

## ВИСТАБИЛЬНЫЕ ЗАРЯДОВЫЕ СОСТОЯНИЯ В ФОТОВОЗБУЖДЕННОЙ КВАЗИДВУМЕРНОЙ ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНОЙ СИСТЕМЕ

О.В.Волков<sup>1)</sup>, И.В.Кукушкин, Д.В.Кулаковский, К. фон Клитцинг\*, К.Эберл<sup>\*2)</sup>

Институт физики твердого тела РАН  
142432 Черноголовка, Московская обл., Россия

\* Max-Planck-Institut für Festkörperforschung  
70569 Stuttgart, Germany

Поступила в редакцию 10 марта 2000 г.

Исследованы спектры фотолюминесценции квантовых ям (QW) GaAs/AlGaAs с квазидвумерным электронным и дырочным каналами малой плотности. Продемонстрировано, что при температурах ниже некоторой критической величины ( $T_c \sim 30$  K) и мощности возбуждения, лежащей в некотором диапазоне (зависящем от температуры), в одних и тех же условиях в системе возможно существование двух метастабильных зарядовых состояний с плотностями двумерного заряда, отличающимися как по величине, так и по знаку. Полученные экспериментальные данные хорошо согласуются с математической моделью, учитывающей заброс фотовозбужденных носителей в барьерную область и их последующее туннелирование в QW.

PACS: 64.60.Mу, 68.35.Rh, 78.66.-w

1. Квантовые ямы (QW) GaAs/AlGaAs с квазидвумерным (2D) электронным и дырочным каналами малой плотности в условиях фотовозбуждения интересны тем, что позволяют проследить переход по концентрации носителей от ферми-системы взаимодействующих частиц к системе невзаимодействующих экситонных комплексов (трионов), локализованных в кулоновском поле удаленных примесей [1]. Для изменения концентрации в таких системах обычно используется дополнительная подсветка фотонами с энергией выше ширины запрещенной зоны материала барьера (AlGaAs) [2]. В настоящей работе нами обнаружено, что и подбарьерное возбуждение (с энергией фотонов ниже ширины запрещенной зоны AlGaAs, но выше GaAs) может приводить к драматическим изменениям не только концентрации носителей в QW, но и их знака. Более того, в определенном диапазоне по температуре и плотности мощности фотовозбуждения возможно существование двух метастабильных зарядовых состояний с гистерезисным поведением при изменении мощности возбуждения. Нами показано, что это явление имеет фундаментальную природу, связанную с процессами переноса фотоиндуцированного заряда в барьерной области.

2. Мы исследовали нелегированную QW GaAs с барьерами из  $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ , выращенную методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МБЕ) на нелегированной подложке GaAs по следующей схеме: буферный слой GaAs толщиной 1000 Å, нелегированная сверхрешетка GaAs – AlGaAs (30 Å – 100 Å) общей толщиной 10400 Å, барьер AlGaAs толщиной 300 Å, QW GaAs толщиной 200 Å, барьер AlGaAs толщиной 900 Å, защитный слой GaAs толщиной 100 Å. Фотовозбуждение системы осуществлялось Ti/Sp-лазером с энергией фотонов 1.61 эВ через оптическое окно в криостате или

<sup>1)</sup> e-mail: volkov@issp.ac.ru

<sup>2)</sup> K.von Klitzing, K.Eberl.

по световоду диаметром 0.8 мм. Спектральным прибором служил двойной монохроматор Ramalog U-1000, который в сочетании с полупроводниковым детектором с зарядовой связью (CCD) обеспечивал разрешение 0.03 мэВ. Измерения проводились в диапазоне температур 1.5 – 40 К.

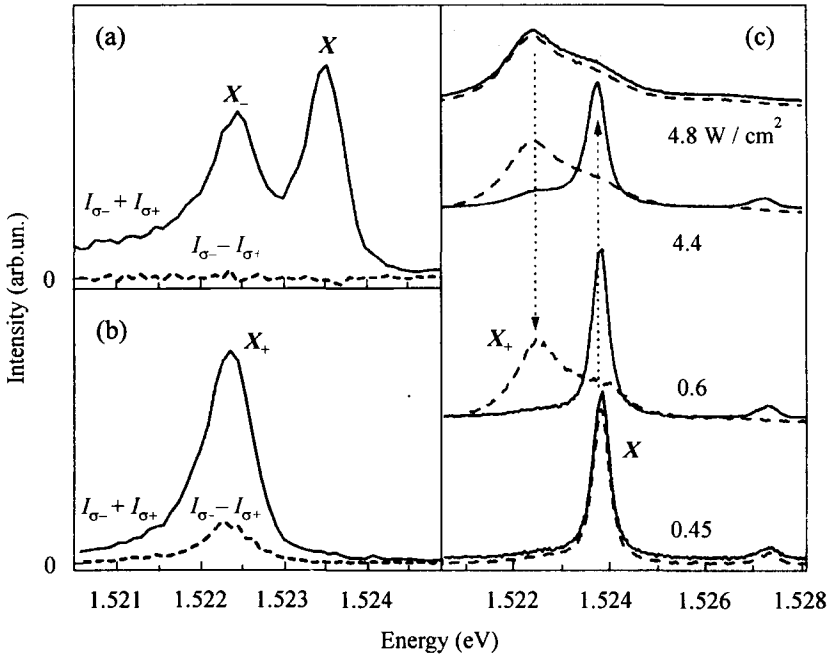


Рис.1. Спектры фотолюминесценции (сплошная линия) и разность спектров в двух циркулярных поляризациях (штриховая линия) для двух зарядовых состояний в бистабильном режиме при одинаковых условиях, измеренные при температуре 3 К. (а) Электронная 2D система, полученная после включения накачки с мощностью ниже критической величины. (б) Дырочная 2D система, полученная в результате кратковременного увеличения мощности накачки выше критической величины. (с) Нормированные спектры фотолюминесценции, измеренные для различной плотности мощности накачки при температуре 17 К. Сплошной и штриховой линиями показаны спектры, измеренные при увеличении и уменьшении мощности накачки, соответственно

3. На рис.1а показан спектр фотолюминесценции, измеренный при температуре 3 К и плотности мощности накачки  $50 \text{ мВт/см}^2$ . Он состоит из двух основных линий – свободного экситона ( $X$ ) и экситонного комплекса (триона). Исследование зеемановского расщепления линии экситонного комплекса в магнитном поле [2], а также оптической ориентации в нулевом магнитном поле (см. ниже) позволили нам однозначно идентифицировать эту линию с излучением отрицательно заряженного экситонного комплекса ( $X^-$ ). Это означает, что в QW имеется 2D электронная система малой плотности ( $\sim 10^{10} \text{ см}^{-2}$ ), образованная за счет электронов, протуннелировавших в QW с остаточных донорных примесей в барьере. Оказалось, что форма спектра люминесценции, не зависящая от мощности накачки в широком диапазоне, скачком меняется при увеличении плотности накачки выше  $270 \text{ мВт/см}^2$ , причем эти изменения сохраняются при последующем уменьшении мощности накачки до первоначальной величины. Спектр, измеренный при тех же условиях, что и показанный на рис.1а, но в этом новом, метастабильном состоянии системы, при-

веден на рис.1b. Чтобы понять причину такого радикального изменения формы спектра, мы применили метод оптической ориентации, который заключается в измерении степени циркулярной поляризации спектральных линий в условиях возбуждения циркулярно поляризованным светом [2]. Разность спектров люминесценции, измеренных в двух поляризациях таким образом, показана на рис.1 штриховыми линиями. Суть метода заключается в том, что вследствие сильного спин-орбитального взаимодействия фотовозбужденные дырки очень быстро релаксируют по спине, так что заметная степень спиновой ориентации остается только у фотовозбужденных электронов. Как видно из рис.1a, линия  $X-$  не поляризована, что объясняется наличием 2 электронов с противоположными спинами в синглете  $X-$ , зеемановские компоненты которого различаются только спином дырки. В то же время линия, наблюдающаяся в другом метастабильном состоянии в той же спектральной позиции, сильно поляризована. Это означает, что она соответствует рекомбинации комплекса с единственным электроном, то есть  $X+$ . Этот вывод подтверждается также исследованием зеемановского расщепления линии  $X+$  в магнитном поле [2]. Таким образом, при плотностях накачки ниже некоторой критической величины 2D система может находиться в двух различных зарядовых состояниях, соответствующих электронному и дырочному каналам и реализующихся в одних и тех же условиях в зависимости от предыстории системы.

При температурах  $T$  ниже 15 К обратный переход из дырочного состояния (рис.1b) в электронное (рис.1a) возможен только после выключения оптической накачки на длительное (часы) время или в результате подсветки лазером с энергией фотонов выше ширины запрещенной зоны AlGaAs. Однако при  $T > 15$  К ситуация меняется. Переход от электронного состояния к дырочному по-прежнему происходит при некоторой плотности мощности накачки  $W_2$ , а обратный переход – при плотности мощности  $W_1 < W_2$ . В качестве примера на рис.1c показаны спектры фотолюминесценции, измеренные при температуре 17 К для различных плотностей накачки при ее увеличении (сплошная линия) и уменьшении (штриховая линия). Видно, что в области  $W_1 < W < W_2$  (при этой температуре  $W_1 = 0.53 \text{ W/cm}^2$ ,  $W_2 = 4.6 \text{ W/cm}^2$ ) наблюдается гистерезис в зависимости формы спектра от мощности накачки. Сами величины  $W_1$  и  $W_2$ , ограничивающие область бистабильности, зависят от температуры. Эта зависимость (фазовая диаграмма) показана на рис.2. Кривая  $AC$  соответствует измеренным значениям  $W_2$ , а кривая  $BC$  – значениям  $W_1$ . Вставка к рис.2 демонстрирует методику измерения величин  $W_1$  и  $W_2$ . На вставке отложено отношение интенсивности линии излучения экситона ( $X$ ) к мощности накачки  $W$  в зависимости от  $W$ , измеренное в тех же условиях, что и спектры, показанные на рис.1c. Увеличение концентрации носителей приводит к экранированию кулоновского взаимодействия и диссоциации экситона, так что отношение  $I_X/W$  непосредственно отражает концентрацию 2D носителей [1]. Диапазон существования бистабильности проявляется в гистерезисе зависимости  $I_X/W$  от  $W$ , а величины  $W_1$  и  $W_2$  ограничивают петлю гистерезиса при уменьшении и увеличении  $W$  (см. рис.2). При дальнейшем увеличении температуры диапазон существования бистабильности сужается. В критической точке  $C$ , соответствующей температуре  $T_c = 33$  К, бистабильность исчезает, при температурах  $T > T_c$  форма спектра, а значит, и концентрация 2D носителей плавно зависят от мощности фотовозбуждения.

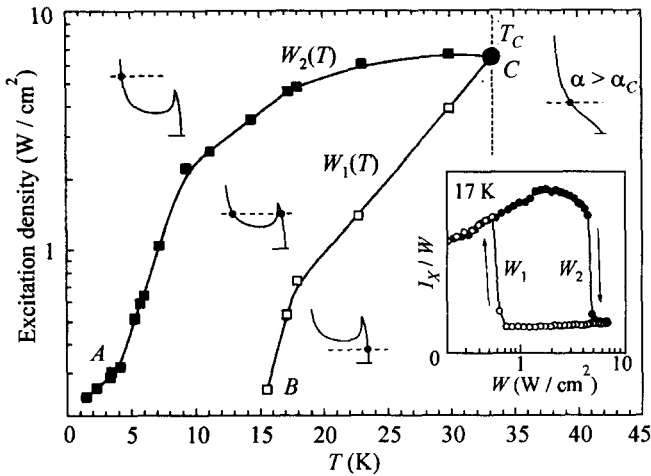


Рис.2. Фазовая диаграмма – область существования бистабильности ограничена кривой  $ACB$ , на которой происходят переходы между зарядовыми состояниями. Показана также форма зависимости фототока от концентрации 2D носителей в QW и соответствующая величина фототока (штриховая линия) в различных областях фазовой диаграммы. На вставке показано отношение интенсивности линии излучения экситона ( $X$ ) к мощности накачки  $W$ , измеренное в зависимости от  $W$  при температуре 17 K. Величины  $W_1$  и  $W_2$  ограничивают диапазон гистерезиса при уменьшении и увеличении  $W$ , соответственно

4. Наблюдаемое нами изменение концентрации 2D носителей при фотовозбуждении может быть связано только с их перераспределением в образце. Мы экспериментально проверили, что при освещении всей площади образца переходы между зарядовыми состояниями происходят однородно по всей его поверхности. Это означает, что изменение концентрации носителей в QW связано с перераспределением заряда между QW и барьерной областью. Рассмотрим типичную структуру QW с 2D электронным каналом и прилегающего к ней барьера, показанную на рис.3а (для простоты показан только профиль зоны проводимости). Квантовая яма, показанная на рисунке слева, содержит 2D электронный канал плотности  $n_e$ , образованный за счет носителей, покинувших доноры, распределенные в барьере с плотностью  $N_d$ . Как видно из рисунка, электроны в зоне проводимости барьера увлекаются возникшим из-за перераспределения зарядов электрическим полем, что приводит к возникновению тока  $j = en\mu\mathcal{E}$ , где  $n$  – концентрация электронов,  $\mu$  – их подвижность,  $\mathcal{E}$  – электрическое поле. Можно предположить различные механизмы заброса носителей из QW в барьерную область при возбуждении фотонами с энергией ниже ширины запрещенной зоны материала барьера. Это могут быть, например, процессы переброса при рекомбинации электронно-дырочных пар в QW или неупругое рассеяние света на носителях в QW, сопровождающееся их переходом в сильно возбужденное состояние. Оставляя в стороне вопрос о конкретном механизме фотозаброса, мы сосредоточимся на том, что происходит с носителями заряда в дальнейшем. Ясно, что полный ток  $j(0)$ , текущий из QW в барьер через границу ямы ( $x = 0$ ), должен быть равен току обратного туннелирования носителей в яму  $j_t$ , проинтегрированному по всей толщине барьера. Это условие и определяет установившуюся концентрацию электронов в яме  $n_e$ . При низких температурах в отсутствие фотовозбуждения подбарьерное туннелирование имеет чрезвычайно малую амплитуду, поскольку волновая функция электрона экспоненциально затухает в барьере уже на расстояниях в несколько десятков Å. Поэтому в этих условиях электроны, попавшие в барьерную область, могут оставаться там в течение очень долгого времени [3]. В наших экспериментах это приводит к большим временам релаксации из дырочного состояния в электронное при низких ( $< 15$  K) температурах в отсутствие фотовозбуждения. В то же

время известно, что в условиях оптической накачки термодинамическое равновесие в образце устанавливается за времена порядка долей секунд [4], того же порядка оказалось время переключения из электронного состояния в дырочное под влиянием фотовозбуждения. При этом активизируется другой механизм туннелирования — прыжковая проводимость по примесным состояниям в запрещенной зоне. В качестве примесей могут выступать как случайно попавшие в AlGaAs атомы легирующих примесей (Si), так и просто конфигурационные дефекты [5], всегда присутствующие в сплаве. Наиболее активными в процессе туннелирования являются возбужденные состояния примесей, имеющие большой радиус волновой функции. Поэтому туннельный ток возрастает с увеличением мощности накачки или температуры [6]. С ростом толщины барьера туннельный ток падает обратно пропорционально толщине, поскольку при этом лишь увеличивается количество участвующих в процессе примесей. Кроме того, туннельный ток пропорционален плотности конечных состояний в QW, то есть плотности подзон размерного квантования. Поскольку энергия подзон в яме шириной  $W$  с бесконечными стенками  $\varphi_n = E_0 \cdot n^2$ , где  $E_0 = (\pi\hbar/W)^2/2m$ , то фактор плотности конечных состояний в безразмерной форме может быть представлен в виде  $D(\varphi_n) = \varphi_0/(\varphi_{n+1} - \varphi_n)$ , то есть  $D(\varphi) = (2\sqrt{\varphi/E_0} + 1)^{-1}$ . Таким образом, туннельный ток на единицу толщины барьера может быть представлен в виде  $j_t = e n \sigma D(\varphi)/x$ , где  $\sigma$  — “проницаемость” барьера, функция мощности накачки и температуры. Величины  $j$ ,  $\mathcal{E}$  и  $\varphi$  связаны следующими уравнениями:  $j' = -j_t$ ;  $\mathcal{E}' = -4\pi e(N_d - n)$ ;  $\varphi' = -\mathcal{E}$ . Граничные условия имеют вид  $j(0) = J$ ;  $\mathcal{E}(0) = 4\pi e n_e$ ;  $\varphi(0) = E_b$ ;  $\mathcal{E}(L) = 0$ , где  $E_b$  — высота потенциального барьера для носителей,  $J$  — полный ток заброса,  $L$  — ширина барьерной области (рис.3а). Перейдем к безразмерным величинам, воспользовавшись подстановкой  $x/L \rightarrow x$ ;  $j \cdot L/(e\mu E_b N_d) \rightarrow i$ ;  $\mathcal{E} \cdot L/E_b \rightarrow e$ ;  $\varphi/E_b \rightarrow \varphi$ , и введя безразмерные параметры  $\alpha = \sigma L/\mu E_b$ ;  $\beta = N_d L/n_x$ ;  $\gamma = E_b/E_0$ , где  $n_x = E_b/4\pi e L$ . Система уравнений в безразмерных величинах имеет вид

$$i' = -\frac{\alpha}{x} i f(\varphi), \quad e' = -\beta(1 - \frac{i}{e}), \quad \varphi' = -e, \quad (1)$$

где  $f(\varphi) = (2\sqrt{\gamma\varphi} + 1)^{-1}$ , если  $\varphi \geq 0$ ;  $f(\varphi) = 0$ , если  $\varphi < 0$ . Граничные условия  $i(0) = I$ ;  $e(0) = n_e/n_x$ ;  $\varphi(0) = 1$ ;  $e(1) = 0$ . Система (1) имеет физически осмысленное решение при  $0 < n_e \leq n_0$ , где  $n_0 = n_x \sqrt{2\beta}$  — равновесная концентрация, устанавливающаяся без подсветки, так что при  $n_e = n_0$   $I = 0$  и  $\varphi(1) = 0$ . При этом здесь и далее мы будем подразумевать, что имеем дело с “широким” барьером, так что  $\beta > 2$ . Решения в области  $n_e < n_0$  соответствуют наличию фототока  $I > 0$  и могут быть получены только численно. Мы решили систему уравнений (1) для набора параметров, близких к исследованному нами образцу:  $W = 200 \text{ \AA}$ ,  $L = 10000 \text{ \AA}$ ,  $N_d = 6 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ,  $E_b = 250 \text{ мэВ}$ , так что  $n_0 = 1.3 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ ,  $\beta = 43.4$ ,  $\gamma = 17.9$ . Результат для  $\alpha = 0.7$  показан на рис.3а. В профиле потенциала, показанном на рисунке для  $n_e = 0.71n_0$ , выделяются 2 участка. На первом,  $0 < x < n_e/N_d$ , плотность носителей (показана внизу штриховой линией) мала. На втором участке,  $n_e/N_d < x < L$ , она близка к  $N_d$ , при этом  $\mathcal{E} \approx 0$ ,  $\varphi \approx \varphi_L = \text{const}$ . Туннельный ток течет преимущественно со второго участка, поэтому зависимость  $I(n_e)$  определяется в основном фактором плотности состояний  $D(\varphi_L)$  (показан на рис.3а слева штриховой линией). Это приводит к возникновению пика в зависимости  $I(n_e)$  вблизи  $n_0$  — рис.3б. Образовавшийся на зависимости  $I(n_e)$  нарастающий участок и формирует зону бистабильности. Если плотность мощности возбуждения такова,

что  $I_1 < I < I_2$ , то система может находиться в трех различных зарядовых состояниях  $n_1 < n_2 < n_3$  (рис.3б), причем только  $n_1$  и  $n_3$  являются устойчивыми. Форма зависимости  $I(n_e)$  определяется в первую очередь параметром  $\alpha$ . С его увеличением ступеньчатый профиль  $n(x)$  размывается, что приводит к исчезновению участка бистабильности в зависимости  $I(n_e)$  при  $\alpha > \alpha_c \approx 5$ . Набор решений  $I(n_e)$ , полученных для различных  $\alpha$ , показан на рис.3с. Уменьшение  $\alpha$ , наоборот, приводит к обострению пика. В пределе  $\alpha \rightarrow 0$  мы имеем  $\theta$ -функциональный профиль  $n(x)$  и решение вида  $I(n_e) = \alpha \ln((\beta/2)^{1/2}(n_0/n)) / (2(\gamma(1 - n^2/n_0^2))^{1/2} + 1)$ . Изменение параметра  $\beta$  слабо влияет на форму зависимости  $I(n_e)$ , а параметр  $\gamma$  определяет высоту пика и соответственно ширину участка бистабильности.

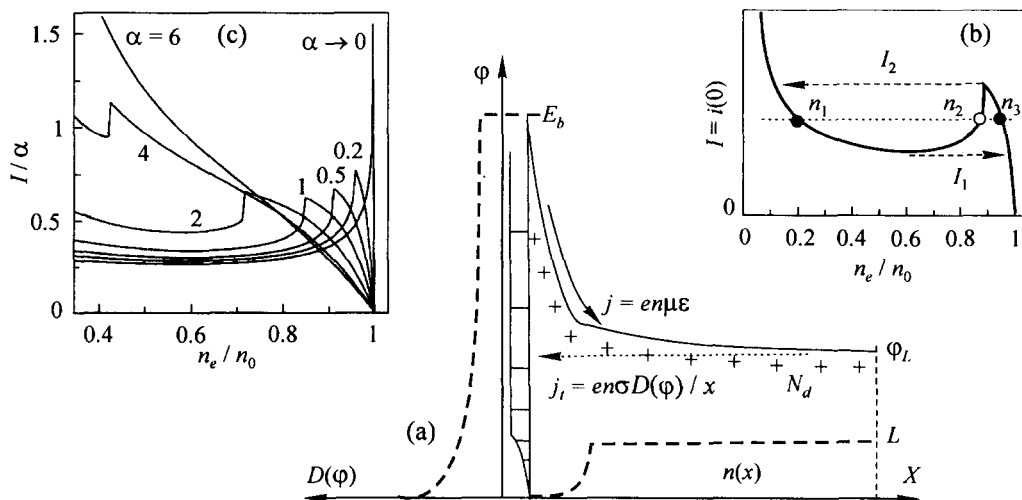


Рис.3. (а) Схема протекания тока в барьерной области при фотовозбуждении. Ток фотовозбужденных носителей  $j$ , текущий в барьер, компенсируется током обратного подбарьерного туннелирования  $j_t$ . Туннельный ток пропорционален эффективной плотности конечных состояний  $D(\varphi)$ , показанной слева штриховой линией. Внизу штриховой линией показано распределение концентрации носителей  $n$  в барьере. (б) Зависимость тока фотовозбужденных носителей от концентрации 2D электронов в QW, рассчитанная для параметра  $\alpha = 0.7$ . (с) Зависимость обезразмеренного тока фотовозбужденных носителей, нормированного на параметр  $\alpha$ , от концентрации 2D носителей в QW, рассчитанная для различных значений  $\alpha$

Сравнение вышеизложенной модели с полученными нами экспериментальными результатами вызывает 2 вопроса. Во-первых, в эксперименте наблюдается изменение не только величины концентрации носителей, но и их знака. Причина этого может заключаться в том, что QW окружена двумя барьерами, выращенными по различной технологии. Для простоты мы исключили из рассмотрения барьер, выращенный поверх QW, поскольку он более чем на порядок тоньше барьера со стороны подложки. Однако имеющиеся в нем примеси создают дополнительную концентрацию носителей в яме (которая может быть и другого знака), смещая по оси  $n_e$  зависимость  $I(n_e)$ . Во-вторых, диапазон бистабильности по величине  $I$  в рассчитанной зависимости  $I(n_e)$  ( $I_2/I_1$  на рис.3б) существенно меньше экспериментально наблюдаемого отношения  $W_2/W_1$  (рис.2) вплоть до температуры 25 К, а при температурах, меньших 15 К,  $W_1$  вообще не поддается измерению. Причина этого заключается в том, что уменьшение мощности накачки приводит не только к линейному уменьше-

нию тока фотозаброса  $I$ , но и к уменьшению проницаемости барьера  $\sigma$ . Поскольку прыжковая проводимость по примесям в барьере имеет фото- и термоактивационную природу,  $\sigma$  и, соответственно,  $\alpha$  также линейно зависят от мощности накачки  $W$  в некотором диапазоне. Поэтому выход за пределы участка бистабильности по параметру  $I/\alpha$  (рис.3с) возможен только после насыщения линейной зависимости  $\sigma(W)$ . Нижний предел  $\sigma(W)$ , на котором происходит это насыщение, есть проницаемость барьера в отсутствие фотовозбуждения. При низких температурах эта величина чрезвычайно мала, а характерные времена установления равновесия в системе велики. Это делает практически невозможным измерение величины  $W_1$  за приемлемое время. В то же время, с увеличением температуры темновая проницаемость барьера растет, а участок линейной зависимости  $\sigma(W)$  сужается. С ростом температуры увеличивается и сама величина  $\sigma$  для одной и той же мощности накачки, что приводит к возрастанию  $W_1$  и  $W_2$  (рис.2). Пропорционально  $\sigma$  увеличивается и параметр  $\alpha$ . При этом участок бистабильности по мощности накачки сужается, а при  $\alpha = \alpha_c$  исчезает совсем, что соответствует точке  $C$  на фазовой диаграмме (рис.2). Для иллюстрации взаимосвязи фазовой диаграммы с формой зависимостей  $I(n_e)$  на рис.2 в различных участках фазовой плоскости показан соответствующий вид функции  $I(n_e)$  и штриховой линией обозначена величина  $I$ . Интересно, что полученная фазовая диаграмма проявляет сходство с диаграммой состояния жидкость – газ, а зависимость  $I(n_e)$  – с изотермами ван-дер-Ваальса.

5. Авторы благодарны В.Б.Тимофееву за полезные обсуждения. Работа была выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований и программы “Физика твердотельных наноструктур”.

- 
1. О.В.Волков, В.Е.Житомирский, И.В.Кукушкин и др., Письма в ЖЭТФ **66**, 730 (1997).
  2. О.В.Волков, В.Е.Житомирский, И.В.Кукушкин и др., Письма в ЖЭТФ **67**, 707 (1998).
  3. M.I.Nathan, Solid-State Electron, **29**, 167 (1986).
  4. I.V.Kukushkin, K.v.Klitzing, K.Ploog et al., Phys. Rev. **B40**, 4179 (1989).
  5. C.V.Reddy, Y.L.Luo, S.Fung, and C.D.Beling, Phys. Rev. **B58**, 1358 (1998).
  6. A.L.Efros and B.L.Shklovskii, *Electronic properties of doped semiconductors*, Springer, 1984.