments are given out.

Введение. Развитие и достижения микро- и наноэлектроники во многом связаны с изучением и использованием свойств тонких проводящих, а также сверхпроводящих пленок и каналов, проявляющихся при их взаимодействии с токами и электромагнитными полями. В последние годы к таким объектам добавились углеродные нанотрубки и пленки графена.

В данной работе предлагается формализм, используемый для описания взаимодействия потоков электронов с ускоряющими и переменными полями [1], применить для описания процессов взаимодействия зарядов с электромагнитными полями в микро- и наноразмерных структурах.

Основная часть.

Рассмотрим тонкий сверхпроводящий канал длиной d . Движение зарядов в таком канале в случае приложения к нему напряжения U можно описать с помощью уравнения Лондонов [2].

$$\dot{j}_c = \frac{1}{\mu_0 \delta_L^2} \vec{E}, \quad (1)$$

где $|j_c| = |n_c \cdot e \cdot v|$ – плотность токов; n_c – объемная плотность зарядов; e – величина единичного заряда; v – скорость движения заряженных частиц; $\mu_0 = 1,256 \cdot 10^{-6}$ В·с/А·м – магнитная проницаемость вакуума; $\delta_L = \sqrt{\frac{m_0}{\mu_0 \cdot n_c \cdot e^2}}$ – лондоновская глубина проникновения поля; $m_0 = 9,11 \cdot 10^{-31}$ кг – масса электрона; $e_0 = 1,602 \cdot 10^{-19}$ Кл – заряд электрона; $E = U/d$ – напряженность электрического поля.

Подставив соответствующие выражения в (1) можно получить

$$\frac{dv}{dt} = \frac{e_0}{2m_0} \frac{U}{d}. \quad (2)$$

Уравнение (2) эквивалентно уравнению движения электронов в двухсеточном зазоре [1].

Предположим теперь, что $U = U_0 + U_m \sin \omega t$. Интегрируя (2) получим следующие соотношения:

$$v = v_0 + \frac{e_0 U_0}{2m_0 d} (t - t_0) - \frac{e_0 U_m}{2\omega m_0 d} (\cos \omega t - \sin \omega t_0), \quad (3)$$

$$L = v_0(t - t_0) + \frac{e_0 U_0}{4m_0 d} (t - t_0)^2 - \frac{e_0 U_0}{2\omega^2 m_0 d} [\sin \omega t - \sin \omega t_0 - (\omega t - \omega t_0) \cos \omega t_0] \quad (4)$$

Учитывая, что $L = d$, $t - t_0 = \tau$ и предполагая $v_0 = 0$, $U_m \ll U_0$, для угла пролета зарядов через сверхпроводящий канал можно записать

$$\theta = \omega \tau_0 = \frac{\omega d}{v_{0t_{cp}}}, \quad (5)$$

где $v_{0t} = \frac{e_0 U_0}{2m_0 d} \tau$; $\tau = \tau_0 + \delta\tau$; $\delta\tau \ll \tau_0$. При этом можно получить $\tau_0 \approx 2d \sqrt{m_0 / e_0 U_0}$, а $v_{0t_{cp}} \approx \frac{1}{2} \sqrt{e_0 U_0 / m_0}$. Раскладывая тригонометрические функции в ряд по малому параметру $\omega \cdot \delta\tau$, подставляя их в соотношение (4) и отбрасывая малые члены получим:

$$d \approx v_{0t} \tau - \frac{e_0 U_m}{2\omega^2 m_0 d} [\sin \omega t - \sin(\omega t - \theta) - \theta \cos(\omega t - \theta)] \quad (6)$$

Для тока, наводимого движущимися зарядами можно записать [1]

$$di_{\text{навед}} = I_0 \cdot dt_0 \frac{v}{d}, \quad (7)$$

где $I_0 = n_0 \cdot e \cdot v_{0t} \cdot S$ - постоянная составляющая тока зарядов; S - площадь слоя зарядов; dt_0 - время, за которое поступает элементарный слой зарядов.

Подставляем в (7) соотношение (3) и интегрируем, используем разложение в ряд $\sin(\omega t - \omega \tau)$, подставляя величину $v_{0t} \tau$, определяемую из (6) и учитывая соотношения (5) и (1), получим выражение для переменной составляющей наведенного тока

$$i_{\text{навед}} = \frac{S \cdot U_m}{\mu_0 \delta_L^2 \omega d} [\Phi(\theta) \sin \omega t + \Psi(\theta) \cos \omega t], \quad (8)$$

$$\text{где } \Phi(\theta) = \frac{2(1 - \cos \theta) - \theta \sin \theta}{\theta}, \quad \Psi(\theta) = \frac{2 \sin \theta - \theta(1 + \cos \theta)}{\theta}.$$

Из соотношения (8) видно, что переменная составляющая наведенного тока в общем случае не равна нулю и имеет активную и реактивную части. Учитывая, что переменное напряжение $U_{\approx} = U_m \sin \omega t$, для активной G_c и реактивной B_c составляющих проводимости можно записать

$$G_c = \frac{S}{\mu_0 \delta_L^2 \omega d} \left[\frac{2(1 - \cos \theta) - \theta \sin \theta}{\theta} \right], \quad (9)$$

$$B_c = \frac{S}{\mu_0 \delta_L^2 \omega d} \left[\frac{2 \sin \theta - \theta(1 + \cos \theta)}{\theta} \right]. \quad (10)$$

Графики функций $\Phi(\theta)$ и $\Psi(\theta)$ приведены на рис. 1.

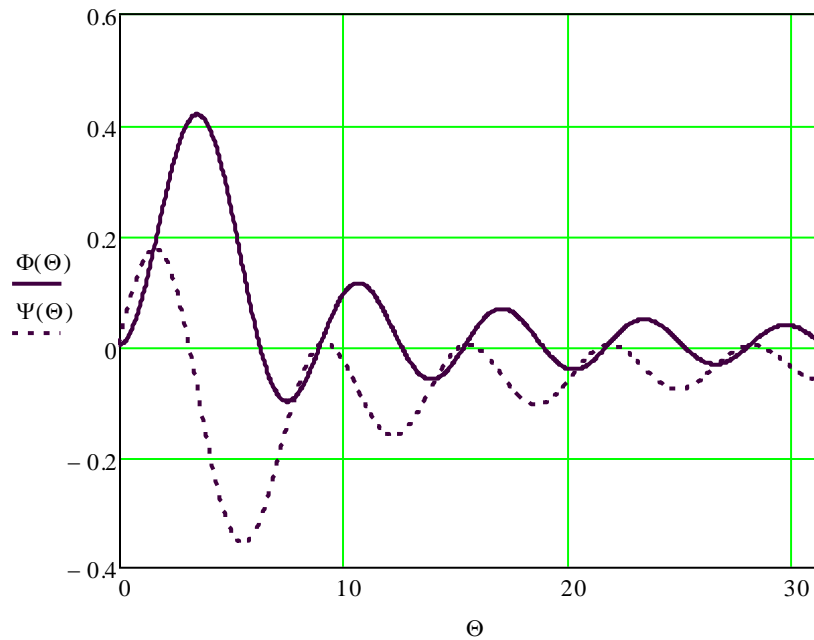


Рис. 1 Зависимости функций $\Phi(\theta)$ и $\Psi(\theta)$ от угла пролета θ рад.

Анализ зависимости $\Phi(\theta)$ показывает, что величина G_c приобретает и отрицательные значения. Это значит, что при определенных углах пролета θ возможна отдача энергии от потока частиц во внешнюю цепь, т.е. сверхпроводящий тонкий канал в таком режиме может быть использован как усилитель или генератор электромагнитных колебаний.

Произведем некоторые оценки с учетом свойств сверхпроводников.

Скорость движения зарядов в сверхпроводнике не может превышать некоторого критического значения. Критическую скорость можно найти, используя правило Сильсби [2]

$$I_{кр} = 2 \cdot \pi \cdot a \cdot H_{кр}, \quad (11)$$

где $I_{кр} = n_c \cdot e \cdot v_{кр} \cdot S$ - критический ток; $H_{кр}$ - напряженность критического магнитного поля; a - характерный размер тонкого сверхпроводящего канала (в случае его цилиндрической формы $a = r$, где r - радиус).

Соотношение (11) справедливо при $a \gg \delta_L$. Подставляя соответствующие значения в (11) найдем выражение для критической скорости

$$v_{кр} = \frac{2 \cdot \pi \cdot r \cdot H_{кр}}{n_c \cdot e \cdot S} = \frac{H_{кр}}{2 \cdot n_c \cdot e_0 \cdot \delta_L}. \quad (12)$$

Поскольку величина $\Phi(\theta)$ максимальное отрицательное значение принимает при $\theta = \frac{5}{2}\pi$, то можно получить соотношение для генерируемой частоты

$$f = \frac{5}{4} \frac{v_{кр}}{d} = \frac{5 \cdot H_{кр}}{8 \cdot d \cdot n_c \cdot e_0 \cdot \delta_L}. \quad (13)$$

С учетом температурных зависимостей [2]:

$$H(T) = H(0) \cdot (1 - t^2), \quad \delta_L(T) = \delta_L(0) \cdot (1 - t^4)^{1/2}, \quad n_c = n(1 - t^4),$$

где $t = T/T_{кр}$ - приведенная температура; n – объемная плотность свободных зарядов в используемом материале, соотношение (13) можно привести к следующему виду:

$$f = \frac{5H_{кр}(0)}{8 \cdot d \cdot n \cdot e_0 \cdot \delta_L(0)} \frac{1-t^2}{(1-t^4)^{1/2}} = f(0) \cdot \frac{1-t^2}{(1-t^4)^{1/2}}. \quad (14)$$

Для скорости заряженных частиц в сверхпроводящем канале с учетом соотношения (12) можно записать

$$v_{0t} = \sqrt{\frac{e_0 \cdot U_0}{m_0}} \leq \frac{H_{кр}(0)}{2 \cdot n \cdot e_0 \cdot \delta_L(0)}. \quad (15)$$

Отсюда соответственно

$$U_0 \leq \frac{\mu_0 \cdot H_{кр}^2(0)}{2 \cdot n \cdot e_0}. \quad (16)$$

С помощью выражений (16) и (17) можно оценить величины v_{0t} и U_0 для олова и свинца, например. Получим: $v_{0t}(Sn) \leq 149$ м/с, $U_0(Sn) \leq 2,33 \cdot 10^{-7}$ В ($H_{кр}(0) \sim 2,44 \cdot 10^4$ А/м, $\delta_L(0) \sim 5,1 \cdot 10^{-8}$ м, $n = 10^{28}$ м⁻³); $v_{0t}(Pb) \leq 514$ м/с, $U_0(Pb) \leq 1,62 \cdot 10^{-6}$ В ($H_{кр}(0) \sim 6,4 \cdot 10^4$ А/м, $\delta_L(0) \sim 3,9 \cdot 10^{-8}$ м).

Подставляя соответствующие значения в соотношение (9) получим: $G_c(Sn)|_{<0max} = -3,2 \cdot 10^4$ 1/Ом, $G_c(Pb)|_{<0max} = -1,2 \cdot 10^4$ 1/Ом.

Поскольку в чистых нормальнопроводящих металлах, охлажденных до температур кипения жидкого гелия, длина свободного пробега может достигать величин $\sim 10^{-2}$ м [3], уравнение движения свободных электронов также может быть использовано и в этом случае. В результате его решения для нормальнопроводящих тонких каналов приходим к соотношениям, подобным полученным ранее:

$$G_e = \frac{S \cdot \sigma}{\omega \cdot d \cdot \tau} \Phi(\theta), \quad B_e = \frac{S \cdot \sigma}{\omega \cdot d \cdot \tau} \Psi(\theta),$$

где σ – проводимость металла; $\tau = 1/v_F$ – время релаксации; l – длина свободного пробега; v_F – скорость Ферми; $\theta = \omega \cdot d/v_{0cp}$ – угол пролета; $v_{0cp} = \sqrt{e \cdot U_0 / 2m_0}$ – средняя скорость электрона в нормальнопроводящем канале; S – площадь сечения проводника, в котором движутся заряды.

Выводы. Проведенные исследования позволяют сделать следующие выводы:

– в пленочных и канальных сверхпроводящих структурах, взаимодействующих с высокочастотными электромагнитными полями возможно проявление эффектов усиления и генерации;

– такие же эффекты могут наблюдаться в пленочных и канальных структурах из чистых глубоководных металлов.

Достоверность, выносимых на обсуждение утверждений, может быть закреплена более глубоким теоретическим анализом рассматриваемых процессов, а также экспериментальными исследованиями.

Список литературы

1. Лебедев И.В. Техника и приборы СВЧ, т.2 – М.: Высшая школа, 1972. – 375с.
2. Шмидт В.В. Введение в физику сверхпроводников. – М.: Наука, 1982. – 238с.
3. Киттель Ч. Введение в физику твердого тела. –М.: Наука, 1978. – 791с.