

# Индукцированный светом переход металл–диэлектрик в гетероструктуре $n$ -GaAs/AlGaAs. Акустические методы исследования

© И.Л. Дричко<sup>¶</sup>, А.М. Дьяконов, И.Ю. Смирнов, А.И. Торопов\*

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,  
194021 Санкт-Петербург, Россия

\* Институт физики полупроводников Сибирского отделения Российской академии наук,  
630090 Новосибирск, Россия

(Получена 4 апреля 2006 г. Принята к печати 18 апреля 2006 г.)

Исследовалась гетероструктура  $n$ -GaAs/AlGaAs, „недолегированная“ Si, в которой в отсутствие облучения проводимость в двумерном канале была при  $T = 4.2$  К меньше чем  $10^{-8}$  Ом<sup>-1</sup>. С помощью последовательного облучения светодиода проводимость в гетероструктуре можно было увеличивать на 5 порядков до  $\sim 10^{-3}$  Ом<sup>-1</sup>, что давало возможность изучать переход металл–диэлектрик на одном и том же образце и при одной и той же температуре. Предложен новый метод исследования перехода металл–диэлектрик с помощью акустоэлектронных эффектов. Они были измерены при последовательном облучении образца без магнитного поля и в магнитном поле до 6 Тл при  $T = 4.2$  К. Были определены реальная  $\sigma_1$  и мнимая  $\sigma_2$  компоненты высокочастотной проводимости  $\sigma^{hf} = \sigma_1 - i\sigma_2$  и их отношение  $\sigma_2/\sigma_1$ . Показано, что переход металл–диэлектрик имеет перколяционный характер. Обнаружено, что вплоть до  $\sigma_1 \approx 10^{-7}$  Ом<sup>-1</sup> система находится в диэлектрическом состоянии, электроны локализованы в минимумах случайного потенциала. При этом осуществляется прыжковый механизм высокочастотной проводимости, характеризующийся соотношением  $\sigma_2 \gg \sigma_1$ . По мере увеличения концентрации электронов электронные капли становятся все большего размера, и в них возникает высокочастотная проводимость. Механизм проводимости становится смешанным: параллельно прыжковому механизму возникает проводимость делокализованных электронов в металлических каплях. При дальнейшем росте проводимости (более  $10^{-5}$  Ом<sup>-1</sup>) металлические капли заполняют всю поверхность, и реализуется металлическое состояние, при котором  $\sigma_2 = 0$ . Построена кривая, демонстрирующая зависимость относительной части поверхности, занятой металлическими каплями, от проводимости двумерного канала.

PACS: 72.20.Ee, 73.50.Rb, 73.21.La, 73.63.Kv

## 1. Введение

Возможность изменять проводимость в широком интервале посредством внешнего воздействия позволяет наблюдать переход металл–диэлектрик (МД) на одном и том же образце. В гетероструктурах для этого часто применяется затворное электрическое поле, приводящее к изменению концентрации носителей заряда в двумерном канале. В гетероструктурах на основе A<sup>III</sup>B<sup>V</sup>, в частности в  $n$ -GaAs/AlGaAs, легированных кремнием, концентрацию носителей заряда (проводимость) в канале с двумерной проводимостью можно увеличивать с помощью внешнего облучения с энергией  $\sim 1$  эВ [1] и уменьшать с помощью гидростатического давления [2], причем эти изменения проводимости при низких температурах являются „замороженными“, поэтому последовательными небольшими дозами облучения можно так же небольшими дозами изменять проводимость. При повышении температуры выше 120 К проводимость „размораживается“. Причиной этого эффекта является наличие в  $n$ -GaAs/AlGaAs глубоких донорных уровней, образуемых кремнием под  $L$ -зоной проводимости, так называемых DX-центров [3].

В данной работе исследовалась гетероструктура  $n$ -GaAs/AlGaAs, „недолегированная“ Si, в которой в отсутствие облучения проводимость в двумерном канале была при температуре  $T = 4.2$  К меньше чем  $10^{-8}$  Ом<sup>-1</sup>. С помощью последовательного облучения светодиодом АЛ-107 или лампой накаливания проводимость увеличивалась на 5 порядков до  $\sim 10^{-3}$  Ом<sup>-1</sup>. Изучая зависимость акустоэлектронных эффектов от проводимости, можно было сделать вывод о характере перехода металл–диэлектрик в этой системе. Необычным свойством этой структуры была и ее заметная светочувствительность при комнатной температуре.

## 2. Эксперимент

### 2.1. Методика измерений

Для измерения акустоэлектронных эффектов — поглощения и изменения скорости поверхностной акустической волны (ПАВ) использовалась „гибридная“ техника, когда ПАВ генерируется с помощью встречно-штырьового преобразователя на поверхности пьезоэлектрика LiNbO<sub>3</sub> и распространяется вдоль нее. Исследуемая гетероструктура с двумерным (2D) проводящим каналом располагалась на поверхности пьезоэлектрика и прижималась к ней пружиной. Электрическое поле,

<sup>¶</sup> E-mail: Irina.L.Drichko@mail.ioffe.ru  
Fax: (812)5156747

40 nm GaAs
10 nm Al <sub>0.3</sub> Ga <sub>0.7</sub> As
δ-Si, 1.5 · 10 <sup>12</sup> cm <sup>-2</sup>
40 nm Al <sub>0.3</sub> Ga <sub>0.7</sub> As
δ-Si, 7.5 · 10 <sup>11</sup> cm <sup>-2</sup>
60 nm Al <sub>0.3</sub> Ga <sub>0.7</sub> As spacer
2D channel
1.5 μm <i>i</i> -GaAs
SL: (GaAs) <sub>10</sub> (AlAs) <sub>5</sub> × 20
<i>i</i> -GaAs 0.1 μm
<i>i</i> -GaAs substrate

Рис. 1. Структура исследованного образца.

сопровождает волну деформации, проникало в канал с двумерной проводимостью, вызывая токи. В результате такого взаимодействия наблюдалось изменение амплитуды и фазы сигнала, приходящего на приемный встречно-штырьевой преобразователь, что свидетельствовало о возникновении поглощения ПАВ ( $\Gamma$ ) и изменении ее скорости ( $V_0$ ). Одновременные измерения  $\Delta\Gamma$  и  $\Delta V/V_0$  при воздействии на образец магнитного поля или облучения давали возможность определять высокочастотную (ВЧ) проводимость электронов в 2D канале, при этом не требовалось изготовления электрических контактов и сложной формы образцов. Облучение образца производилось светодиодом АЛ-107 или лампой накаливания, установленными в той же камере, что и образец.

Измерения акустоэлектронных эффектов при последовательном облучении образца проводились при  $T = 300$  и  $4.2$  К без магнитного поля и в магнитном поле до  $6$  Тл на частотах  $f = 30, 86$  и  $150$  МГц. Строение структуры представлено на рис. 1.

## 2.2. Акустоэлектронные эффекты при низких температурах в отсутствие магнитного поля

Облучение гетероструктуры светодиодом АЛ-107 производилось при  $T = 4.2$  К в разных режимах: последовательностью очень коротких,  $100$ – $500$  мс, импульсов

тока  $\sim 70$  мА, последовательностью коротких (секундных) импульсов тока  $\sim 12$  мА и последовательностью длинных, минутных, импульсов тока  $\sim 160$  мкА. При всех режимах наблюдалось изменение амплитуды и фазы сигнала, приходящего на приемный преобразователь, относительно амплитуды и фазы при предшествующем облучении, что свидетельствовало о зависимости поглощения ПАВ гетероструктурой ( $\Gamma$ ) и изменении скорости ее распространения ( $\Delta V/V_0$ ) от времени облучения.

Имея в виду тот факт, что без облучения проводимость системы очень мала и соответствующее поглощение ПАВ  $\Gamma(t=0) = 0$ , а скорость ПАВ при этом имеет максимальную величину, можно вычислить компоненты  $\sigma_1$  и  $\sigma_2$  высокочастотной проводимости  $\sigma^{hf} = \sigma_1(\omega) - i\sigma_2(\omega)$  на частоте  $\omega = 2\pi f$  по формулам

$$\frac{\Delta V}{V_0} = \frac{V(t=0) - V(t)}{V_0} = A \left[ 1 - \frac{1 + \Sigma_2(t)}{\Sigma_1(t)^2 + [1 + \Sigma_2(t)]^2} \right], \quad (1)$$

$$\Delta\Gamma = \Gamma(t) - \Gamma(t=0) = kA \frac{\Sigma_1(t)}{\Sigma_1(t)^2 + [1 + \Sigma_2(t)]^2},$$

$$A = 4K^2(\epsilon_1 + \epsilon_0)\epsilon_0^2\epsilon_s \exp[-2k(a+d)]b(k), \quad K^2 = \frac{4\pi\beta}{\lambda\epsilon_1}, \quad (2)$$

$$\Sigma_i = \frac{4\pi\sigma_i}{\epsilon_s V_0 c(k)},$$

где  $t$  — время облучения,  $k$ ,  $V_0$  — волновой вектор и скорость ПАВ соответственно,  $K^2$  — константа электро-механической связи,  $\beta$  — пьезоэлектрический модуль,  $\lambda$  — упругая постоянная в ниобате лития. Функции  $b(k)$ ,  $c(k)$  зависят от  $k$ , зазора  $a$  между образцом и ниобатом лития, от глубины залегания 2D слоя  $d$  и от диэлектрических постоянных ниобата лития, вакуума и образца  $\epsilon_1$ ,  $\epsilon_0$  и  $\epsilon_s$  соответственно [4]. Решить систему уравнений (1) относительно  $\Sigma_1$  и  $\Sigma_2$  и соответственно найти  $\sigma_1(\omega)$  и  $\sigma_2(\omega)$  можно, лишь зная как величину  $d$ , так и величину  $a$ . Если  $d$  определяется технологами, то  $a$  — величина зазора между образцом и поверхностью ниобата лития зависит от качества поверхностей образца и пьезоэлектрика, а также от установки образца. В каждом подобном эксперименте определение величины  $a$  требует специального рассмотрения.

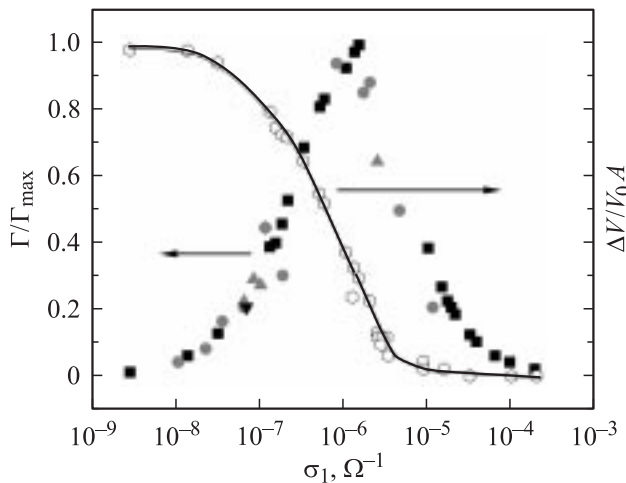
Обсудим способ определения  $a$ , примененный в данной работе. В пьезодиэлектрике LiNbO<sub>3</sub> скорость ПАВ  $V_0$  состоит из двух вкладов: первый —  $V_1$  определяется упругими свойствами решетки ниобата лития, а второй —  $V_2$  связан с наличием у него пьезоэлектрических свойств, причем  $V_2 \ll V_1$  [5]. Величина  $V_2$  определяется константой электро-механической связи ниобата лития  $K^2$  и зависит от проводимости изучаемого образца. В том случае, когда образец, прижатый к поверхности пьезодиэлектрика, имеет проводимость, близкую к 0, скорость ПАВ имеет максимальную величину  $V_0 = V_1 + V_2$ . В другом предельном случае, когда проводимость исследуемого образца очень велика, электрическое поле в пьезодиэлектрике, сопровождающее волну деформации, полностью экранируется носителями

заряда в образце, и скорость ПАВ определяется только первым вкладом —  $V_1$ . При изменении проводимости образца изменяется лишь та часть скорости, которая связана с пьезоэлектрическим вкладом:

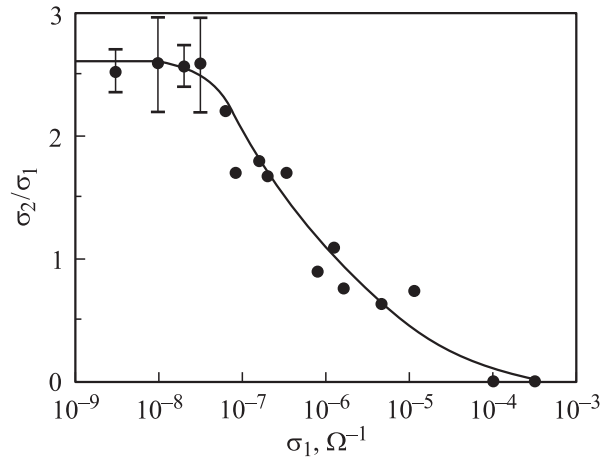
$$\frac{\Delta V}{V_0} = \frac{V_0 - V_1}{V_0} = \frac{V_2}{V_0}.$$

В „гибридной“ конфигурации опыта  $\frac{V_2}{V_0}(\sigma = 0) \equiv A$  и определяется по формулам (1), (2). Изменяя проводимость в широком диапазоне, можно определить величину  $A$  из зависимости скорости ПАВ от проводимости. В этом эксперименте оказалось, что с помощью облучения можно изменять проводимость 2D канала почти на 5 порядков и определить величину  $A = 4.6 \cdot 10^{-3}$  ( $f = 86$  МГц). Зная величину  $A$ , можно определить  $a = 3.8 \cdot 10^{-5}$  см и абсолютные величины  $\sigma_1$  и  $\sigma_2$  для всех 3 циклов облучения образца. Что касается коэффициента поглощения, то характер взаимодействия ПАВ с носителями заряда таков, что  $\Gamma = 0$  при малых проводимостях, так как слишком мало носителей заряда в 2D канале, а также при больших проводимостях, поскольку большое количество носителей полностью экранируют электрическое поле, сопровождающее поверхностную акустическую волну. Поглощение имеет максимум  $\Gamma_{\max}$  при некоторой проводимости, соответствующей максимальному взаимодействию. В нашем эксперименте этот максимум осуществляется при  $\sigma_1 \approx 10^{-6}$  Ом $^{-1}$  и не зависит от способа облучения.

Чтобы объединить результаты измерений, полученных при всех 3 циклах облучения, мы построили на рис. 2 зависимость отношения  $\Gamma/\Gamma_{\max}$  от проводимости  $\sigma_1$ . На этом же рисунке представлена и зависимость изменения скорости звука, нормированного на значение  $A = 4.6 \cdot 10^{-3}$ , от величины  $\sigma_1$ . Рисунок подтверждает, что действительно при облучении этой гетероструктуры проводимость 2D канала изменялась более чем на 5 порядков.



**Рис. 2.** Зависимости  $\Gamma/\Gamma_{\max}$  ( $\Gamma_{\max} = 14.5$  дБ/см) и  $\Delta V/V_0A$  от  $\sigma_1$  при  $H = 0$ ,  $f = 86$  МГц,  $T = 4.2$  К. Разные символы относятся к различным циклам облучения.



**Рис. 3.** Зависимость  $\sigma_2/\sigma_1$  от  $\sigma_1$  при  $H = 0$ ,  $f = 86$  МГц,  $T = 4.2$  К.

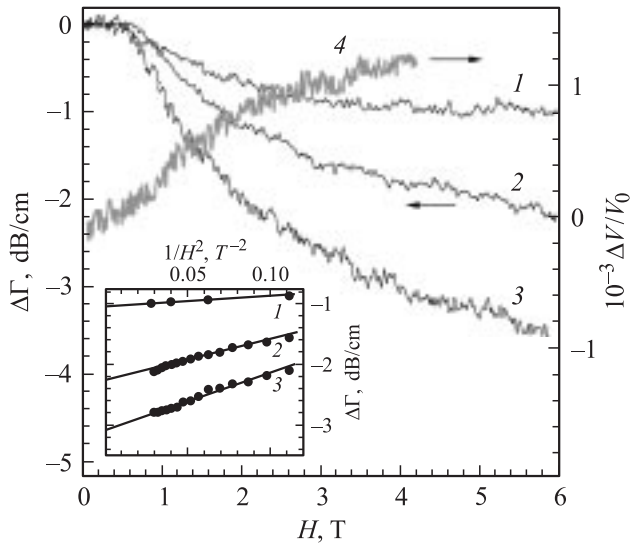
Производилось облучение гетероструктуры и лампой накаливания. При этом проводимость начинала изменяться скачком лишь тогда, когда ток через лампу достигал величины 8 мА. Такой характер изменения проводимости от облучения лампой мы связываем с тем, что существует порог по энергии, после достижения которого электроны начинают забрасываться светом в 2D канал. Светодиод и лампа накаливания находились при той же температуре, что и измеряемый образец.

Естественно предположить, что с изменением проводимости в образце под влиянием облучения меняется и механизм проводимости. При малых проводимостях осуществляется диэлектрическое состояние, механизм проводимости в котором должен быть прыжковый, при больших — металлическая проводимость.

На рис. 3 представлена зависимость отношения  $\sigma_2/\sigma_1$  от проводимости  $\sigma_1$ . Как видно из рисунка, соотношение между  $\sigma_2$  и  $\sigma_1$  по мере роста проводимости  $\sigma_1$  изменяется, причем при малых проводимостях  $\sigma_2 \gg \sigma_1$  и не зависит от  $\sigma_1$  в пределах ошибки измерений 15–20%. Такое соотношение, согласно работе [6], осуществляется при прыжковой ВЧ проводимости в рамках двухузельной модели [7]. При больших же проводимостях  $\sigma_2/\sigma_1 \rightarrow 0$ . Действительно, если проводимость осуществляется делокализованными электронами, то  $\sigma_2 = 0$  [4]. Подтвердить эти выводы можно, если провести измерения акустоэлектронных эффектов в магнитном поле.

### 2.3. Акустоэлектронные эффекты в магнитном поле

На рис. 4 представлена зависимость коэффициента поглощения  $\Delta\Gamma = \Gamma(H) - \Gamma(0)$  от напряженности магнитного поля  $H$  при  $\sigma_1 < 10^{-7}$  Ом $^{-1}$ . Из рисунка видно, что  $\Delta\Gamma < 0$  и с увеличением магнитного поля стремится к насыщению. Такая зависимость  $\Delta\Gamma(H)$  обычно связана с уменьшением в магнитном поле перекрытия волновых функций электронов на разных узлах, между которыми



**Рис. 4.** Зависимость  $\Delta\Gamma = \Gamma(H) - \Gamma(0)$  от магнитного поля  $H$  для разных значений проводимости  $\sigma_1(H=0)$ : 1 —  $1.5 \cdot 10^{-8} \text{ Ом}^{-1}$ , 2 —  $3.4 \cdot 10^{-8} \text{ Ом}^{-1}$ , 3 —  $6.3 \cdot 10^{-8} \text{ Ом}^{-1}$ . 4 — зависимость  $\Delta V/V_0$  от  $H$  для образца с  $\sigma_1(H=0) = 5.8 \cdot 10^{-8} \text{ Ом}^{-1}$ . На вставке — зависимость  $\Delta\Gamma$  от  $1/H^2$ .  $f = 86 \text{ МГц}$ ,  $T = 4.2 \text{ К}$ .

осуществляются прыжки. Как показано в работе [8], в рамках двухузельной модели прыжковой ВЧ проводимости в сильном магнитном поле  $\Gamma(H) \propto 1/H^2$ . Таким образом, в сильном магнитном поле можно определить  $\Gamma(0)$  по отсечке линейной зависимости  $\Delta\Gamma$  от  $1/H^2$  на оси ординат при  $1/H^2 = 0$ , как показано на вставке рис. 4. Следует заметить, что величины  $\Gamma(0)$ , полученные методом отсечки из зависимостей  $\Delta\Gamma(1/H^2)$ , совпадают с величинами  $\Gamma(0)$ , определенными без магнитного поля при облучении и представленными на рис. 2.

На рис. 4 представлена также зависимость  $\Delta V/V_0$  от магнитного поля. Следует заметить, что для образцов с проводимостями  $\sigma_1 < 5 \cdot 10^{-8} \text{ Ом}^{-1}$  величина  $\Delta V(H)/V_0$  была в пределах погрешности измерений  $\sim 5 \cdot 10^{-5}$ . Если расписать изменение скорости ПАВ в магнитном поле, измеряемое в эксперименте, то имеем

$$\begin{aligned} \frac{\Delta V(H)}{V_0} - \frac{\Delta V(0)}{V_0} &= A \left\{ \frac{1 + \Sigma_2(H)}{[1 + \Sigma_2(H)]^2 + \Sigma_1^2(H)} - \frac{\Delta V(0)}{V_0} \right\} \\ &= A \left\{ \frac{1}{[1 + \Sigma_2(H)]^2 + \Sigma_1^2(H)} \right. \\ &\quad \left. + \frac{\Sigma_2(H)}{[1 + \Sigma_2(H)]^2 + \Sigma_1^2(H)} - \frac{\Delta V(0)}{V_0} \right\}. \end{aligned} \quad (3)$$

В сильных магнитных полях, когда  $1/H^2 \rightarrow 0$  и  $\Sigma_1, \Sigma_2 \propto 1/H^2 \rightarrow 0$  (с точностью до логарифмических множителей), изменение скорости ПАВ стремится к величине, определяемой формулой

$$\frac{\Delta V(H \rightarrow \infty)}{V_0} - \frac{\Delta V(0)}{V_0} \rightarrow A \left[ 1 - \frac{\Delta V(0)}{V_0} \right]. \quad (4)$$

Эту величину и соответственно  $\Delta V(0)/V_0$  можно определить по отсечке вертикальной оси прямой, соответствующей линейной зависимости  $\Delta V(H)/V_0$  от  $1/H^2$ , при  $1/H^2 = 0$ . Зная величины  $\Gamma(0)$  и  $\Delta V(0)/V_0$ , можно определить  $\Sigma_1(0)$ ,  $\Sigma_2(0)$  и соответственно  $\sigma_1$  и  $\sigma_2$  в отсутствие магнитного поля по формулам

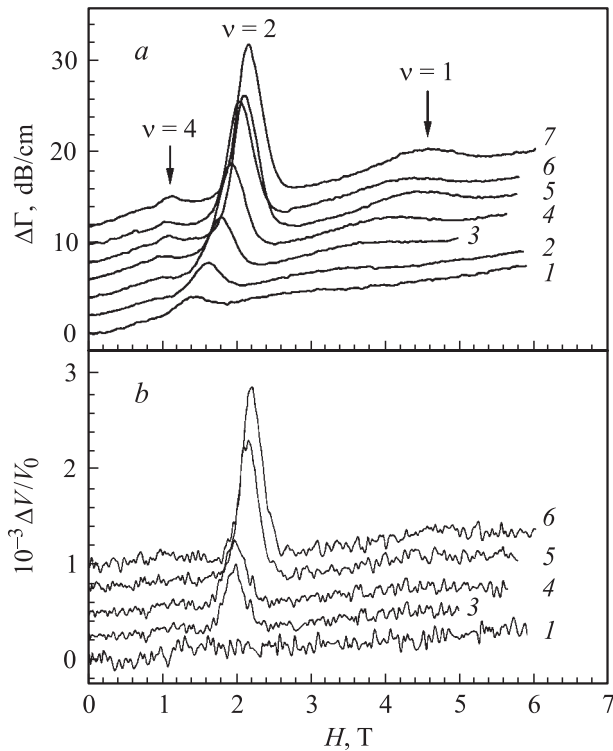
$$\frac{\Delta V}{V_0}(0) = A \left\{ \frac{1 + \Sigma_2(0)}{\Sigma_1(0)^2 + [1 + \Sigma_2(0)]^2} \right\}, \quad (5)$$

$$\Gamma(0) = kA \frac{\Sigma_1(0)}{\Sigma_1(0)^2 + [1 + \Sigma_2(0)]^2}. \quad (6)$$

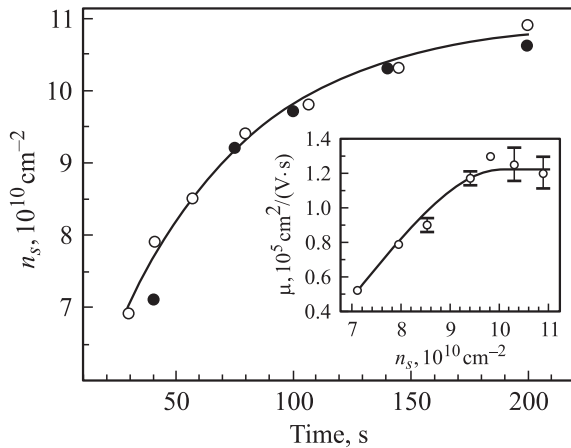
Оказалось, что значения  $\Gamma(0)$ , а также  $\sigma_2/\sigma_1$ , полученные этим способом, также хорошо укладываются на кривые, приведенные на рис. 2 и 3 соответственно. Таким образом, можно утверждать, что по крайней мере до проводимостей  $\sigma_1 \approx 10^{-7} \text{ Ом}^{-1}$  осуществляется диэлектрическое состояние, когда электроны локализованы, а механизм ВЧ проводимости — прыжковый.

При больших дозах облучения, когда концентрация электронов в канале превышает величину  $6 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$  (правое крыло зависимостей на рис. 2), на кривых  $\Gamma(H)$  возникают осцилляции типа Шубникова–де-Гааза (ШдГ), позволяющие определить концентрацию носителей в 2D канале. На рис. 5,а представлены кривые  $\Delta\Gamma(H)$ , полученные при больших дозах облучения образца. Из кривых видно, как при увеличении дозы облучения максимумы поглощения сдвигаются в сторону больших магнитных полей, что означает рост концентрации в 2D канале. На рис. 5,б представлены соответствующие зависимости изменения скорости ПАВ от магнитного поля.

На рис. 6 представлена зависимость концентрации электронов  $n$  в двумерном канале, определенной из положения осцилляций по магнитному полю, от времени облучения, нормированного для двух серий облучения. Можно проэкстраполировать эту кривую в область меньших доз облучения, когда на кривых магнитосопротивления уже не наблюдается осцилляций ШдГ, для того чтобы оценить концентрацию электронов при этих дозах. Кроме того, видно, что при больших дозах облучения концентрация электронов в канале стремится к насыщению, которое в этом образце составляет  $n = 1.1 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . Используя метод, который был применен в работе [9], по зависимостям  $\Gamma(H)$  в области магнитных полей, когда еще нет осцилляций, а скорость ПАВ практически не зависит от магнитного поля, можно было оценить по формуле Друде подвижность  $\mu$  и соответственно проводимость электронов в отсутствие магнитного поля в зависимости от концентрации. Эта зависимость представлена на вставке к рис. 6. Видно, что сначала подвижность электронов растет линейно от  $n$ , а затем насыщается. Также ведет себя и проводимость, достигая в насыщении величины  $2.1 \cdot 10^{-3} \text{ Ом}^{-1}$ .



**Рис. 5.** Зависимости от магнитного поля  $H$  величин:  $a$  —  $\Delta\Gamma$ ,  $b$  —  $\Delta V/V_0$  (при больших дозах облучения образца). Концентрация электронов в канале  $n_s$ ,  $10^{10} \text{ см}^{-2}$ : 1 — 6.9, 2 — 7.9, 3 — 8.5, 4 — 9.4, 5 — 9.8, 6 — 10.3, 7 — 10.9. Каждая из кривых на рис.  $a$  сдвинута вверх от предыдущей на 2 дБ/см, на рис.  $b$  — на  $2.5 \cdot 10^{-4}$ .  $\nu = nh/eH$  — фактор заполнения.



**Рис. 6.** Зависимость концентрации электронов в двумерном канале  $n$  от нормированного времени для двух серий облучения. На вставке — зависимость подвижности  $\mu$  от концентрации  $n_s$ .

Такой характер зависимостей  $\mu(n)$  и  $\sigma_1(n)$  связан, по-видимому, с тем, что электроны, заброшенные светом в канал, локализируются в случайном потенциале ионизированных примесей. Чем больше носителей заряда в

канале, тем сильнее они экранируют потенциал примесей. Это приводит к уменьшению рассеяния и соответственно к увеличению подвижности. Когда больше не растет концентрация носителей в канале, естественно, прекращается рост подвижности и проводимости.

### 2.4. Область перехода металл–диэлектрик

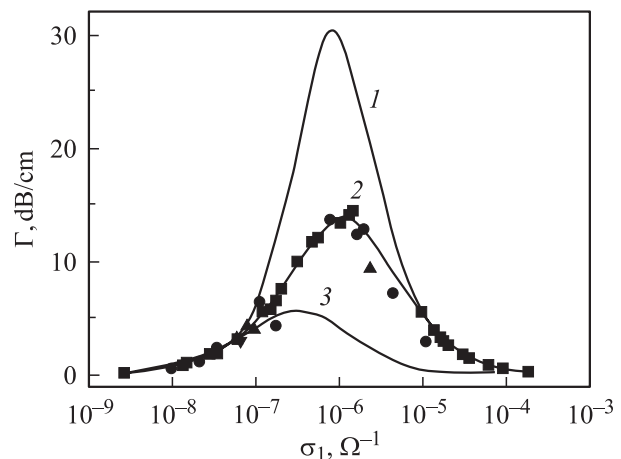
Выше были продемонстрированы зависимости акусто-электронных эффектов от магнитного поля для двух предельных случаев: диэлектрического состояния при малых проводимостях,  $\sigma_1 < 10^{-7} \text{ Ом}^{-1}$  (левое крыло кривой на рис. 2) и металлического состояния при больших проводимостях,  $\sigma_1 > 10^{-5} \text{ Ом}^{-1}$  (правое крыло кривой на рис. 2).

Рассмотрим промежуточное состояние — область перехода металл–диэлектрик. На рис. 7 представлены кривые для поглощения  $\Gamma$  в зависимости от  $\sigma_1$  для трех случаев. Кривая 1 — для случая, когда электроны делокализованы. В этой ситуации мнимая часть проводимости  $\sigma_2 = 0$ , поэтому

$$\Gamma[\text{дБ/см}] = 8.68kA \frac{\Sigma_1}{\Sigma_1^2 + 1}. \quad (7)$$

Обозначения те же, что и в формулах (1) и (2). Из рисунка видно, что в области больших проводимостей вплоть до  $\sigma_1 = 10^{-5} \text{ Ом}^{-1}$  эта кривая хорошо описывает экспериментальную (кривая 2).

Кривая 3 описывает прыжковую высокочастотную проводимость, которая имеет место, когда электроны локализованы во флуктуационном потенциале примесей. Как видно из рис. 3, для прыжковой ВЧ проводимости  $\sigma_2/\sigma_1 = 2.6 > 1$  и не зависит от  $\sigma_1$ . Поэтому при расчете



**Рис. 7.** Зависимости  $\Gamma$  от  $\sigma_1$ : 1 — в случае делокализованных электронов ( $\Gamma_{\text{deloc}}$ ), 2 — экспериментальная кривая  $\Gamma_{\text{exp}}$  (точки соответствуют разным циклам облучения), 3 — прыжковая высокочастотная проводимость в случае локализованных электронов ( $\Gamma_{\text{hop}}$ ). Кривые 1 и 3 — расчет по формулам (7) и (8) соответственно.

кривой 3 на рис. 7 использовалась формула

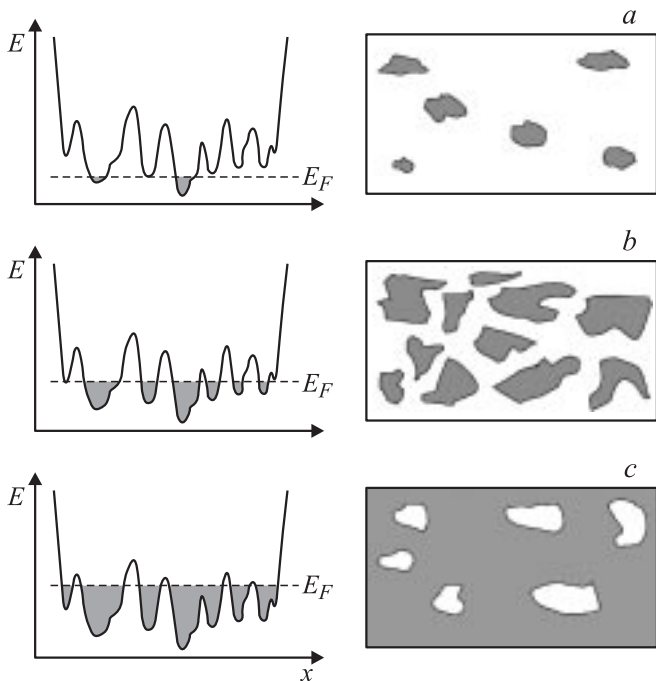
$$\Gamma[\text{дБ/см}] = 8.68kA \frac{\Sigma_1}{(1 + \Sigma_2)^2 + \Sigma_1^2}, \quad (8)$$

где принималось, что  $\Sigma_2/\Sigma_1 = 2.6$ . Из рисунка видно, что эта кривая хорошо описывает эксперимент со стороны низких проводимостей вплоть до  $\sigma_1 = 10^{-7} \text{ Ом}^{-1}$ .

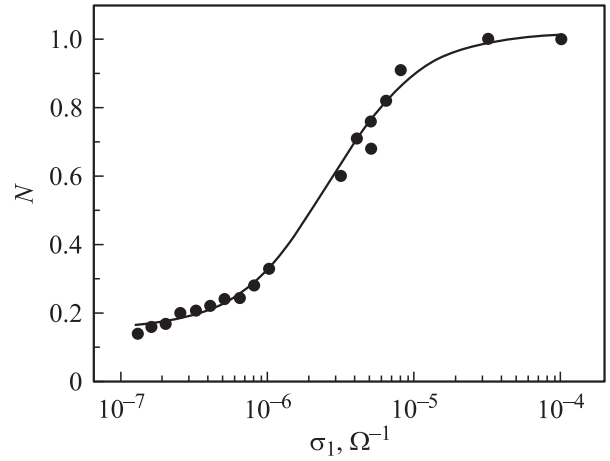
Для объяснения экспериментальной кривой в области промежуточных проводимостей  $10^{-7} < \sigma_1 < 10^{-5} \text{ Ом}^{-1}$  можно предложить картину, представленную на рис. 8, *a-c*: дно зоны проводимости искажено случайным флуктуационным потенциалом примесей, и образованные в результате облучения светом электроны заполняют минимумы потенциального рельефа.

Рис. 8, *a*. Электронов мало, заполнены только самые глубокие минимумы рельефа. Прыжковая высокочастотная проводимость может осуществляться между близко расположенными заполненным и незаполненным минимумами потенциального рельефа. В плоскости двумерной проводимости видны на больших расстояниях между собой маленькие металлические капли. По проводимости ( $\sigma_1 < 10^{-7} \text{ Ом}^{-1}$ ) это соответствует левой части экспериментальной кривой 2 на рис. 7.

Рис. 8, *b*. Электронов гораздо больше. Они заполняют потенциальный рельеф так, что почти не осталось рядом расположенных заполненных и незаполненных минимумов потенциала, а на плоскости мы видим уже большие металлические капли, но еще не связанные между собой. В этих каплях может осуществляться высокочастотная



**Рис. 8.** Рельеф флуктуационного потенциала (слева) и развитие металлических капель в проводящей плоскости по мере заполнения потенциального рельефа электронами (справа). Области проводимости: *a* —  $\sigma_1 < 10^{-7} \text{ Ом}^{-1}$ , *b* —  $10^{-7} < \sigma_1 < 10^{-5} \text{ Ом}^{-1}$ , *c* —  $\sigma_1 > 10^{-5} \text{ Ом}^{-1}$ .



**Рис. 9.** Зависимость относительной части поверхности, занятой металлическими каплями ( $N$ ), от величины проводимости  $\sigma_1$ .

проводимость, хотя на постоянном токе еще механизм проводимости прыжковый. Как показал В.Д. Каган, в случае „больших капель“, когда  $kr_0 \gg 1$ ,

$$\Gamma[\text{дБ/см}] = 8.68kNA \frac{\Sigma_1}{1 + \Sigma_1^2}, \quad (9)$$

где  $k$  — волновой вектор,  $r_0$  — размер капли,  $N$  — относительная часть поверхности, занятой каплями. Этот случай соответствует промежуточной проводимости  $10^{-7} < \sigma_1 < 10^{-5} \text{ Ом}^{-1}$ .

Рис. 8, *c*. Электронов так много, что металлические капли на проводящей поверхности смыкаются, проводимость осуществляется делокализованными электронами, проводимость на постоянном токе равна высокочастотной. Этот случай по проводимости ( $\sigma_1 > 10^{-5} \text{ Ом}^{-1}$ ) соответствует правой части экспериментальной кривой 2 на рис. 7.

Используя кривые, построенные на рис. 7, определим величину  $N$  — относительную часть поверхности, занятой металлическими каплями, и найдем, как она зависит от  $\sigma_1$  в области промежуточной проводимости.

Обратимся к левой части рис. 7. Для области  $\sigma_1 > 10^{-7} \text{ Ом}^{-1}$  поглощение можно представить в виде

$$\Gamma_{\text{exp}} = \Gamma_{\text{hop}} + N\Gamma_{\text{deloc}}. \quad (10)$$

Используя значения  $\Gamma$  на кривых 1 ( $\Gamma_{\text{deloc}}$ ), 2 ( $\Gamma_{\text{exp}}$ ) и 3 ( $\Gamma_{\text{hop}}$ ) при одной и той же величине  $\sigma_1$ , можно определить величину  $N$ . Величины  $N$ , полученные из уравнения (10), представлены в левой части рис. 9. Суммировать  $\Gamma_{\text{hop}}$  и  $\Gamma_{\text{deloc}}$  можно лишь в том случае, когда  $\Sigma_1, \Sigma_2 < 1$ .

Если обратиться к правой части рис. 7, то видно, что кривая 1 начинает отклоняться от экспериментальной зависимости 2 при  $\sigma_1 \lesssim 10^{-5} \text{ Ом}^{-1}$ , хотя еще прыжковая проводимость очень мала. В этой области проводимостей отклонение  $\Gamma_{\text{deloc}}$  от значений  $\Gamma_{\text{exp}} = N\Gamma_{\text{deloc}}$  можно связать с образованием капель при уменьшении про-

димости и определить  $N$  из отношения  $\Gamma_{\text{exp}}/\Gamma_{\text{deloc}}$ . Эти точки представлены в правой части кривой на рис. 9. Мы отчетливо понимаем приблизительность проведенных расчетов для  $N(\sigma_1)$ , однако кривая на рис. 9, как нам кажется, демонстрирует качественную картину развития металлических капель при увеличении числа электронов в изучаемой системе.

### 3. Измерения при $T = 300$ К, $H = 0$

Как упоминалось выше, исследованная гетероструктура является чувствительной при комнатной температуре не только к облучению лампой накаливания, но и к дневному свету. Поскольку проводимость при высокой температуре не является „замороженной“, облучение структуры светом при  $T = 300$  К сопровождается соответствующим по времени облучения изменением проводимости, а также изменением поглощения ПАВ и изменением ее скорости.

На рис. 10 представлены результаты измерения  $\Delta\Gamma$  и  $\Delta V/V_0$  при последовательных 3 импульсах облучения от лампы накаливания длительностью 50 с. Видно, что во время облучения поглощение растет, а скорость падает, что соответствует, согласно рис. 2, ситуации, когда при облучении проводимость растет. Проводимость в структуре  $\sigma_1 < 10^{-6}$  Ом $^{-1}$ , так как ее изменение — рост — соответствует левой части кривой рис. 2. Измерения показали, что фронт нарастания (спадания) амплитуды сигнала был не более 2.5 мкс. Поскольку у нас нет оснований считать, что при  $T = 300$  К без облучения  $\sigma_1$  очень мала, мы не можем здесь определить абсолютные

величины проводимости. Аналогичные зависимости мы наблюдали и при облучении этой гетероструктуры дневным светом.

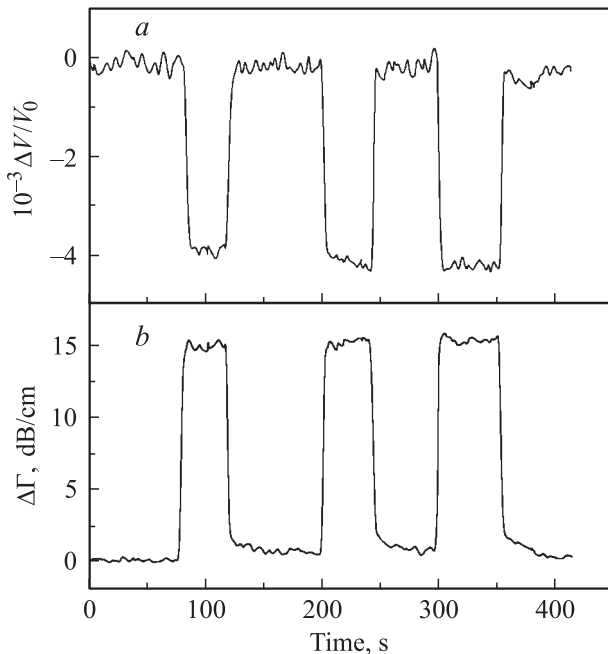
### 4. Заключение

При изучении перехода металл–диэлектрик в 2D системах с помощью измерений на постоянном токе обычно анализируют температурные зависимости сопротивления при изменении в образце концентрации носителей заряда с помощью затвора или на разных образцах с различной концентрацией (см., например, [10] и ссылки в ней). В данной работе предлагается новый способ: исследовать переход МД по отношению мнимой и реальной компонент высокочастотной проводимости, которая определяется акустическими бесконтактными методами в одном и том же образце при постоянной температуре. Как было показано в работе, в диэлектрическом состоянии механизм ВЧ проводимости определяется прыжками электронов между локализованными состояниями. При этом мнимая часть высокочастотной проводимости больше реальной,  $\sigma_2/\sigma_1 \approx 2.6 > 1$ . В металлическом состоянии высокочастотная проводимость обычно не отличается от проводимости на постоянном токе, и при этом мнимая часть проводимости  $\sigma_2 = 0$ .

Кроме того, на основании измерений акустоэлектронных эффектов в области промежуточной проводимости в этой гетероструктуре можно заключить, что переход МД имеет перколяционную природу. Действительно, при малых проводимостях вплоть до  $\sigma_1 \approx 10^{-7}$  Ом $^{-1}$  механизм ВЧ проводимости — прыжковый, система находится в диэлектрическом состоянии, электроны заполняют минимумы потенциального рельефа. По мере увеличения концентрации электронов уровень Ферми поднимается, электронные капли становятся все большего диаметра, и в них возникает высокочастотная проводимость. Механизм проводимости становится смешанным: параллельно прыжковому механизму возникает проводимость делокализованных электронов в металлических каплях. При дальнейшем увеличении концентрации электронов поверхность, занятая металлическими каплями, растет, и при проводимости  $\sigma_1 > 10^{-5}$  Ом $^{-1}$  прыжковый механизм полностью исчезает, металлические капли смыкаются, заполняя всю проводящую поверхность, и проводимость полностью определяется делокализованными электронами (металлическое состояние). Построена качественная картина развития металлических капель на проводящей поверхности при увеличении проводимости системы.

Авторы благодарны Г.М. Минькову за полезные обсуждения результатов, Е.В. Лебедевой за помощь в измерениях и обработке результатов.

Работа поддержана РФФИ (грант № 04-02-16246), грантом президиума РАН, грантом президента РФ поддержки научных школ 2006 (НШ-5596.2006.2).



**Рис. 10.** Зависимости  $\Delta V/V_0$  (a) и  $\Delta\Gamma$  (b) от времени облучения светом тремя импульсами длительностью 50 с.  $f = 30$  МГц,  $T = 300$  К.

## Список литературы

- [1] D.V. Lang, R.A. Logan. Phys. Rev. Lett., **39**, 635 (1977).
- [2] W. Knaf, A. Zduniak, L.N. Dmowski, S. Contreras, M.I. Dyakonov. Phys. Status Solidi B, **198**, 267 (1996).
- [3] D.J. Chadi, K.J. Chang. Phys. Rev. B, **39**, 10 063 (1989).
- [4] I.L. Drichko, A.M. Diakonov, I.Yu. Smirnov, Yu.M. Galperin, A.I. Toropov. Phys. Rev. B, **62**, 7470 (2000).
- [5] В.Л. Гуревич. ФТТ, **4**, 909 (1962).
- [6] А.Л. Эфрос. ЖЭТФ, **89**, 1834 (1985).
- [7] M. Pollak, T.H. Geballe. Phys. Rev., **122**, 1742 (1961).
- [8] Ю.М. Гальперин, Э.Я. Приев. ФТТ, **28**, 692 (1986).
- [9] И.Л. Дричко, И.Ю. Смирнов. ФТП, **31**, 1092 (1997).
- [10] А.А. Пашкин. УФН, **175**, 139 (2005).

Редактор Т.А. Полянская

## A light induced metal–dielectric transition in an *n*-GaAs/AlGaAs heterostructure; acoustical methods of research

*I.L. Drichko, A.M. Diakonov, I.Yu. Smirnov, A.I. Toropov\**

Ioffe Physicotechnical Institute,  
Russian Academy of Sciences,  
194021 St. Petersburg, Russia

\* Institute of Semiconductor Physics,  
Russian Academy of Sciences, Siberian Branch,  
630090 Novosibirsk, Russia

**Abstract** A *n*-GaAs/AlGaAs heterostructure „underdoped“ with Si, with a dark conductivity at  $T = 4.2\text{ K}$  less than  $10^{-8}\ \Omega^{-1}$  has been studied. By the successive illumination with a LED the conductivity of the sample could be increased 5 orders of magnitude, up to  $\sim 10^{-3}\ \Omega^{-1}$ , that making it possible to study metal–insulator transition (MIT) on the same sample and at the same temperature. A new method of the MIT studies has been put forward, one that employs acoustoelectronic effects. These effects have been measured under the successive illumination of the sample both without and with a magnetic field up to 6 T, at  $T = 4.2\text{ K}$ . Both real  $\sigma_1$  and imaginary  $\sigma_2$  parts of the high-frequency conductivity  $\sigma^{\text{hf}} = \sigma_1 - i\sigma_2$ , as well as their ratio  $\sigma_2/\sigma_1$  have been measured. A percolation behavior of the MIT has been demonstrated. It appeared that up to  $\sigma_1 \sim 10^{-7}\ \Omega^{-1}$  the system dwells in an insulating state, electrons are localized in the random potential minima. In this situation a hopping HF conductivity takes place, characteristic relation in this case is  $\sigma_2 \gg \sigma_1$ . With the increase of the electron density the Fermi level grows, electronic droplets became larger and in them an electronic conductivity arises. The total conductivity attains a compound nature: in parallel to the hopping there starts a conductivity of delocalized electrons in the metallic droplets. At the subsequent growth of the conductivity (more than  $10^{-5}\ \Omega^{-1}$ ), the metallic droplets fill the entire surface and a metallic state with  $\sigma_2 = 0$  is thus realized. A curve is obtained showing the relative growth of the surface occupied by the metallic droplets as a function of the 2D channel conductivity.