

## ПРИЕМНИКИ ИНФРАКРАСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ПОВЕРХНОСТНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ И ВИЗУАЛИЗАЦИИ

### Введение

Решающую роль в построении чувствительных сенсоров играют квантово-размерные структуры. При соизмеримости структуры с длиной волны де-Бройля носителей отчетливо проявляется их квантово-механическая природа, которая описывается стационарным уравнением Шредингера с соответствующими граничными условиями. Квантовые ямы, квантовые нити, квантовые точки и сверхрешетки относятся к таким структурам. Специфические эффекты, такие как размерное квантование, квантовое ограничение, резонансное туннелирование, суперпозиция и «запутанность» квантованных состояний частиц и др. вызывают повышенный интерес, как в научной, так и в практической сферах, взаимно дополняющих друг друга [1]. Перспективным является создание приборов с широкими возможностями для приема излучения, метрологии, информационных и вычислительных технологий, для систем связи, на основе уже открытых эффектов и явлений. Конструирование искусственных наноструктур с заданными кинетическими и спектральными свойствами в настоящее время ведется методами «зонной инженерии» и «инженерии волновых функций». Для качественной реализации квантово-размерных систем помимо малых размеров структур требуются низкие температуры, высокие подвижности носителей. То есть квантованные уровни энергии носителей и соотношение неопределенности Гейзенберга, типа  $\Delta\varepsilon \cdot \Delta\tau \leq h$ , ( $\Delta\varepsilon$  и  $\Delta\tau$  – неопределенность по энергии и времени релаксации соответственно,  $h$  – постоянная Планка) должны быть отчетливо разрешимы на фоне термодинамической энергии  $k \cdot T$  ( $k$  – постоянная Больцмана). Квантово-размерные эффекты при комнатных температурах проявляются в полупроводниках с подвижностью электронов не менее  $1000 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$  и при размере структур менее 100 нм. Также необходимо обеспечить когерентность состояния частицы на границе, латеральный размер шероховатостей которой при этом не должен превышать де-Бройлевскую длину волны носителей. При этом влияние на электронную систему заряженных центров в материале сводится к минимуму. Современные нанотехнологии позволяют получать образцы с атомарно-гладкими поверхностями, а нанесение поверхностных разделительных (спейсерных) слоев существенно экранирует зарядовые дефекты.

Инфракрасные системы (ИКС) широко используются при научных исследованиях и на практике: ИК-спектрометрия, бесконтактная термометрия, приборы ночного видения, космические системы зондирования и др. В инфракрасных приемниках излучения можно выделить два типа чувствительных элементов: фотонные и тепловые. Первые основаны на взаимодействии фотонов излучения с носителями заряда, и реакция сенсора на воздействие проявляется в виде внешнего и внутреннего фотоэффекта, фотовольтаики и др. Принцип работы более инерционного теплового чувствительного элемента основан на нагревании принимаемым ИК излучением сенсора с проявлением в нем эффекта Пельтье, пьезоэффекта, эффекта Керра и др. Чувствительные элементы ИКС обычно интегрируются в ПЗС матрицы для визуализации тепловой картины. С целью расширения рабочего ИК диапазона ведутся исследования по применению для этих целей многокомпонентных составов. Структура «кадмий-ртуть-теллур» (известные как КРТ структуры), сдвигает красную границу регистрации до 10 мкм при температуре прибора 78 К. В целом ИКС должны иметь высокое энергетическое, пространственное, спектральное и временное разрешение, особенно это касается применений в научных исследованиях и в медицине. В последнее время интенсивно осваивается терагерцевый (ТГц) диапазон, в частности с целью детального анализа сложных молекул по их колебательному и вращательному спектрам поглощения или излучения.

Одним из уникальных видов квантово-размерных структур являются поверхностные электроны (ПЭ), впервые теоретически рассмотренные в [2, 3]. В настоящее время описанию ПЭ посвящено ряд монографий, например [4]. Над гладкой поверхностью диэлектрика с отрицательным сродством к электрону и малой диэлектрической проницаемостью ПЭ формируют гомогенный монослой на удалении, существенно превышающем межатомные расстояния вещества подложки. При этом имеет место неглубокая потенциальная яма, формируемая слабыми силами изображения электрона в подложке, с одной стороны, и большим потенциальным барьером проникновения заряда в диэлектрик – с другой. Данную систему характеризует «мягкий» квантованный энергетический спектр [5]. Варьирование величиной внешнего поля и/или его полярностью может вести к туннелированию ПЭ через потенциальный барьер в свободное пространство с вероятностью, соответствующей энергии электрона и параметрам барьера. Подложками для ПЭ могут служить: жидкий гелий; жидкая и твердая фазы водорода, дейтерия, неона, аргона и других веществ с вышеотмеченными свойствами. Особое внимание исследователей привлекают системы из ПЭ над сверхтекучими пленками гелия, покрывающими поверхности твердотельных пластин, учитывая предельную чистоту такой слоистой подложки и легкость управления кинетическими и динамическими параметрами зарядовой системы. Пространственная модуляция диэлектрических свойств подложки может изменять размерность системы ПЭ от двумерной к одномерной и к нуль-мерной (искусственные атомы) с соответствующими для этих низкоразмерных систем квантовыми эффектами [6]. Поверхностные электроны зарекомендовали себя и как самостоятельный объект исследования, и как чувствительный инструмент в изучении окружающего вещества или излучения. В концептуальных работах [7, 8] было предложено использовать энергетические состояния ПЭ или его спина в построении квантового бита для организации процесса квантовых вычислений. В работе [9], был предложен один из вариантов устройства, считающего энергетические состояния битов из ПЭ после выполнения квантовых вычислений.

В данной работе рассматривается возможность использования ПЭ с применением различных подложек в качестве чувствительного элемента для индикации излучения или визуализации посредством ПЗС матрицы изображения в длинноволновом или дальнем ИК спектре. Рассматриваются вопросы реализации приемника ИК-изображения на поверхностных электронах, приводится структура прибора и его функционирование.

#### **Анализ квантовых характеристик ПЭ в различных условиях их локализации над подложками**

Оценку квантово-механического состояния ПЭ над поверхностями однородных веществ можно провести, используя основные принципы квантовой механики.

Квантово-механическое состояние электрона с импульсом  $p$  на расстоянии  $z$  от подложки должно соответствовать соотношению де-Бройля  $p \cdot z = \hbar$ . Энергетический баланс электрона в потенциальной яме описывается вириальной теоремой [10]

$$2 \cdot \frac{p^2}{2 \cdot m} - \frac{Q \cdot e^2}{z} = 0. \quad (1)$$

Здесь  $Q = \frac{\varepsilon - 1}{4 \cdot (\varepsilon + 1)}$  – эффективность взаимодействия электрона с диэлектрической под-

ложкой проницаемостью  $\varepsilon$  ( $e$  и  $m$  – заряд и масса свободного электрона соответственно). Из вышеприведенных соотношений энергетический спектр поверхностного электрона описывается как

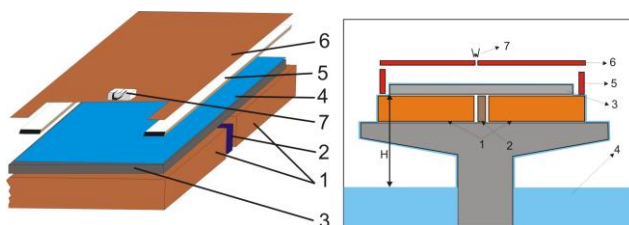
$$\varepsilon_l = Q^2 \cdot \frac{R}{l^2}. \quad (2)$$

Здесь  $R=13,6$  эВ – постоянная Ридберга,  $l$  – натуральный ряд чисел. Спектр имеет водородоподобный вид. Значение эффективного борковского радиуса определяется выражением

$$\gamma^{-1} = \frac{4 \cdot \pi \cdot \varepsilon_0}{Q} \cdot \frac{\hbar^2}{m \cdot e^2}. \quad (3)$$

Здесь  $\varepsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$  Ф/м – диэлектрическая постоянная вакуума.

Реализация системы из ПЭ относительно проста и может быть схематически представлена в виде универсальной ячейки для экспериментальных исследований транспортных характеристик ПЭ. Структурная схема ячейки для исследования взаимодействия ИК с ПЭ показана на рис. 1. Обозначение элементов ячейки приведено на рисунке. Поверхность подложки, частично заполняющей зазор плоского конденсатора, заряжается от внешнего источника электронов в присутствии прижимающего электрического поля между пластинами конденсатора. Приложенная к пластинам разность потенциалов  $V$ , задает условия для получения насыщенной концентрации поверхностных электронов над подложкой, определяемую из соотношения:  $\varepsilon \cdot \varepsilon_0 / b = n \cdot e / V$  (здесь  $b$  – толщина подложки).



1 – измерительные электроды; 2 – заземленный электрод; 3 – диэлектрическая подложка; 4 – гелий; 5 – охранный кольцевой электрод; 6 – прозрачный для ИК излучения электрод; 7 – источник электронов  
Рис. 1

Для измерения проводимости электронной системы, по которому, в частности, определяются кинетические и динамические характеристики поверхностных электронов, одна из пластин конденсатора выполняется составной, к частям которой подсоединяется измерительная система. Внешнее излучение на подложку может быть подано через верхнюю прозрачную для ИК металлизированную пластину или мелкую сетку.

Ниже рассмотрен ряд возможных вариантов построения систем из ПЭ с применением различных подложек для реализации ИК датчиков. Приводятся оценки основных характеристик соответствующих систем из ПЭ.

### Поверхностные электроны над криогенными веществами

Простейшей системой и исторически впервые реализованной являются поверхностные электроны над массивным гелием. Для случая электрона над поверхностью сверхтекучего гелия (изотоп  ${}^4\text{He}$  с  $\varepsilon = 1,0572$ ), следуя соотношениям (1) – (3), энергия основного состояния будет иметь значение  $\approx 8$  К при эффективном борковском радиусе  $\gamma^{-1} = 76$  Å. Спектральная составляющая перехода электрона из основного в первое возбужденное энергетическое состояние соответствует длине волны электромагнитного излучения  $\approx 2$  мм (при минимальном внешнем электрическом поле). Штарковское смещение энергетического спектра в несколько раз в сторону увеличения [11] может быть вызвано внешним электрическим полем  $\vec{E}$  величиной приблизительно  $(10^5 - 10^6)$  В/м. В квазиклассическом приближении размер смещения можно оценить выражением  $e \times \vec{E} \times z$ , где  $z$  – эффективное расстояние электрона до поверхности жидкости. Совмещение значения величины  $h \cdot \nu$  ( $\nu$  – частота излучения) анализируемого электромагнитного излучения с соответствующими квантованными переходами энергетического спектра ПЭ, как известно, ведет к внутреннему или внешнему фотоэффекту, что и составляет физическую основу построения фотонных датчиков излучения.

Подвижность ПЭ над жидким гелием при низких температурах в прижимающем поле ограничивается преимущественно взаимодействием носителей с риплонами – квантованными колебаниями поверхности сверхтекучего гелия и выражается как [5]:

$$\mu_r = \frac{8 \cdot \sigma \cdot \hbar}{m \cdot e \cdot \vec{E}^2}, \quad (4)$$

здесь ( $\sigma$  – коэффициент поверхностного натяжения жидкого гелия). Следует отметить, что подвижность электронов может достигать рекордных для двумерных зарядовых систем значений  $\approx 10^3$  м<sup>2</sup>/В с и более. О предельной чистоте системы из ПЭ над сверхтекучим гелием помимо высокой подвижности электронов свидетельствует также отчетливо наблюдаемый при температуре  $T_C$  фазовый переход в электронный кристалл (Вигнеровский кристалл), как известно, проявляемый при соответствующем отношении потенциальной энергии кулоновского взаимодействия электронов к кинетической энергии, в частности, термодинамической,  $e^2 \cdot \sqrt{\pi \cdot n_s} / (4 \cdot \pi \cdot \varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot k \cdot T_C) = \Gamma = 137$  ( $\Gamma^{-1}$  – постоянная тонкой структуры,  $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$  Дж/К – константа Больцмана и  $n_s$  – поверхностная плотность электронов).

Как отмечалось во введении, подложками для построения ПЭС матрицы могут служить некоторые криогенные вещества. Ниже приводятся квантовые характеристики ПЭ для ряда подложек из криогенных кристаллов, рассчитанные в соответствии с выражениями (1) – (3). Так, для твердого водорода энергия связи электрона с подложкой составит  $E_{cb} = 16,7$  мэВ и боровский радиус при этом будет  $\gamma^{-1} = 17$  Å. Спектроскопические исследования ПЭ над подложкой из кристаллического водорода были проведены в [12]. Для подложки из неона эти величины имеют значения  $E_{cb} = 17,5$  мэВ и  $19$  Å соответственно, и для твердого дейтерия  $E_{cb} = 22$  мэВ и  $\gamma^{-1} = 15$  Å. Энергетический масштаб электронного спектра для данных подложек при переходе электронов с основного энергетического уровня на первый возбужденный соответствует ИК излучению с длиной волны до 100 мкм. Более жесткий спектр имеет система ПЭ над подложкой из отвердевшего аргона. Одной из основных проблем здесь является выращивание образцов для подложек с атомарно гладкой рабочей поверхностью.

Другие возможные варианты построения структур из ПЭ с использованием твердотельных подложек рассмотрены ниже.

### Поверхностные электроны над пленкой гелия на твердотельных диэлектрических подложках

Электрон над пленкой гелия толщиной  $d$ , покрывающей твердотельную диэлектрическую подложку имеет электронный спектр  $\Delta_e(d)$  и эффективный боровский радиус, выражаемые соответственно как [5]:

$$\Delta_e(d) = -\frac{Q \cdot e^2}{4 \cdot \pi \cdot \varepsilon_0 \cdot d} + \xi_e \cdot \left( \frac{\hbar^2}{2 \cdot m} \right)^{1/3} \cdot (e \cdot \vec{E}_d)^{2/3}, \quad (5)$$

$$\gamma_d^{-1} = \left( \frac{\hbar^2}{2 \cdot m \cdot e \cdot \vec{E}_d} \right)^{1/3}, \quad (6)$$

где  $\vec{E}_d$  – эффективное прижимающее электрическое поле, действующее со стороны диэлектрика и определяемое из выражения

$$\vec{E}_d = \frac{Q}{4 \cdot \pi \cdot \varepsilon_0} \cdot \frac{e}{d^2}. \quad (7)$$

Здесь  $\xi_e$  – корни функции Эйри:  $\xi_1=2,238$ ;  $\xi_2 = 4,088$ ;  $\xi_3 = 5,521$ . Так, например, при толщине гелиевой пленки  $d = 300 \text{ \AA}$  на пластине из сапфира с диэлектрической проницаемостью 9,6 значение энергии связи электрона с подложкой составляет около 140 К с энергетическим масштабом спектральной части порядка 50 К. Эксперименты показали, что минимальная насыщенная гелиевая пленка на твердой подложке может быть толщиной 76  $\text{\AA}$ , и приведенные выше величины будут составлять соответственно  $\sim 800 \text{ К}$  и  $\sim 300 \text{ К}$ , что эквивалентно принимаемой частоте излучения около 6 ТГц (длина волны  $\sim 50 \text{ мкм}$ ). Следует заметить, наиболее предпочтительной является подложка из полупроводникового материала, переходящая в диэлектрическое состояние при низких температурах (например, ниже 30 К для кремния).

В такой подложке может быть наведена внешней подсветкой общая или локальная фотопроводимость как для модуляции свойств подложки, так, в частности, и при необходимости снять заряд электризации непосредственно с поверхности.

### Условие сильной связи ПЭ с подложкой

В том случае, если слой электронов на тонкой гелиевой пленке, покрывающей гладкую металлическую подложку). Выражение для энергетического спектра поверхностных электронов в условиях сильной связи электрона с подложкой преобразуется из (5) к следующему виду [13]

$$\Delta'_e(d) \approx \frac{e^2}{32 \cdot a_0} \cdot \left[ l - \frac{3}{4} + \frac{1}{\pi} \cdot \left( \frac{2 \cdot d}{a_0} \right)^{1/2} \right]^{-2} \quad \text{для } l > 1, \quad (8)$$

где  $a_0 = \frac{\hbar^2}{m \cdot e^2}$  – эффективная длина рассеяния электрона на атоме гелия.

Так, при толщине гелиевой пленки на металле  $d \sim 100 \text{ \AA}$  масштаб спектральной части достигает значений более 400 К, и его значение растет в некотором приближении обратно пропорционально толщине пленки. Ненасыщенные пленки над подложками могут иметь толщину нескольких монослоев, и в соответствии с выражением (8), электронный спектр может быть соизмерим со средним ИК спектром излучения. Проблемным вопросом здесь является, как и в случае применения криогенных кристаллов, получение атомарно-гладких поверхностей твердых подложек.

Следует заметить, что в зависимости от толщины гелиевой пленки характер взаимодействия между электронами может измениться от кулоновского на диполь-дипольное. Последнее дает возможность легко достигнуть вырождения в системе ПЭ и, в частности, достигнуть квантового плавления Вигнеровского кристалла при низких температурах.

### Диплонная система

Поверхность диэлектрической подложки может быть непосредственно заряжена положительными ионами (например, включением на металлической игле в ячейке над подложкой тлеющего разряда) с последующим зарядением гелиевой пленки поверхностными электронами. Электроны над пленкой, связанные кулоновским взаимодействием с ионами под пленкой, при этом образуют диплонную систему [14, 15], с квазигармоническим спектром вида

$$\varepsilon_i \approx \hbar \cdot \omega_i \cdot l, \quad l = 1; 2; 3. \quad (9)$$

Осцилляции гармонического спектра электрона,  $\omega_l$  в параболической потенциальной яме, формируемой кулоновским взаимодействием, определяются действием эффективного электрического поля диплона и будут иметь частоту, соответствующую выражению

$$\omega_i = (e \cdot E_i / m \cdot d)^{1/2}. \quad (10)$$

Эффективное электрическое поле диплона при этом описывается выражением

$$E_i = 2 \cdot e / [4 \cdot \pi \cdot \varepsilon_0 \cdot (1 + \varepsilon) \cdot d^2]. \quad (11)$$

При толщине гелиевой пленки  $d = 300 \text{ \AA}$  и при соответствующем этому условию внутреннем поле диплона электронный спектр имеет масштаб порядка 50 К при энергии связи ПЭ с подложкой более 100 К. Энергетические характеристики спектра в данной системе ПЭ изменяются как  $d^{-3/2}$  и при  $d \approx 100 \text{ \AA}$  энергетический масштаб оценивается как 260 К, что соответствует терагерцевому (ТГц) диапазону. При более тонких пленках гелия на гладких подложках электронный спектр может быть существенно сдвинут в область более «жесткого» излучения.

Секционирование подложки по типу ПЗС прибора с возможностью потенциального управления отдельными пикселями позволяет считывать электронный рельеф подложки, формируемый ИК изображением на секциях посредством туннелирования электронов.

### Основные соотношения для ПЭ, учитываемые в работе прибора

Для получения качественного изображения зарекомендовали себя ПЗС матрицы, выполняемые на полупроводниковой (ПП) основе. Актуальным вопросом для современных ИК приемных устройств является возможность работы в широком спектральном диапазоне излучения. В зависимости от материала ПП: Si, GaAs, InSb, CdHgTe и легирующих примесей, спектральный диапазон чувствительности материала к излучению может простирается от ультрафиолетового до инфракрасного. Проблемным является достижение субмиллиметрового диапазона электромагнитного излучения, в частности из-за относительно широкой запрещенной зоны полупроводника и сильного комбинационного рассеяния излучения в материале в этом диапазоне длин волн.

Применение ПЭ над соответствующими подложками позволяет снять ряд вышеотмеченных ограничений, взаимодействия поверхностных электронов с гладкой подложкой не зависят от атомной или молекулярной структуры вещества подложки, что расширяет возможность построения датчиков в этом диапазоне.

Ряд кинетических и динамических характеристик ПЭ для прикладных целей, описаны в [9]. Над поверхностью диэлектрика, покрытой гелиевой пленкой (или без нее), потенциальная яма для электрона, формируется, с одной стороны, относительно слабым полем сил изображения электрона в диэлектрике (7), с другой стороны, имеет место относительно большой потенциальный барьер проникновения электрона в диэлектрик,  $V_0$ . При низких температурах эти условия обеспечивают квантование движения электрона в нормальном направлении.

Величина эффективной энергии Ридберга в системе ПЭ над подложкой, с хорошим приближением определится, как выше было отмечено, из соотношения де-Бройля и вириальной теоремы для квантовой частицы и выражается как

$$R = Q_d^2 \cdot m \cdot e^4 / [(4 \cdot \pi \cdot \varepsilon_0)^2 \cdot (2 \cdot \hbar^2 \cdot l^2)]. \quad (12)$$

Зависимость потенциальной энергии ПЭ от расстояния до подложки –  $z$  при различных полярностях прижимающего поля и эффективный ридберговский энергетический спектр для ПЭ показан на рис. 2. Эффективный ридберговский спектр изображен в виде горизонтальных линий. По оценкам из выражений (1) – (3) энергетический спектр, соответствующий диапазону длин волн от 2 мм до 12 – 15 мкм обеспечивается полем подложки  $\vec{E}_d$ , зависящим преимущественно от типа диэлектрика, характеризуемым параметром  $Q_d$ , а также изменением толщины гелиевой пленки  $d$ . Толщина пленки гелия на подложке в насыщенных условия регулируется подбором расстояния между поверхностями подложки и жидкости ниже подложки,  $h$ , и определяется как  $d \approx 30/(h)^{1/3}$ . Получением более тонких пленок, в том числе и мо-

нослойных, возможно из паровой фазы при ненасыщенных условиях конденсации. В относительно небольших пределах, как отмечалось выше, перестройка энергетического спектра ПЭ может быть проведена изменением потенциала  $\varphi$ .

При включении обратного поля для поверхностного электрона формируется потенциальный барьер  $+\varphi$  параболической формы (рис. 2). Вероятность прохождения сквозь потенциальный барьер определится квантово-механической энергией электрона и параметрами величины  $+\varphi$  и при этом

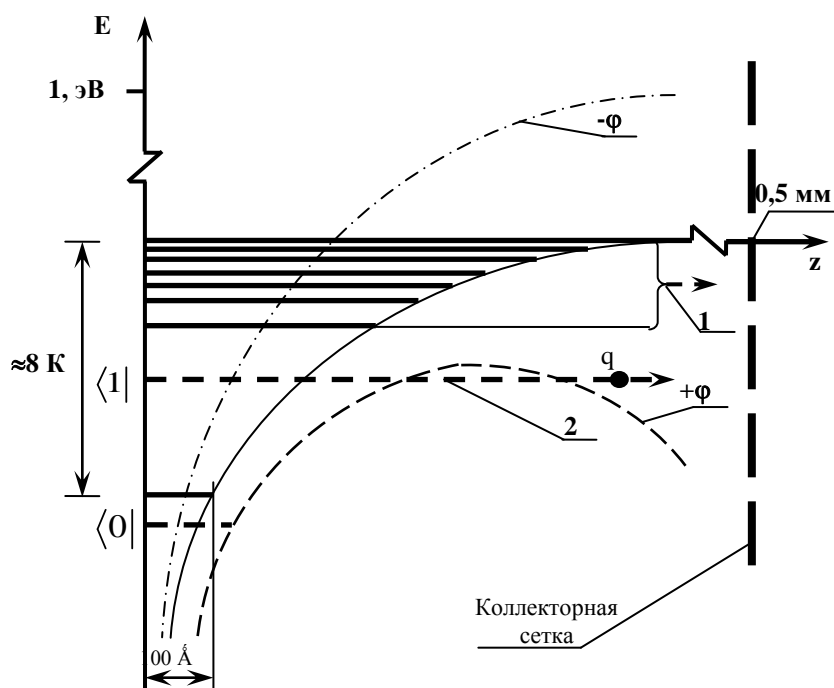
$$D = \exp \left[ -\frac{2}{\hbar} \cdot \int_0^{V_0/e \cdot \bar{E}} \sqrt{2 \cdot m \cdot (V_0 - e \cdot \bar{E} \cdot z)} dz \right] \approx \exp \left( -\frac{4}{3 \cdot \hbar} \cdot \frac{V_0}{e \cdot \bar{E}} \cdot \sqrt{2 \cdot m \cdot V_0} \right). \quad (13)$$

Внешнее электромагнитное излучение в меру энергии квантов фотонов может переводить электроны из основного состояния в возбужденные, либо в непрерывный спектр (рис. 2), обеспечивая условия туннелирования ПЭ сквозь потенциальный барьер или над барьером. Интенсивность ИК-излучения на площадке пикселя задает эффективное число протуннелировавших электронов, и соответственно оставшихся электронов на локальной площадке. (Принцип туннелирования электронов с возбужденных уровней рассматривался ранее в [9] при описании работы регистрирующего устройства для квантовых битов из ПЭ).

Следует отметить, что эффективность работы устройства критична к неоднородностям поверхности подложки, вызывающих вариации потенциала в плоскости подложки и описываемых как

$$\delta\varphi_d \approx -\frac{Q}{4 \cdot \pi \cdot \varepsilon \cdot \varepsilon_0} \cdot \frac{e^2}{z} \cdot \left(\frac{A}{z}\right)^{1/2} \cdot \exp(-2 \cdot \pi \cdot z/A), \quad (14)$$

здесь  $A$  – латеральный размер шероховатости. По оценкам, при  $z \sim 10$  нм и величине  $A$  со значением в 1 – 5 нм (легко выполнимое с применением современных нанотехнологий), величина  $\delta\varphi_d$  будет иметь значение порядка  $10^{-3}$  К, что приемлемо для качественной работы прибора при  $T \sim 1$  К.



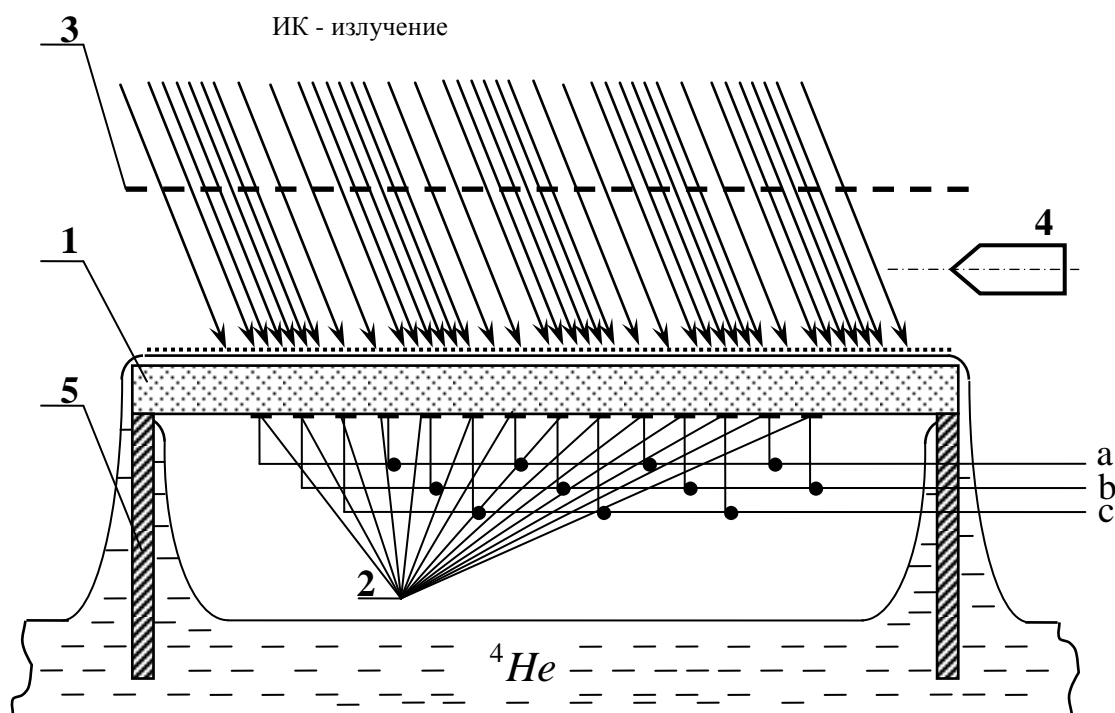
$\varphi$  и  $+\varphi$  – потенциальная энергия, обусловленная прижимающим или отжимающим внешним полем, соответственно; горизонтальные линии – основной и возбужденные уровни энергии для электрона в соответствующей потенциальной ям

Рис. 2

Концентрация поверхностных электронов  $n_s$ , задаваемая внешним поперечным полем и удельной емкостью между электронным слоем и совокупностью нижних (измерительных) электродов ПЗС матрицы, есть  $n_s = \frac{\varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot E}{e}$ . Значение этой величины может быть варьируемо от малых значений, определяемых чувствительностью прибора, до значений  $\sim 10^{16} \text{ м}^{-2}$  над тонкими гелиевыми пленками. Над массивным гелием концентрация электронов ограничивается значением  $2 \cdot 10^{13} \text{ м}^{-2}$  из-за развития электрогидродинамической неустойчивости заряженной поверхности жидкости.

### Структурная схема и принцип работы ПЗС матрицы на ПЭ

Устройство предлагаемой ПЗС матрицы с применением поверхностных электронов имеет вид, представленный на рис. 3. Она содержит на подставке – 1 диэлектрическую пластину – 2 с гладкой рабочей поверхностью, с обратной стороны которой нанесены управляющие микроэлектроды – 3. Со стороны рабочей поверхности находятся импульсный источник свободных электронов (туннельный или термо- (фото) – эмиттер) – 4 и коллекторная (антидинаatronная) сетка – 5.



1 – подложка; 2 – диэлектрическая пластина; 3 – встроенные электроды; 4 – импульсный источник свободных электронов (туннельный, термо- или фото- эмиттер); 5 – коллекторная (антидинаatronная) сетка

Рис. 3

Рабочая поверхность пластины покрыта слоем гелия с поверхностными электронами на ней. Поверхность подложки освещается ИК излучением, формируя вдоль поверхности потенциальный рельеф, соответствующий распределению энергии ИК излучения на участках поверхности. Пластина с электродами может быть заменена кремниевой ПЗС матрицей переходящей в диэлектрическое состояние при  $T < 30 \text{ К}$  с соответствующей схемой управления пикселями. Такая матрица может применяться для работы и без ПЭ в оптическом диапазоне при не очень низких температурах. Для эффективной работы ПЗС матрицы размеры пикселей должны быть соизмеримы с длиной волны принимаемого излучения.



## Работа ПЗС матрицы

На коллекторную сетку подается отрицательный потенциал и включается на короткое время источник свободных электронов, которые экспонируются равномерно на пленке гелия над электродами в виде кластеров. Потенциал на коллекторной сетке затем меняется на положительный. ИК излучение проецируемого на матрицу изображения *переводит* электроны в меру освещенности пикселей и энергии квантов с основного в возбужденные квантованные уровни и в непрерывный спектр. Прошедшие сквозь потенциальный барьер и над барьером электроны захватываются коллекторной сеткой. (На рис. 2 переходы показаны линиями со стрелками.) Созданный таким образом зарядовый рельеф считается, например, по трехфазной схеме.

Выражения для оценки соотношения сигнал/шум для аналогичной ПЗС матрицы с учетом фотонного шума, шума считывания и шума сброса (кТС-шума), приведены в работе [6]. В отношении темнового тока устройства в [6] отмечалось следующее. Типичный темновой ток ПЗС матрицы при комнатной температуре составляет  $\sim 10^5 e/(\text{pixels})$ , что лимитирует предельную чувствительность устройства. С понижением температуры этот параметр экспоненциально уменьшается и уже при 150 К оценивается как  $\sim 10^{-2} e / (\text{pixels})$ . То есть динамический диапазон ПЗС матрицы возрастает резко при этом и, соответственно возрастают контрастность и обнаружительная способность прибора. Для ПЗС матриц на полупроводниковой основе при  $T < 60$  К эффективность работы, однако резко падает из-за вымораживания носителей тока. Подобный эффект исключается в системе ПЭ, что делает ее уникальной в этом отношении. Потеря электронов в данном устройстве, как показали исследования, проводившиеся в [8], пренебрежимо мала, и соответствует лишь нескольким электронам на эквивалентном линейном участке в несколько сотен метров с ПЗС структурами. В этих условиях чувствительность прибора в основном определится шумом считывания  $\sim 50 e \text{ rms}$ . Применение же схемы с двойной коррелированной выборкой (ДКВ – схема) сводит это значение к величине  $\sim 10 e \text{ rms}$ .

В дополнение следует заметить: существенное влияние на автолокализацию ПЭ вносит присутствие под слоями гелия твердотельных подложек с пространственно модулированными свойствами, ведущее к понижению размерности электронной системы или увеличивающие эффективную рабочую поверхность. Применение структурированной (например, микропорами) подложки [16], позволяет получить повышенную плотность электронов в окрестности пор вследствие преимущественных сил изображения для ПЭ в этих местах. Последнее ведет к повышению обнаружительной способности и динамического диапазона принимаемого ИК изображения.

## Заключение

Для построения фотонной системы регистрации ИК излучения может быть использована система поверхностных электронов при различных условиях локализации электронов над подложками. Анализируются условия и спектральные характеристики ПЭ над рядом поверхностей подложек: над гелием и другими криогенными веществами; над пленками сверхтекучего гелия на твердотельной подложке; в условиях диплонной системы. Зарядовый рельеф может быть сформирован туннелированием из локальных участков подложки части носителей в свободное пространство под воздействием соответствующего сверхдлинноволнового и длинноволнового ИК излучения. При некоторых условиях энергетический спектр ПЭ-в может достигать значений, соответствующих средневолновому ИК излучению. Так, толщина ненасыщенной гелиевой пленки может иметь существенно меньшее значение, вплоть до нескольких монослоев, что существенно изменит спектральную составляющую в большую сторону. Представлены устройство и принцип работы ПЗС матрицы ИК изображения на ПЭ. Применение для этих целей стандартной ПЗС матрицы дает возможность использовать прибор и в оптическом диапазоне с качественными показателями изображения при соответствующих низких температурах, т.е. в дополнение к аналогичным приборам на основе ПП

структур, матрица на основе ПЭ позволит увеличить диапазон принимаемого излучения, вплоть до миллиметрового. Спектральный диапазон работы прибора может быть подобран типом подложки, на которой формируются ПЭ, а перестройка в относительно небольшом диапазоне частот обеспечивается вариацией внешнего электрического потенциала, приложенного между верхней пластиной и системой нижних управляющих электродов устройства. Из фотонного принципа работы приборов на основе ПЭ следует малая его инерционность и некоторая спектральная избирательность. Низкотемпературные условия работы приборов с использованием ПЭ могут обеспечить низкий уровень шумов на фоне полезного сигнала и высокую обнаружительную способность. Квантовая эффективность прибора в интегральном режиме может составить  $\sim 0,1$  при соответствующем подборе направления излучения на подложку.

**Список литературы:** 1. Алферов, Ж.И. Физика и техника полупроводников. – 1998. – 32, №1. 2. Cole, M. and Cohen, M. H. // Phys. Rev. Lett. – 1969. – 23, 1238. 3. Шикин, В.Б. // ЖЭТФ. – 1970. – 58, 1748.) 4. Шикин, В.Б., Монарха, Ю.П. Двумерные заряженные системы в гелии. – М. : Наука, 1989. 5. Шикин, В.Б., Монарха, Ю.П. // ФНТ. – 1975. – Т. 1, № 8. – С. 957–983 6. Ковдря, Ю.З. // ФНТ. – 2003. – 29, 107. 7. Platzman, M., Dукман, M.I. // Science. – 1999. – 284, 1967. 8. Lyon, S.A. // Phys. Rev. Lett. – 2011. – 107, 266803. 9. Николаенко, В.А., Пащенко, А.Г. Квантово-эмиссионное детектирование электронов в квантовых битах на поверхности гелия // Радиотехника. – 2005. – Вып. 143. – С. 202 – 209. 10. Ландау, Л.Д., Лифшиц, Е.М. Механика. – М. : Наука, 1965. – С.35. 11. Grimes, C.C. and Brown, T.R. // Phys. Rev. Lett. – 1974. – 32, 280. 12. Завьялов, В.В., Смольянинов, И.И. // ЖЭТФ. – 1987. – 92, 339. 13. Габович, А.М., Ильченко, Л.Г., Пашицкий, Э.А. // Письма ЖЭТФ. – 1981. – Т. 81, № 6. – С. 2063–2069. 14. Ковдря, Ю.З., Монарха, Ю.П. // ФНТ. – 1982. – 8. – С. 215. 15. Ковдря, Ю.З., Менде, Ф.Ф., Николаенко, В.А. // ФНТ. -1984. – 10, № 11. – С. 1129. 16. Николаенко, В.А., Смородин, А.В., Соколов, С.С. // Наносистемы, наноматериалы, нанотехнологии. – 2014. – Т. 12. – С. 1.

Физико-технический институт  
низких температур имени Б.И. Веркина НАН Украины,  
Харьковский национальный  
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 11.12.2015