

Преломление термализованных электронов, баллистически эмиттированных в вакуум из p^+ -GaAs-(Cs,O)

В. В. Бакин*, А. А. Пахневич*, С. Н. Косолобов⁺, Г. Э. Шайблер⁺, А. С. Ярошевич⁺, А. С. Терехов⁺*

⁺ Институт физики полупроводников Сибирского отделения РАН, 630090 Новосибирск, Россия

* Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 21 января 2003 г.

Обнаружен эффект преломления термализованных фотоэлектронов, эмиттированных в вакуум из p^+ -GaAs-(Cs,O) с отрицательным электронным сродством. Преломление обусловлено скачком эффективной массы электронов на границе раздела полупроводник–вакуум и наблюдается только для небольшой группы электронов, вышедших в вакуум баллистически, без рассеяния тангенциальной компоненты импульса на интерфейсе.

PACS: 67.57.Lm, 76.60.—k

Поверхности p^+ -GaAs и некоторых других полупроводников, покрытые монослоем цезия с добавкой кислорода, переходят в состояние эффективного отрицательного электронного сродства (ОЭС) [1]. В этом состоянии энергетический барьер для электронов на поверхности снижается настолько, что уровень вакуума опускается ниже дна зоны проводимости в объеме полупроводника и даже медленные фотоэлектроны, термализованные вблизи дна зоны проводимости, имеют высокую вероятность выхода в вакуум. Полупроводники с ОЭС давно и успешно используются в качестве фотокатодов в фотоприемниках и источниках спин-поляризованных электронов. Несмотря на давнюю историю исследований, картина физических явлений, сопровождающих переход электронов из полупроводника с ОЭС в вакуум, остается неразработанной. Простейшая модель эмиссии предполагает баллистический выход электрона в вакуум, без рассеяния тангенциальной компоненты импульса и энергии на интерфейсе. В этой модели энергетическое распределение электронов в вакууме должно иметь ширину порядка kT , а их траектории должны быть сконцентрированы в малом диапазоне углов $\theta \leq \theta_0$ относительно вектора нормали к поверхности. Малость величины θ_0 по сравнению с $\pi/2$ обусловлена преломлением электронной волны на интерфейсе из-за скачка эффективной массы [1]. Экспериментальные исследования энергетических и угловых распределений эмиттированных электронов показали, что предсказания простейшей модели не выполняются. Измеренные распределения имели вид широких полос, полностью занимавших допустимые интервалы энергий от дна зоны проводимости в объеме полупроводника до уровня вакуума и углов $\theta \leq \pi/2$.

Большая ширина энергетических распределений объяснялась испусканием фононов электронами [2], а отсутствие фоновой структуры в распределениях — их сглаживанием из-за пятнистости работы выхода поверхности p^+ -GaAs-(Cs,O) и недостаточного разрешения электронных спектрометров. Уширение угловых распределений в работе [3] объяснялось подавлением эффекта преломления интенсивным рассеянием тангенциальной компоненты импульса фотоэлектронов на интерфейсе. Другой причиной могла являться макроскопическая шероховатость поверхности [4]. Кроме этого, измеряемые угловые распределения могли уширяться под влиянием слабых неконтролируемых электрических и магнитных полей, обусловленных пятнистостью работы выхода и остаточной намагниченностью деталей спектрометра и вакуумной установки.

Приведенные доводы могли объяснить любые отличия теоретических и экспериментальных результатов, но, к сожалению, ничего не доказывали. Поэтому вопросы о модели фотоэмиссии, об основных механизмах рассеяния энергии и импульса термализованных фотоэлектронов на интерфейсе p^+ -GaAs-(Cs,O)-вакуум и о предельно-достижимых характеристиках эмиттеров с ОЭС остаются открытыми. Лишь сравнительно недавно, изучая энергетические распределения фотоэлектронов при 4.2 К с помощью электронного спектрометра с однородным тормозящим полем, мы обнаружили тонкую структуру, состоящую из пика упругого туннелирования электронов и его фононных повторений [5]. Тем самым было доказано, что исходным состоянием для эмиссии термализованных электронов является дно зоны размерного квантования в приповерхностной облас-

ти пространственного заряда p^+ -GaAs, а основным механизмом потерь энергии электронов при переходе из полупроводника в вакуум является их взаимодействие с оптическими фононами. Столкновения со свободными дырками, доминирующие в рассеянии энергии электронов в объеме сильнолегированного GaAs p -типа [6], в приповерхностной области обеднения оказались менее значимыми. Одновременно стало ясно, что однородность работы выхода GaAs с ОЭС и разрешение спектрометра с однородным тормозящим электрическим полем достаточны для выделения относительно небольшой группы электронов, выходящих из полупроводника в вакуум без потери энергии. Часть этих электронов может покинуть полупроводник и без упругого рассеяния по импульсу, то есть баллистически. Угловое распределение баллистически эмиттированных электронов должно формироваться под влиянием преломления. Поэтому изучение распределения фотоэлектронов по углам может быть использовано для обнаружения этого явления. Поскольку преломление электронов вследствие скачка эффективной массы на интерфейсе универсально и влияет на перенос носителей заряда через любые гетерограницы [7], то его изучение представляет интерес не только для физики внешнего фотоэффекта.

В данной работе, реализовав новый высокоразрешающий метод измерения энергетических и угловых распределений фотоэлектронов, мы выделили группу моноэнергетических электронов с полушириной углового распределения в единицы градусов. Полагаем, что нами обнаружены баллистически эмиттированные термализованные фотоэлектроны, угловое распределение которых формируется эффектом преломления.

Для экспериментов использовался GaAs-эмиттер на подложке из стекла [8]. Фотоэмиссия из слоя арсенида галлия возбуждалась при его освещении через стеклянную подложку. Шероховатость поверхности GaAs слоя, уширяющая угловые распределения электронов, была уменьшена химико-механическим полированием и снижением до 800 К максимальной температуры ее прогрева. Другие детали приготовления GaAs-эмиттеров совпадали с описанными ранее [8]. Как и в [5], в качестве основы спектрометра использовался самодельный планарный вакуумный фотодиод из немагнитных материалов, состоящий из GaAs-эмиттера на стекле и покрытого медью стеклянного анода, герметично закрепленных параллельно друг другу на противоположных торцах цилиндра из алюмооксидной керамики. Рабочие диаметры эмиттера и анода равнялись 18 мм, а расстояние меж-

ду ними – 1 мм. Обезгаживание анода и корпуса фотодиода, приготовление поверхности GaAs-эмиттера и их последующая герметичная сборка с помощью деформируемых индиевых прокладок проводились в трехкамерной сверхвысоковакуумной установке с базовым вакуумом $\leq 10^{-8}$ Па.

Для измерения угловых распределений медленных фотоэлектронов мы использовали новую, недавно предложенную методику [9], основанную на измерении фототока J_{ph} в однородном тормозящем электрическом поле \mathbf{E} и перпендикулярном ему магнитном поле \mathbf{B} . Было показано [9], что по измеренным зависимостям $J_{ph}(E, B)$ можно восстановить функцию распределения электронов Φ по полной энергии ε и полярному углу θ . Достоинство данного метода состоит в том, что при малом расстоянии эмиттер – анод и небольшом размере светового пятна на эмиттере траектории фотоэлектронов сосредоточены в объеме порядка кубического миллиметра, в котором однородность электрического и магнитного полей может быть обеспечена с требуемой точностью и неконтролируемые искажения траекторий электронов будут незначительны. “Оптико-механическая” часть фотоэлектронного спектрометра состояла из фотодиода, пары катушек Гельмгольца для создания однородного магнитного поля, стабилизированного полупроводникового лазера с длиной волны 670 нм, излучение которого с помощью волоконно-оптического световода передавалось на фотодиод и формировало на поверхности GaAs-эмиттера световое пятно диаметром ~ 1 мм. Электронные блоки спектрометра включали цифровой синхронный детектор для измерения фототока и его производных по электрическому полю, стабилизированные источники питания лазера и катушек Гельмгольца, источник запирающего и модулирующего напряжений, используемые при измерении энергетических распределений. Все электронные блоки были подключены к ЭВМ с помощью стандартных плат сопряжения.

Предварительная оценка качества изготовленных эмиттеров показала, что благодаря снижению шероховатости поверхности GaAs пик упругого туннелирования в энергетическом распределении электронов, наблюдавшийся ранее только при 4.2 К [5], стал “наблюдаемым” и при 77 К на всех семи изготовленных и обследованных нами фотодиодах. Поэтому эксперименты в данной работе проводились при температуре жидкого азота. Калибровка электронного спектрометра проводилась, как и в [5], по положению высокоэнергетического плеча на энергетическом распределении, обусловленного эмиссией в вакуум фотоэлектронов с начальной кинетической энергией в зо-

не проводимости, которую они имели в момент фотопрождения. Эта энергия рассчитывалась по известной энергии фотона, законам дисперсии валентной зоны и зоны проводимости с учетом гофрировки и непараболичности.

Для экспериментов по обнаружению преломления электронов был отобран фотодиод с эмиттером, в энергетическом распределении которого амплитуда пика упругого туннелирования была максимальной. Энергетическое распределение электронов $N(\varepsilon_{\parallel})$, измеренное на этом фотодиоде, показано на рис.1. Поскольку измерения проводились в однородном тор-

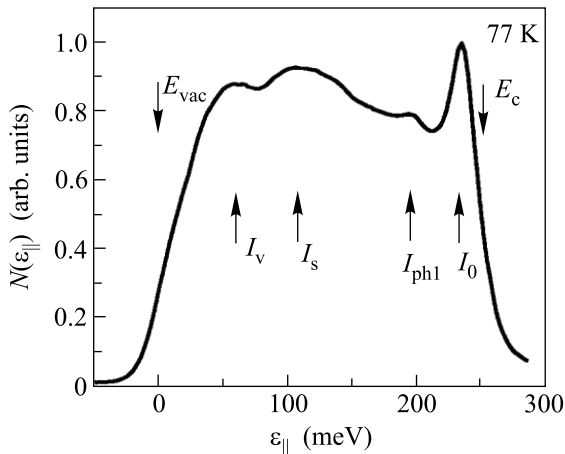


Рис.1. Распределение фотоэлектронов по продольной энергии

мозащем поле, то по оси энергий отложена так называемая “продольная” энергия фотоэлектронов, обычно обозначаемая как ε_{\parallel} . Из рисунка видно, что полная ширина энергетического распределения, измеряемая от уровня вакуума E_{vac} до дна зоны проводимости в объеме полупроводника E_c , приблизительно равна 250 мэВ. Видно также, что на высокоэнергетическом краю распределения расположен пик I_0 , отстоящий от E_c примерно на 15 мэВ. Мы полагаем [5], что пик I_0 обусловлен упругим туннелированием термализованных фотоэлектронов с дна верхней зоны размерного квантования в приповерхностной области пространственного заряда p^+ -GaAs в вакуум через (Cs,O)-слой. Небольшой максимум I_{ph1} , отстоящий от пика I_0 на 37 мэВ, является его первым фоновым повторением. Второе фоновое повторение пика I_0 в данном диоде не наблюдалось из-за его малой амплитуды и перекрытия с широкой полосой I_s , в которой “собраны” электроны, испустившие два и более оптических фотона, а также электроны, упруго рассеянные на большие углы относительно нормали к поверхности. Природа особенности I_v , наблюдав-

шейся в нескольких фотодиодах непосредственно над уровнем вакуума, нам непонятна.

Для определения углового распределения электронов в пике I_0 была измерена зависимость $N(\varepsilon_{\parallel})$ от напряженности поперечного магнитного поля. При измерении $N(\varepsilon_{\parallel}, B)$ запирающий потенциал выбирался таким, чтобы электроны, испытавшие неупругое рассеяние, не давали вклада в измеряемый ток. Было проведено несколько измерений $N(\varepsilon_{\parallel}, B)$ с различными значениями запирающего потенциала в окрестности ± 10 мэВ относительно положения максимума пика I_0 при $\varepsilon_{\parallel} = \varepsilon_{\parallel}^0$. Форма зависимостей $N(\varepsilon_{\parallel}, B)$, измеренных в этом интервале энергий, не зависела от ε_{\parallel} . Это значит, что угловые распределения всех электронов в пике I_0 с хорошей точностью совпадают и, следовательно, мы действительно имеем дело с единой группой электронов. Зависимость $N(\varepsilon_{\parallel}^0, B)$, измеренная при тормозящем потенциале, отсекающем электроны с $\varepsilon_{\parallel} < \varepsilon_{\parallel}^0 = 230$ мэВ, показана точками на рис.2. Из рисунка следует, что разворот электронов магнитным полем уменьшает $N(\varepsilon_{\parallel}^0, B)$ поч-

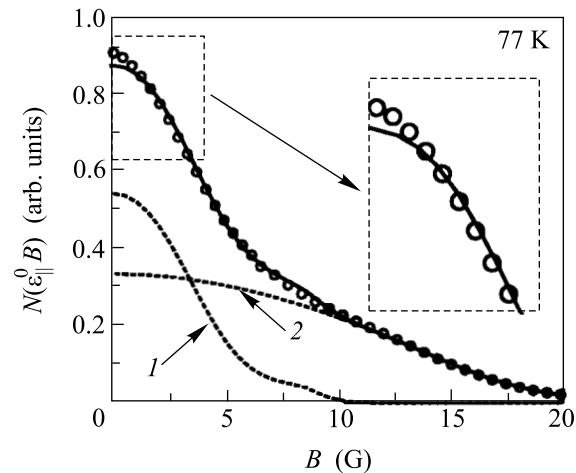


Рис.2. Измеренная и рассчитанная зависимости $N(\varepsilon_{\parallel}^0, B)$ от напряженности магнитного поля

ти до нуля в поле 20 Гс. Видно также, что скорость спада $N(\varepsilon_{\parallel}^0, B)$ в магнитных полях $B < 5$ Гс существенно выше, чем при $B > 10$ Гс. Естественно предположить, что в области слабых полей основной вклад в уменьшение $N(\varepsilon_{\parallel}^0, B)$ дает разворот магнитным полем баллистически эмиттированных электронов, сконцентрированных из-за эффекта преломления в узком диапазоне углов вокруг вектора нормали и поэтому более чувствительных к поперечному магнитному полю. При $B > 10$ Гс основной вклад в зависимость $N(\varepsilon_{\parallel}^0, B)$ дает разворот магнитным полем

электронов, эмиттированных в широком интервале углов.

Для пересчета зависимости $N(\varepsilon_{\parallel}^0, B)$ в угловое распределение электронов был использован не общий метод, обсуждавшийся в [9], а более простой прием. Суть его состояла в подгонке измеренной зависимости $N(\varepsilon_{\parallel}^0, B)$ приближенной функцией $N_{\text{cal}}(\varepsilon_{\parallel}^0, B)$, рассчитанной с использованием модельных угловых распределений с подгоночными параметрами. Поскольку измеренная зависимость $N(\varepsilon_{\parallel}^0, B)$ с изломом при $B \sim 7$ Гс указывала на наличие двух групп электронов с разными угловыми распределениями, то угловое распределение $\Phi(\theta)$ электронов в пике I_0 задавалось в следующей форме:

$$\Phi(\theta) = \nu \cdot \Phi_b(\theta) + (1 - \nu) \cdot \Phi_d(\theta), \quad (1)$$

где функция углового распределения баллистических электронов обозначена как $\Phi_b(\theta)$, функция углового распределения электронов, вышедших в вакуум с рассеянием импульса, обозначена как $\Phi_d(\theta)$, а величина ν определяет долю баллистических электронов в полном потоке электронов, вышедших в вакуум без потерь энергии. Функции распределения $\Phi_b(\theta)$ и $\Phi_d(\theta)$ полагались одинаковыми и имели вид

$$\Phi_{b,d}(\theta) = \frac{C_{b,d} \cdot \exp[C_{b,d} \cdot (\cos \theta - 1)]}{2\pi \cdot [1 - \exp(-C_{b,d})]}, \quad (2)$$

отличаясь лишь значениями подгоночных параметров C_b и C_d . Функция распределения $\Phi(\theta)$ нормировалась на единицу. Расчет $N_{\text{cal}}(\varepsilon_{\parallel}^0, B)$ проводился путем решения уравнения движения электронов в скрещенных однородных электрическом и магнитном полях с начальными условиями, заданными функциями $\Phi(\theta)$ и $\rho(\varepsilon)$. Распределение электронов по полной энергии $\rho(\varepsilon)$ в пике I_0 , использованное для расчета $N_{\text{cal}}(\varepsilon_{\parallel}^0, B)$, не содержало подгоночных параметров и полагалось совпадающим по форме с пиком I_0 . Незвестная форма низкоэнергетического крыла была выбрана зеркально симметричной высокоэнергетическому крылу пика I_0 . Подбором параметров ν , C_b , C_d минимизировалось среднеквадратичное отклонение рассчитываемой зависимости $N_{\text{cal}}(\varepsilon_{\parallel}^0, B)$ от измеренной $N(\varepsilon_{\parallel}^0, B)$. Результат подгонки, соответствующий наилучшему совпадению измеренной и рассчитанной зависимостей, приведен на рис.2 сплошной линией. Наилучшее совпадение достигнуто при $\nu = 0.12$, $C_b = 530$, $C_d = 2$. Небольшие систематические различия этих зависимостей, наиболее заметные при $B \leq 2$ Гс, обусловлены тем, что функция $\Phi(\theta)$, заданная соотношениями (1) и (2), не описывает деталей истинного углового распределения. Тем не менее, хорошее совпадение измеренных и рассчитанных

кривых на рис.2 свидетельствует о близости использованного в расчетах углового распределения к действительному. Пунктирными линиями на рис.2. показаны вклады баллистически (кривая 1) и диффузно (кривая 2) эмиттированных электронов. Видно, что в слабых магнитных полях $0 \leq B \leq 5$ Гс форма измеренной кривой $N(\varepsilon_{\parallel}^0, B)$ хорошо описывается вкладом только баллистически эмиттированных электронов, а влияние электронов, эмиттированных с рассеянием импульса, сводится к появлению подкладки, слабо зависящей от поля. Видно также, что при $B \geq 10$ Гс вклад баллистических электронов пренебрежимо мал и эксперимент хорошо описывается одним только вкладом диффузно эмиттированных электронов. Незначительное перекрытие вкладов баллистически и диффузно эмиттированных электронов в формировании зависимости $N(\varepsilon_{\parallel}^0, B)$ в области слабых и особенно в области сильных магнитных полей обеспечивает достоверность найденных значений подгоночных параметров. Используя эти значения и соотношения (1) и (2), мы рассчитали угловое распределение упруго эмиттированных электронов. Результаты расчета показаны на рис.3. Из рисунка

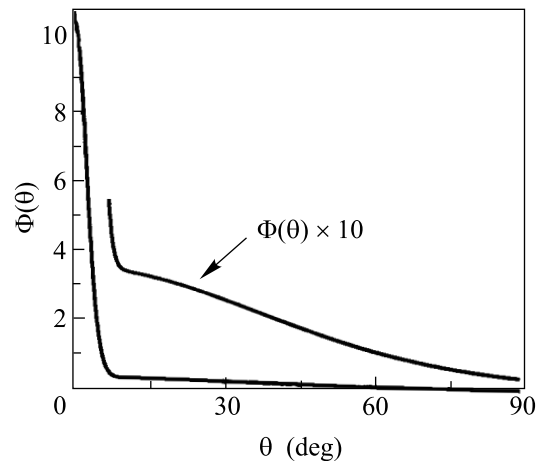


Рис.3. Угловое распределение фотоэлектронов

видно, что угловое распределение электронов состоит из двух явно выраженных вкладов, один из которых быстро спадает при $\theta \leq 10^\circ$, а второй занимает интервал углов $0^\circ \leq \theta \leq 90^\circ$. Используя угловые распределения для каждой из групп электронов, мы вычислили средние поперечные энергии электронов $\langle \varepsilon_{\perp} \rangle$ в этих группах. Величины $\langle \varepsilon_{\perp} \rangle_b$ и $\langle \varepsilon_{\perp} \rangle_d$ оказались равными 1 мэВ и 120 мэВ, соответственно. Теоретическое значение средней поперечной энергии термализованных при 77 К электронов, эмиттированных в вакуум в баллистическом режиме из состояния в приповерхностной зоне размерного квантования, рассчитано

танное с учетом эффекта преломления на основе соотношений из [1], дает значение $\langle \varepsilon_{\perp} \rangle_b = 0.45$ мэВ. Это значение неплохо совпадает с измеренным. По крайней мере, оно в 7 раз меньше kT и, по нашему разумению, не может быть объяснено без привлечения эффекта преломления. Различие измеренного и рассчитанного значений $\langle \varepsilon_{\perp} \rangle_b$ частично связано с тем, что функция $\Phi(\theta)$, использованная для приближенного описания углового распределения баллистически эмиттированных электронов, не описывает точно истинного распределения. Это следует из небольших систематических различий измеренной и рассчитанной зависимостей $N(\varepsilon_{\parallel}^0, B)$ в области слабых магнитных полей, хорошо заметных на вставке рис.2. Видно, что измеренная зависимость $N(\varepsilon_{\parallel}^0, B)$ спадает с ростом поля быстрее рассчитанной. Это значит, что действительное угловое распределение баллистически эмиттированных электронов уже, чем модельная функция $\Phi(\theta)$ с найденными подгоночными параметрами, а истинное значение $\langle \varepsilon_{\perp} \rangle_b$ меньше определенного нами значения в 1 мэВ. Кроме этого, вполне вероятно, что электронное распределение вблизи дна зоны размерного квантования не полностью термализовано из-за того, что электроны эмиттировались в вакуум или рассеивались в нижележащую зону размерного квантования быстрее, чем приобретали электронную температуру, равную температуре решетки. Определенный вклад в уширение углового распределения баллистически эмиттированных электронов вносит и предел углового разрешения нашего спектрометра. Определить этот предел мы пока не можем. Не совсем понятна и причина относительно высокой вероятности рассеяния на большие углы, в результате чего часть электронов эмиттировалась вдоль поверхности. Тем не менее, наличие среди электронов, эмиттированных из GaAs-(Cs,O) с ОЭС,

небольшой группы с полушириной углового распределения в единицы градусов мы полагаем установленным. Поскольку единственным известным способом объяснения происхождения столь узкого распределения является привлечение представлений об эффекте преломления, то существование этого явления можно считать доказанным.

В заключение мы считаем приятным долгом поблагодарить D. Shwalm, A. Wolf и Д. Орлова за полезные обсуждения и поддержку работы. Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант # 01-02-16912), Министерством образования РФ в рамках федеральной целевой программы "Интеграция науки и высшего образования России" через Новосибирский государственный университет (контракт # И765/785) и Минпромнауки РФ в рамках федеральной программы "Поверхностные атомные структуры" (контракт # 40.012.1.1.1151).

1. Р. Л. Белл, *Эмиттеры с отрицательным электронным средством* (пер. с англ.). М.: Энергия, 1978.
2. L. W. James and J. L. Moll, *Phys. Rev* **183**, 183 (1969).
3. G. Vergara, A. Herrera-Gomez, and W. E. Spicer, *J. Appl. Phys.* **80**, 1809 (1996).
4. B. J. Bradley, M. B. Alenson, and B. R. Holeman, *J. Phys.* **D10**, 111 (1977).
5. Д. А. Орлов, В. Э. Андреев, А. С. Терехов, *Письма в ЖЭТФ* **71**, 220 (2000).
6. М. И. Дьяконов, В. И. Перель, И. Н. Ясиевич, *ФТП* **11**, 1365 (1977).
7. J. Smoliner, R. Heer, C. Eder et al. *Phys. Rev.* **B58**, 7516 (1998).
8. Ю. Б. Болховитянов, Б. В. Морозов, А. Г. Паулиш и др., *Письма в ЖТФ* **16**, 25 (1990).
9. V. E. Andreev, A. L. Bukhgeim, and A. S. Terekhov, *J. Inv. Ill-Posed Problems* **7**, 427 (1999).