Письма в ЖЭТФ, том 83, вып. 10, с. 525 – 529 © 2006 г. 25 мая

Спин-зависимая фотоэмиссия, обусловленная скачком g-фактора электронов на интерфейсе p-GaAs(Cs,O)-вакуум

Д. А. Орлов[+△], *В. Л. Альперович*[+*1)], *А. С. Терехов*[+*]

[+] *Институт физики полупроводников Сибирского отделения РАН, 630090 Новосибирск, Россия*

[*] *Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия*

[△] *Max-Planck-Institut für Kernphysik, D-69117 Heidelberg, Germany*

Поступила в редакцию 4 апреля 2006 г.

Экспериментально обнаружено, что в присутствии магнитного поля вероятность выхода электронов из p-GaAs(Cs,O) в вакуум зависит от знака циркулярной поляризации возбуждающего света. Основной причиной эффекта является скачок g-фактора электронов на границе полупроводник – вакуум (от $g^* = -0.44$ в GaAs до $g_0 = 2$ в вакууме). В результате скачка g-фактора величина эффективного электронного сродства оказывается зависящей от взаимной ориентации спина оптически ориентированных электронов и магнитного поля, что и приводит к спин-зависимой фотоэмиссии.

PACS: 78.20.Ls, 78.55.Cr, 79.60.–i

Исследование фотоэмиссии из полупроводников с отрицательным электронным сродством (ОЭС) [1] представляет как практический, так и научный интерес. Прикладной интерес к этим исследованиям обусловлен тем, что до сих пор не установлены физические механизмы, ограничивающие предельные значения основных характеристик полупроводниковых фотоэмиттеров: квантового выхода фотоэффекта, углового распределения и спина эмитированных электронов. Фундаментальный научный интерес к исследованиям фотоэмиссии из полупроводников связан с тем, что граница раздела полупроводник – вакуум может, по-видимому, рассматриваться как модельный резкий гетеропереход, на котором скачкообразно, на длине порядка межатомного расстояния, изменяются кинетическая энергия, эффективная масса и g-фактор электронов. В отличие от твердотельных гетеропереходов, в вакууме можно измерить не только полный ток электронов через границу раздела, но и функцию их распределения по энергии и импульсу [2 – 4], а также определить спин электронов [5]. Такие исследования позволяют выяснить возможности использования эффективных параметров электронов в кристаллических твердых телах, таких как эффективная масса и эффективный g-фактор, для описания переноса заряда и спина через резкие гетерограницы. Измерение фотоэмиссии с угловым и спиновым разрешением открывает возможность исследования спин-зависимого туннелирования электронов, предсказанного в работах [6 – 8]. Повышенный интерес к этим исследованиям в последние годы связан с развитием работ по спинтронике [9].

Спин-зависимый транспорт электронов, обусловленный скачком g-фактора на внутренних границах полупроводниковых структур, изучался ранее в работах [10, 11]. В работе [10] экспериментально исследовано селективное по спину резонансное туннелирование электронов через зеемановские подуровни двухбарьерной структуры с квантовой ямой из полумагнитного полупроводника. Авторы [11] теоретически изучили зависимость вольт-амперной характеристики p–n-перехода на основе полумагнитного полупроводника от взаимного направления спина электронов и магнитного поля. Эффекты, связанные со скачком g-фактора электронов на границе полупроводник – вакуум, ранее не исследовались. В данной работе сообщается об экспериментальном обнаружении спин-зависимой компоненты фотоэмиссионного тока из p-GaAs(Cs,O) в вакуум, обусловленной скачком эффективного g-фактора электронов на границе раздела с вакуумом.

Феноменологическое выражение для спин-зависимой компоненты J_S фотоэмиссионного тока в магнитном поле $\mathbf{H}$ может быть записано в виде

$$J_S \sim (\mathbf{S} \cdot \mathbf{H}), \quad (1)$$

где $\mathbf{S}$ – средний спин оптически ориентированных электронов. Микроскопические механизмы возникновения магнитоиндуцированной спин-зависимой фотоэмиссии (СЗФ) могут быть различными. Предварительные оценки показали, что в случае фотоэмиссии спин-поляризованных электронов из

1) e-mail: alper@thermo.isp.nsc.ru

p-GaAs(Cs,O), активированного цезием и кислородом до состояния с эффективным ОЭС, значимый вклад в СЗФ может давать механизм, обусловленный скачком g-фактора электронов на границе полупроводника с вакуумом. Скачок g-фактора приводит к зависимости величины ОЭС (и, как следствие, фотоэмиссионного тока) от направления спина электронов по отношению к магнитному полю. Этот механизм иллюстрируется на зонной диаграмме поверхности p-GaAs(Cs,O) с ОЭС (рис.1) и состоит в следующем.

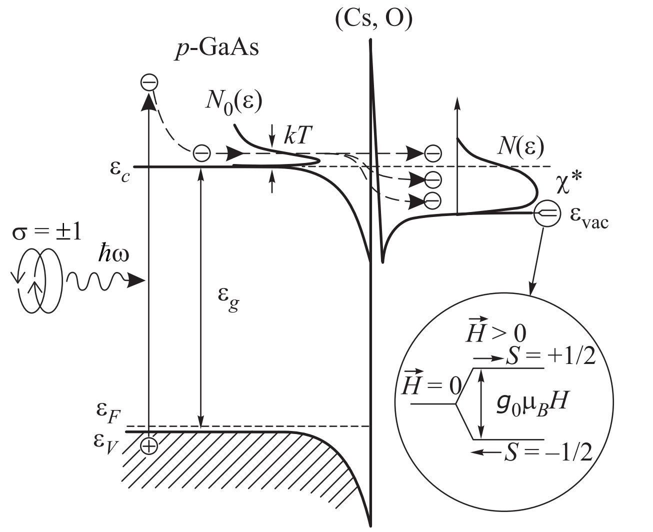

Рис.1. Механизм магнито-индуцированной спин-зависимой фотоэмиссии. Показаны зонная диаграмма ОЭС-фотокатода, рождение спин-поляризованных фотоэлектронов право- ($\sigma = +1$) и левоциркулярно-поляризованным ($\sigma = -1$) светом, их термализация на дно зоны проводимости, диффузия к поверхности и эмиссия в вакуум. $N_0(\varepsilon)$, $N(\varepsilon)$ – энергетические распределения термализованных фотоэлектронов в зоне проводимости (шириной $\approx kT$) и электронов, эмитированных в вакуум (шириной $\approx \chi^*$), соответственно. На вставке показано зеемановское расщепление электронных состояний в вакууме

Электроны, рожденные в зоне проводимости светом с энергией фотонов $\hbar\omega$, большей ширины запрещенной зоны ε_g, термализуются на дно зоны, формируют узкое энергетическое распределение $N_0(\varepsilon)$ шириной $\sim kT$, диффундируют к эмитирующей поверхности, пересекают область пространственного заряда (ОПЗ) и выходят в вакуум. Из-за рассеяния импульса и энергии в процессе транспорта через ОПЗ и выхода в вакуум распределение эмитированных электронов по кинетической энергии оказывается уширенным до величины ОЭС χ^*. Электроны, которые в процессе термализации в ОПЗ опускаются ниже уровня вакуума, рекомбинируют на поверхности и не дают вклада в фотоэмиссионный ток. Поэтому вероятность выхода электронов в вакуум и величина фотоэмиссионного тока J являются функцией величины χ^*.

Внешнее магнитное поле приводит к зеемановскому расщеплению электронных состояний. На дне зоны проводимости GaAs эффективный g-фактор электронов отрицателен, $g^* = -0.44$ [12], в то время как в вакууме $g_0 = 2$. В результате при изменении взаимного направления магнитного поля и спина электронов величина эффективного электронного сродства χ^* изменяется на величину $\Delta\chi^* = (g_0 - g^*)\mu_B H$, где $\mu_B = e\hbar/2mc$ – магнетон Бора. Как следствие, при генерации спин-поляризованных электронов в зоне проводимости циркулярно-поляризованным светом [13] величина фотоэмиссионного тока в магнитном поле зависит от степени и знака циркулярной поляризации.

Эксперименты проводились в планарном вакуумном фотодиоде, состоящем из полупрозрачного GaAs(Cs,O)-фотокатода на подложке из стекла и медного анода, герметично закрепленных параллельно друг другу на противоположных торцах цилиндра из алюмооксидной керамики. Активный слой GaAs-фотокатода легирован цинком до $p \sim 5 \cdot 10^{18}\,\text{см}^{-3}$. Фотодиод помещался в соленоид, магнитное поле которого перпендикулярно поверхности фотокатода. Максимальная величина поля в наших экспериментах составляла $H = 1$ Тл. Все измерения проводились при комнатной температуре. Ток фотоэмиссии J измерялся при освещении фотокатода через стеклянную подложку. Источником света служил монохроматор с галогенной лампой накаливания. Изменение разности потенциалов U между фотокатодом и анодом позволяло как реализовать полный сбор всех эмитированных электронов на аноде (при $U \geq U_0$), так и собирать на аноде только часть эмитированных электронов, кинетическая энергия которых $\varepsilon_\parallel > U_0 - U$ (при $U < U_0$). Здесь U_0 – разность потенциалов, при которой электрическое поле в промежутке катод – анод рано нулю, $\varepsilon_\parallel = p_\parallel^2/2m$, $p_\parallel$ – компонента импульса, параллельная вектору полного фотоэмиссионного тока (и перпендикулярная поверхности), m – масса свободного электрона.

Спин-зависимая компонента фототока J_S измерялась синхронным детектором как разность $J_S = J^{\sigma+} - J^{\sigma-}$, где $J^{\sigma+}$ и $J^{\sigma-}$ – токи фотоэмиссии при возбуждении право- и левоциркулярно-поляризованным светом, соответственно. Поляризация света переключалась между состояниями $\sigma+$ и $\sigma-$ с частотой 1.5 кГц с помощью широкоапертурного модулятора поляризации на линейном электрооптическом эффекте [14]. Модуляция поляризации светового пучка сопровождалась паразитной модуляцией его интенсивности, относительная величина которой составляла $\sim 3{\cdot}10^{-4}$. Для исключения влияния модуляции интенсивности света на результаты измерений мы использовали нечетность СЗФ по магнитному полю. Для этого величина J_S измерялась при противоположных направлениях магнитного поля $\pm H$ и "истинная" СЗФ определялась по формуле $\widetilde{J_S} = [J_S(+H) - J_S(-H)]/2$ (ниже в тексте знак "$\sim$" у J_S опускается). В исследованном диапазоне магнитных полей величина поляризационно-зависимой компоненты фототока была линейной функцией поля, в согласии с феноменологией эффекта (1).

Помимо СЗФ, обусловленной скачком g-фактора электронов на границе полупроводник – вакуум, феноменологическое соотношение (1) допускает существование объемных эффектов, таких как магнитоиндуцированный циркулярный дихроизм [15] и спин-зависимая рекомбинация в объеме GaAs [16], которые могут давать вклады в измеряемую величину J_S. Для определения величины магнитоиндуцированного циркулярного дихроизма мы измерили относительное изменение оптического пропускания GaAs-фотокатода при изменении знака циркулярной поляризации света $\Delta T/T = 2(T^{\sigma+} - T^{\sigma-})/(T^{\sigma+} + T^{\sigma-})$. Спектр $\Delta T/T$, измеренный в магнитном поле $H = 1$ Тл, показан на рис.2. На том же рисунке показан спектр величины J_S/J, измеренный при $U = 5$ В, когда все эмитированные электроны поглощаются анодом. Из сопоставления спектров $\Delta T/T$ и J_S/J следует, что при $\hbar\omega \sim 1.4$ эВ циркулярный дихроизм дает основной вклад в СЗФ, однако

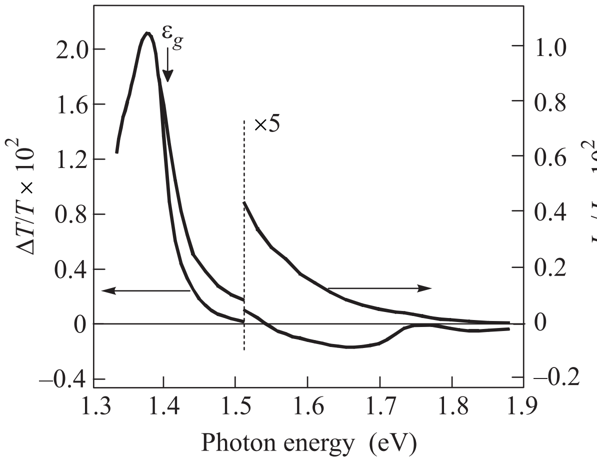

Рис.2. Спектры циркулярного дихроизма $\Delta T/T$ (левая шкала) и спин-зависимой фотоэмиссии J_S/J (правая шкала). Магнитное поле $H = 1$ Тл

при $\hbar\omega > 1.5$ эВ это не так. Видно также, что при $\hbar\omega \approx 1.53$ эВ и 1.76 эВ дихроизм обращается в нуль, в то время как величина J_S/J отлична от нуля во всем исследованном спектральном диапазоне, вплоть до $\hbar\omega \approx 1.8$ эВ.

Придумать методику определения величины магнитоиндуцированной спин-зависимой рекомбинации в объеме полупроводника мы не смогли. Поэтому для выделения поверхностного вклада в спин-зависимую фотоэмиссию методика измерений СЗФ была модифицирована таким образом, чтобы из измеряемой величины J_S/J вычитались все объемные вклады, включая дихроизм и спин-зависимую рекомбинацию в объеме GaAs. Для этого J_S/J измерялась при различных значениях разности потенциалов U между анодом и катодом в диапазоне $U_0 - \chi^* \leq U \leq U_0$, который соответствует переходу от полного запирания фототока до полного сбора фотоэмитированных электронов на аноде (нижняя и верхняя границы диапазона соответственно). Для экспериментального определения границ этого диапазона была измерена производная тока фотоэмиссии по потенциалу dJ/dU, которая пропорциональна функции распределения эмитированных электронов по кинетической энергии $N(\varepsilon_\parallel)$ (кривая *1* на рис.3) [17]. Из рис.3 видно, что функция распределения $N(\varepsilon_\parallel)$ имеет колоколообразный вид с шириной, равной $\chi^* \approx 0.2$ эВ. Нижняя граница потенциала $U = 2.7$ В соответствует электронам с кинетической энергией $\varepsilon_\parallel = \chi^*$, эмитированным с дна зоны проводимости ε_c, а верхняя граница $U = U_0 = 2.9$ В – электронам на уровне вакуума ε_{vac}. Детали методики измерения функции распределения $N(\varepsilon_\parallel)$, а также энергетической калибровки, позволяющей определить величину U_0 и привязать шкалу потенциалов U к шкале энергий $\varepsilon_\parallel$ и к положению дна зоны проводимости в объеме полупроводника ε_c, подробно описаны в работе [17].

Для выделения поверхностного вклада в СЗФ вычислялась зависящая от разности потенциалов U часть поляризационно-зависимого тока $D_S(U) = [J_S(U)/J(U) - J_S(U_0)/J(U_0)]$. "Разностная" СЗФ $D_S(U)$ обусловлена только спин-зависимыми эффектами на поверхности, поскольку объемные вклады в J_S/J, в том числе циркулярный дихроизм и спин-зависимая рекомбинация в объеме полупроводника, не зависят от U. Зависимость $D_S(U)$, измеренная при $\hbar\omega = 1.42$ эВ, показана точками на рис.3. Видно, что разностная СЗФ максимальна для электронов, эмитированных с дна зоны проводимости, и монотонно уменьшается при увеличении U, то есть при уменьшении кинетической энергии электронов. Форма зависимостей $D_S(U)$, измеренных при различных

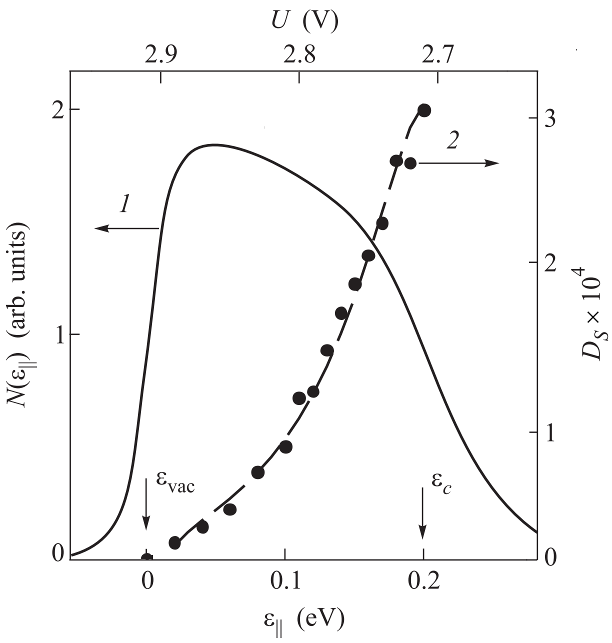

Рис.3. Энергетическое распределение эмитированных электронов $N(\varepsilon_\parallel)$ (кривая *1*, левая шкала) и зависимость разностной СЗФ D_S от величины запирающего потенциала U (*2*, правая шкала). Точки – эксперимент, штриховая линия – расчетная зависимость $D_S(U)$. Энергии, соответствующие положениям уровня вакуума, $\varepsilon_{\rm vac}$, и дна зоны проводимости в объеме полупроводника, ε_c, показаны вертикальными стрелками

энергиях фотонов была одинаковой в пределах точности эксперимента. Амплитуда изменения величины D_S уменьшается при увеличении $\hbar\omega$ из-за увеличения коэффициента поглощения света и, как следствие, увеличения расстояния между областью генерации фотоэлектронов и эмитирующей поверхностью. В свою очередь, это приводит к увеличению степени спиновой релаксации в процессе диффузии и уменьшению среднего спина эмитированных электронов.

Измеренную зависимость $D_S(U)$ мы сопоставили с расчетом в модели магнитоиндуцированной спин-зависимой фотоэмиссии, возникающей за счет скачка g-фактора на границе GaAs(Cs,O) – вакуум. В предположении, что при изменении взаимного направления среднего спина электронов и магнитного поля ширина функции распределения эмитированных электронов изменяется на величину $\Delta\chi^*$, а ее форма остается неизменной, зависящая от задерживающего потенциала величина СЗФ имеет вид

$$D_S(U) = S\cdot\Delta\chi^*\cdot\frac{N(\varepsilon_\parallel(U))}{J(U)} - D_0. \qquad (2)$$

Зависимость $D_S(U)$, рассчитанная по формуле (2), показана на рис.3 штриховой линией. При расчете использовались экспериментально измеренное распределение электронов по энергиям $N(\varepsilon_\parallel)$ и зависимость фотоэмиссионного тока от задерживающего потенциала $J(U)$, полученная численным интегрированием этого распределения. С учетом конечного разрешения по энергии $\Delta\varepsilon_\parallel \approx 20$ мэВ, с которым измеряется функция распределения $N(\varepsilon_\parallel)$, формула (2) справедлива в области потенциалов $U < U_0 - \Delta\varepsilon_\parallel$. Значение среднего спина эмитируемых фотоэлектронов $S = 0.2$ определено расчетом в диффузионной модели с длиной спиновой диффузии $L_S = 0.5$ мкм. Величина L_S оценена из данных работы [18], в которой спиновая поляризация фотолюминесценции экспериментально изучена в фотокатодной GaAs-структуре на стекле, аналогичной фотокатодной структуре, использованной нами. Величина модуляции электронного сродства $\Delta\chi^*$, определяющая амплитуду изменения СЗФ при изменении U, служила подгоночным параметром и оказалась равной $\Delta\chi^* = 0.09$ мэВ. При этом константа $D_0 \approx 10^{-4}$ определялась таким образом, чтобы расчетная величина D_S совпала с экспериментом при $U = U_0 - \Delta\varepsilon_\parallel$. Видно, что форма рассчитанной зависимости $D_S(U)$ хорошо описывает эксперимент, однако подгоночное значение величины $\Delta\chi^*$ приблизительно в полтора раза меньше значения $\Delta\chi^* = 0.14$ мэВ, оцененного нами, исходя из величины g-фактора электронов в зоне проводимости GaAs. Причина этого расхождения может заключаться в том, что фотоэмиссия из полупроводников с ОЭС происходит путем захвата фотоэлектронов в подзону размерного квантования в области пространственного заряда и последующего упругого и неупругого туннелирования в вакуум через потенциальный барьер, обусловленный (Cs,O)-слоем [19]. Значение g-фактора электронов в подзоне размерного квантования, находящейся на 0.3–0.5 эВ над дном зоны проводимости, может существенно отличаться от g-фактора электронов в объеме полупроводника [20], и это должно приводить к отличию измеренной величины эффекта от расчета, основанного на объемном значении эффективного g-фактора. Возможно, что некоторое влияние на величину СЗФ и ее энергетическую зависимость оказывает также частичная релаксация спина электронов при транспорте через границу раздела GaAs-(Cs,O) – вакуум [5].

Следует отметить, что, наряду со скачком g-фактора, микроскопической причиной возникновения СЗФ на границе полупроводник – вакуум может быть спин-зависимая рекомбинация фотоэлектронов на парамагнитных поверхностных центрах, ориентированных внешним магнитным полем [21]. Однако спин-зависимая рекомбинация проявляется, как правило, при низких температурах и, по-видимому, не играет существенной роли в нашем эксперименте, проведенном при $T = 300\,\mathrm{K}$.

Таким образом, в данной работе экспериментально обнаружено, что во внешнем магнитном поле вероятность эмиссии электрона в вакуум из GaAs с ОЭС зависит от взаимной ориентации спина электрона и направления поля. Данная зависимость обусловлена, по-видимому, скачком g-фактора электронов на границе полупроводник – вакуум. Предложенный механизм СЗФ эквивалентен модуляции эффективного электронного сродства и хорошо описывает величину и энергетическую зависимость магнитоиндуцированной поляризационно-зависимой фотоэмиссии.

Авторы благодарны С.А. Тарасенко за полезные обсуждения. Работа выполнена при частичной поддержке РАН по программе "Спинтроника".

1. Р. Л. Белл, *Эмиттеры с отрицательным электронным сродством*, М.: Энергия, 1978.
2. H.-J. Drouhin, C. Hermann, and G. Lampel, Phys. Rev. B **31**, 3859 (1985).
3. А. С. Терехов, Д. А. Орлов, Письма в ЖЭТФ **59**, 827 (1994).
4. D. A. Orlov, M. Hoppe, U. Weigel et al., Appl. Phys. Lett. **78**, 2721 (2001).
5. H.-J. Drouhin, C. Hermann, and G. Lampel, Phys. Rev. B **31**, 3872 (1985).
6. A. Voskoboinikov, S. S. Liu, and C. P. Lee, Phys. Rev. B **58**, 15397 (1998).
7. V. I. Perel, S. A. Tarasenko, I. N. Yassievich et al., Phys. Rev. B **67**, 201304(R) (2003).
8. S. A. Tarasenko, V. I. Perel, and I. N. Yassievich, Phys. Rev. Lett. **93**, 056601 (2004).
9. *Semiconductor Spintronics and Quantum Computation*, Eds. D.D. Awschalom, D. Loss, and N. Samarth, Nanoscience and Technology, Springer, Berlin, 2002.
10. T. Gruber, M. Keim, R. Fiederling et al., Appl. Phys. Lett. **78**, 1101 (2001).
11. J. Fabian, I. Žutić, and S. D. Sarma, Phys. Rev. B **66**, 165301 (2002).
12. C. Weisbush and C. Hermann, Phys. Rev. B **15**, 816 (1977).
13. *Оптическая ориентация*, под ред. Б. П. Захарчени и Ф. Майера, Л.: Наука, 1989.
14. В. Л. Альперович, А. О. Минаев, С. П. Мощенко, А. С. Терехов, Оптика и спектроскопия **65**, 1352 (1988).
15. Р. П. Сейсян, *Спектроскопия диамагнитных экситонов*, М.: Наука, 1984.
16. I. Solomon, J. Non-Crystal. Sol. **35-36**, 625 (1980).
17. A. S. Terekhov and D. A. Orlov, SPIE Proc. **2550**, 157 (1995).
18. Р. И. Джиоев, Б. П. Захарченя, Р. Р. Ичкитидзе и др., ФТТ **35**, 2821 (1993).
19. Д. А. Орлов, В. Э. Андреев, А. С. Терехов, Письма в ЖЭТФ **71**, 220 (2000).
20. Е. Л. Ивченко, А. А. Киселев, ФТП **26**, 1471 (1992).
21. D. Lepine, Phys. Rev. B **6**, 436 (1972).