

©1994 г.

## ОБ ОСОБЕННОСТЯХ ГОРЯЧЕЙ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ В АСИММЕТРИЧНОЙ КВАНТОВОЙ ЯМЕ

*А.Ю.Добин, В.И.Перель*

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

(Получена 4 февраля 1994 г. Принята к печати 9 февраля 1994 г.)

Показано, что в асимметричной квантовой яме при фотовозбуждении возникает новый тип корреляции между спином и импульсом электрона. Даже при возбуждении неполяризованным светом средний спин электрона оказывается ненулевым и направлен перпендикулярно квазиимпульсу электрона в плоскости ямы. Продольное магнитное поле разрушает корреляцию, что отражается на интенсивности горячей люминесценции.

Горячая фотолюминесценция в полупроводниках типа GaAs и ее поляризационные свойства интенсивно изучались в последние годы (см., например, обзоры [1]). Исследование горячей люминесценции дает информацию о состоянии электронов в момент фотовозбуждения и их последующей релаксации по импульсу, энергии и спину. В частности, оказалось возможным наблюдать корреляцию между направлениями спина и импульса электрона, возникающую при фотовозбуждении [2].

Матрица плотности фотовозбужденных электронов в объемном материале содержит слагаемое вида  $(nk)(\hat{\sigma}k)$ , где  $k$  — волновой вектор электрона,  $\hat{\sigma}$  — матрицы Паули,  $n$  — вектор, направленный вдоль углового момента возбуждающего фотона [3]. Вектор  $n$  отличен от нуля лишь для циркулярно поляризованного света. Корреляция, описываемая этим слагаемым, дает вклад в циркулярную поляризацию люминесценции. Возможность непосредственно наблюдать этот вклад связана с разрушением корреляции в магнитном поле, параллельном лучу света [4]. Магнитное поле вращает вектор  $k$  и тем самым уничтожает корреляцию (спин тоже вращается, но гораздо медленнее). В квантовых ямах в обычной геометрии эксперимента (луч возбуждающего света перпендикулярен плоскости ямы) корреляция такого типа отсутствует, так как вектор  $k$  лежит в плоскости ямы, а  $n$  ей перпендикулярен. В симметричной квантовой яме матрица плотности вообще

не содержит эффектов корреляции между направлениями спина и импульса [5].

Цель настоящей работы — показать, что в асимметричной квантовой яме имеется специфический тип корреляции, не связанный с циркулярной поляризацией возбуждающего света. Корреляция возникает и при возбуждении неполяризованным светом и проявляется в полной интенсивности люминесценции.

1. В несимметричной квантовой яме имеется выделенное направление вдоль оси  $0z$  (ось  $0z$  перпендикулярна плоскости ямы). Поэтому общее выражение для матрицы плотности электронов, возбужденных неполяризованным светом, имеет вид

$$\hat{\mathcal{F}}(\mathbf{k}) = F(k) \left[ \hat{I} + (\mathbf{b} \times \boldsymbol{\nu}) \hat{\sigma} \right], \quad (1)$$

где  $\hbar\mathbf{k}$  — импульс электрона в плоскости ямы,  $\boldsymbol{\nu} \equiv \mathbf{k}/|\mathbf{k}|$  — единичный вектор в направлении импульса,  $2F(k) = \text{Sp} \hat{\mathcal{F}}(\mathbf{k})$  — функция распределения электронов по импульсу,  $\hat{I}$  — единичная матрица  $2 \times 2$ ,  $\mathbf{b}$  — вектор, направленный вдоль оси  $0z$  и обусловленный асимметрией ямы ( $|\mathbf{b}|$ , вообще говоря, зависит от  $|\mathbf{k}|$ ). Для простоты мы используем приближение цилиндрической симметрии для валентной зоны и зоны проводимости. Второе слагаемое в фигурных скобках формулы (1) описывает корреляцию между спином и импульсом, отсутствующую в симметричной квантовой яме. Из формулы (1) следует, что средний спин электрона

$$\langle \mathbf{S} \rangle \equiv \frac{(1/2) \text{Sp}(\hat{\sigma} \hat{\mathcal{F}})}{\text{Sp} \hat{\mathcal{F}}} = \frac{1}{2} (\mathbf{b} \times \boldsymbol{\nu}) \quad (2)$$

лежит в плоскости ямы и перпендикулярен импульсу.

2. Интенсивность рекомбинационной люминесценции с поляризацией  $\mathbf{e}_1$  определяется формулой

$$J_{\mathbf{e}_1} \sim \int d^2k \text{Sp} \left( \hat{\mathcal{F}} \hat{\mathcal{M}}_{\mathbf{e}_1} \right), \quad (3)$$

где

$$\left( \hat{\mathcal{M}}_{\mathbf{e}_1} \right)_{mm'} \sim \sum_{\mu} \langle m\mathbf{k} | \mathbf{e}_1 \mathbf{D} | \mu \rangle \langle m'\mathbf{k} | \mathbf{e}_1 \mathbf{D} | \mu \rangle^* f_{\mu}. \quad (4)$$

Здесь  $m, m'$  —  $z$ -проекция спина электрона ( $\pm 1/2$ ),  $\mathbf{D}$  — оператор дипольного момента,  $\mu$  нумерует состояния дырки, участвующие в рекомбинации,  $f_{\mu}$  — функция распределения дырок по этим состояниям. В дальнейшем предполагается, что дырки не ориентированы и не выстроены. Полная (просуммированная по поляризациям  $\mathbf{e}_1$ ) интенсивность дается формулой

$$J \sim \int d^2k \text{Sp} \left( \hat{\mathcal{F}} \hat{\mathcal{M}} \right), \quad (5)$$

где  $\hat{\mathcal{M}}$  — сумма матриц (4) по двум ортогональным поляризациям  $\mathbf{e}_1$ . Общий вид  $\hat{\mathcal{M}}$  можно написать аналогично (1) из соображений симметрии:

$$\hat{\mathcal{M}}(\mathbf{k}) = M(k) \left[ \hat{I} + (\mathbf{b}_1 \times \boldsymbol{\nu}) \hat{\sigma} \right], \quad (6)$$

где вектор  $\mathbf{b}_1$  (параллельный оси  $Oz$ ) обусловлен асимметрией ямы. Подставляя выражения (1) и (6) в формулу (5), найдем

$$J = J_0 [1 + (\mathbf{b}_1 \mathbf{b})], \quad (7)$$

где  $J_0$ ,  $\mathbf{b}_1$  и  $\mathbf{b}$  могут зависеть от импульса  $\hbar \mathbf{k}$ , который в свою очередь определяется энергией возбуждающих фотонов.

3. Таким образом, корреляция между спином и импульсом, возникающая из-за асимметрии ямы, приводит к добавочному вкладу в интенсивность люминесценции.

Конечно, асимметрия ямы влияет и на  $J_0$ , однако вклад  $(\mathbf{b}_1 \mathbf{b})$  замечателен тем, что исчезает в достаточно сильном магнитном поле, перпендикулярном плоскости ямы (в дальнейшем будем называть это поле продольным). Это связано с тем, что в таком поле импульс  $\hbar \mathbf{k}$  фотовозбужденного электрона вращается с циклотронной частотой  $\omega_c$  (предполагается, что частота прецессии спина мала по сравнению с  $\omega_c$ , как это имеет место в GaAs). Вместо формулы (5) при наличии магнитного поля имеет следующее выражение:

$$J \sim \int_0^{\infty} \frac{dt}{\tau} e^{-\frac{t}{\tau}} \int d^2 k \text{Sp} \left( \hat{\mathcal{F}}(\mathbf{k}) \hat{\mathcal{M}}(\tilde{\mathbf{k}}) \right), \quad (8)$$

где  $\tau$  — обусловленное процессами релаксации время ухода электрона из начального состояния,  $\tilde{\mathbf{k}}(t)$  — значение волнового вектора в момент времени  $t$  для электрона, рожденного в момент  $t = 0$  с волновым вектором  $\mathbf{k}$ :  $[\nu \tilde{\nu}(t)] = \cos \omega_c t$ . Тогда вместо (7) получим

$$J = J_0 \left[ 1 + \frac{(\mathbf{b}_1 \mathbf{b})}{1 + \omega_c^2 \tau^2} \right]. \quad (9)$$

4. Таким образом, асимметрия ямы проявляется в зависимости интенсивности люминесценции от продольного магнитного поля. Аналогичный эффект наблюдался в объемном материале [4], однако в симметричной квантовой яме он отсутствует. Как и в объемном случае, причиной эффекта является разрушение корреляции между спином и импульсом в продольном магнитном поле. Однако сама эта корреляция имеет различный характер в объемном материале и в асимметричной квантовой яме. В объеме корреляция возникает только при возбуждении циркулярно поляризованным светом и проявляется в разности интенсивной люминесценции ( $\Delta J \equiv J_+ - J_-$ ) с противоположными знаками циркулярной поляризации. В полную интенсивность люминесценции ( $J \equiv J_+ + J_-$ ) корреляция вклада не дает, и поэтому разрушение корреляции продольным магнитным полем на полной интенсивности не сказывается.

В асимметричной квантовой яме ситуация обратная: корреляция возникает и в неполяризованном свете, и, как мы сейчас покажем, она не зависит от знака циркулярной поляризации возбуждающего света. Корреляция проявляется в полной интенсивности излучения  $J$  и не проявляется в разностной интенсивности  $\Delta J$ . В самом деле, в случае

возбуждения циркулярно поляризованным светом, общее выражение для матрицы плотности фотовозбужденных электронов имеет вид

$$\hat{F}(\mathbf{k}) = F(k) \left[ \hat{I} + 2S(\hat{\sigma}\mathbf{n}) + (\mathbf{b} \times \boldsymbol{\nu})\hat{\sigma} \right], \quad (10)$$

где  $\mathbf{n}$  — единичный вектор, параллельный направлению возбуждающего луча,  $n_z = \pm 1$  для правой и левой циркулярной поляризации соответственно,  $S$  — средняя  $z$ -компонента спина фотовозбужденного электрона.

«Матрица излучения»  $\hat{M}$ , определяемая формулой (4), имеет вид, аналогичный (10):

$$\hat{M}_{\pm}(\mathbf{k}) = M(k) \left[ \hat{I} + 2S_1(\hat{\sigma}\mathbf{n}_{\pm}) + (\mathbf{b}_1 \times \boldsymbol{\nu})\hat{\sigma} \right], \quad (11)$$

где  $(\mathbf{n}_{\pm})_z = \pm 1$  в зависимости от знака наблюдаемой циркулярной поляризации. Действуя так же как при выводе формулы (9), для полной интенсивности излучения ( $J \equiv J_+ + J_-$ ) получим то же выражение (9), а для разностной интенсивности ( $\Delta J \equiv J_+ - J_-$ ) — выражение, не зависящее от продольного магнитного поля:

$$\Delta J = J_0 \cdot 4SS_1. \quad (12)$$

В это выражение корреляция между спином и импульсом вклада не дает.

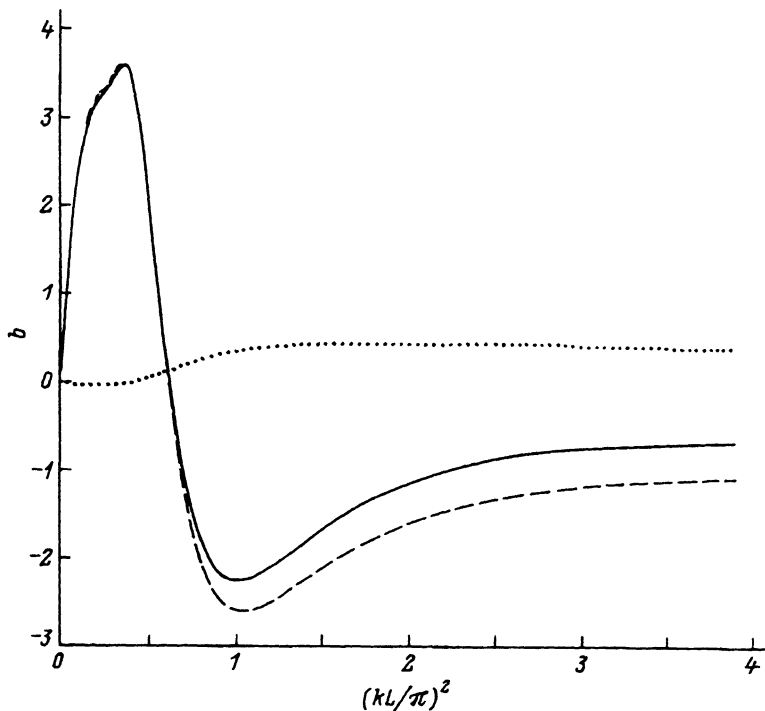
Таким образом, зависимость суммарной и независимость разностной интенсивности люминесценции от продольного магнитного поля (при возбуждении циркулярно поляризованным светом) является прямым указанием на наличие корреляции между спином и импульсом, возникающей из-за асимметрии квантовой ямы.

5. Асимметрия квантовой ямы может быть создана специально при ее изготовлении. В этом случае нет оснований считать слагаемое  $(\mathbf{b}_1\mathbf{b})$  в формуле (7) малым, и тем самым, вообще говоря, не будет малым изменение интенсивности в продольном магнитном поле, описываемое формулой (9). Отметим, что второе слагаемое в формуле (1), ответственное за корреляцию между спином и импульсом, в отличие от аналогичного по виду инварианта Рашбы в гамильтониане электронов [6], не связано с взаимодействием электронных состояний с другими зонами и поэтому не обязано быть малым.

Асимметрию можно создать, приложив к симметричной квантовой яме электрическое поле  $\mathbf{E}$  вдоль оси  $Oz$ . В этом случае эффект корреляции возникает благодаря подмешиванию к невозмущенным состояниям (состояниям в симметричной яме) возбужденных состояний противоположной симметрии. При этом можно дать грубую оценку величины эффекта:  $|\mathbf{b}| \sim eEL/\Delta\varepsilon$ , где  $L$  — ширина ямы,  $\Delta\varepsilon$  — характерное расстояние между уровнями размерного квантования:  $\Delta\varepsilon \sim \pi^2\hbar^2/mL^2$ ,  $m$  — эффективная масса носителей заряда. Эта оценка дает

$$|\mathbf{b}| \sim \frac{m}{m_0} L^3 E \cdot 10^{-10}, \quad (13)$$

здесь  $L$  выражено в  $\text{\AA}$ ,  $E$  в В/см.



Зависимость вектора асимметрии ямы  $\mathbf{b}$  (в единицах  $EL^3 \cdot 10^{-12}$ , где  $L$  выражено в  $\text{Å}$ ,  $E$  в  $\text{В/см}$ ) от величины латерального импульса фотовозбужденного электрона  $\hbar k$ . Пунктирная и штриховая кривые — вклады, связанные с возмущением электронных и дырочных состояний соответственно, сплошная кривая — суммарный эффект.

Для ориентировки был проведен расчет величины  $|\mathbf{b}|$  в модели квантовой ямы с бесконечными стенками (волновые функции дырок взяты из работы [5], электрическое поле учитывалось по теории возмущений). Результат расчета приведен на рисунке для перехода из первой подзоны тяжелых дырок в первую электронную подзону. Основной вклад, как и следовало ожидать, дает изменение состояний дырок. Видно, что расчет дает результат, примерно на порядок величины меньший, чем оценка (13), если в ней считать  $m$  массой тяжелой дырки.

Вектор  $\mathbf{b}_1$ , входящий в формулу (7), (9), зависит от типа излучательного перехода. Если этот переход происходит в ту же дырочную подзону, из которой был возбужден электрон, то  $\mathbf{b}_1 = \mathbf{b}$ . Если излучение связано с рекомбинацией электрона с дыркой на акцепторе, то можно полагать, что порядок величины  $|\mathbf{b}_1|$  будет такой же. В этом случае дополнительная асимметрия может возникнуть, если акцептор расположен не в середине ямы.

Таким образом, в работе показано, что при фотовозбуждении носителей в асимметричной квантовой яме возникает корреляция между направлениями спина и импульса электрона. Корреляция дает вклад в интенсивность рекомбинационного излучения и разрушается продольным магнитным полем.

Выполнение работы было поддержано Volkswagen Foundation.

- [1] D.N. Mirlin, V.I. Perel'. *Semicond. Sci. Techn.*, **7**, 1221 (1991); D.N. Mirlin, V.I. Perel'. In: *Spectroscopy of Nonequilibrium Electrons and Phonons*, ed. by C.V. Shank, B.P. Zakharchenya (Elsevier Science Publishers B.V., 1992).
- [2] D.N. Mirlin. In: *Optical Orientation*, ed. by C.V. Shank, B.P. Zakharchenya (Amsterdam, 1984) [Рус. пер.: *Оптическая ориентация* (Наука, Л., 1989)].
- [3] В.Д. Дымников, М.И. Дьяконов, В.И. Перель. *ЖЭТФ*, **71**, 2373 (1976).
- [4] И.Я. Карлик, Д.Н. Мирлин, Л.П. Никитин, Д.Г. Поляков, В.Ф. Сапега. *Письма ЖЭТФ*, **36**, 155 (1982).
- [5] И.А. Меркулов, В.И. Перель, М.Е. Портной. *ЖЭТФ*, **99**, 1202 (1991).
- [6] Ю.А. Бычков, Э.И. Рашба. *Письма ЖЭТФ*, **39**, 66 (1984).

Редактор Т.А. Полянская

## Hot Photoluminescence in Asymmetrical Quantum Wells

*A.Y.Dobin and V.I.Perel'*

A.F. Ioffe Physico-Technical Institute Russian Academy of Sciences, 194021  
St. Petersburg, Russia

It is shown that a new type of correlation between spin and momentum of photoexcited electrons exists in asymmetrical quantum wells. The averaged spin of a photoexcited electron (even pumped by non-polarized light) is oriented perpendicular to the momentum of the electron in the well plane. Magnetic field normal to the well plane destroys correlation and influences the intensity of luminescence.

---