1992 PHYSICS AND TECHNICS OF SEMICONDUCTORS vol. 26, N 12

ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ЛИНЕЙНУЮ ПОЛЯРИЗАЦИЮ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ГОРЯЧИХ ЭЛЕКТРОНОВ В КВАНТОВЫХ ЯМАХ

В. И. Перель, М. Е. Портной

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук, 194021, Санкт-Петербург, Россия
(Получена 18.06.1992. Принята к печати 26.06.1992)

Рассмотрена деполяризация горячей фотолюминесценции в магнитном поле при рекомбинации электронов с дырками на акцепторах. Исследовано влияние гофрировки валентной зоны на вид кривой Ханле при различных предположениях о структуре акцептора в квантовой яме.

1. В полупроводниках типа GaAs при межзонном поглощении линейно поляризованного света распределение по импульсам фотовозбужденных электронов оказывается анизотропным. Эта анизотропия (выстраивание) проявляется в линейной поляризации горячей фотолюминесценции [1–5]. Этот эффект имеет место также и в структурах с квантовыми ямами, в которых существенно размерное квантование электронов и дырок [6–8]. Деполяризация горячей фотолюминесценции в магнитном поле (эффект Ханле) позволяет определить важную характеристику материала — время испускания τ_0 оптического фонона горячим электроном. Такие измерения были проведены как для объемного материала [3–5], так и для структур с квантовыми ямами [6, 7].

Существенное влияние на поляризацию горячей фотолюминесценции оказывает гофрировка энергетических поверхностей дырок. Гофрировка приводит к тому, что степень поляризации люминесценции зависит от ориентации плоскости поляризации возбуждающего света относительно кристаллографических осей. Эта зависимость детально исследовалась в объемных образцах [9, 10]. В квантовых ямах анизотропия поляризации еще сильнее [7], соответствующее теоретическое рассмотрение проведено в работе [11].

Настоящая работа посвящена теоретическому исследованию влияния гофрировки валентной зоны на деполяризацию горячей фотолюминесценции в магнитном поле для структур с квантовыми ямами. Для объемных образцов этот вопрос изучался в работе [12].

2. Распределение фотовозбужденных электронов по импульсам в квантовой яме может быть записано в виде [8]

$$F = F_0\,[1 + \alpha \cos 2\,(\varphi_{\mathbf{e}} - \varphi_{\mathbf{k}})\,]. \tag{1}$$

Предполагается, что возбуждающий свет линейно поляризован, причем вектор поляризации возбуждающего света **e** лежит в плоскости квантовой ямы [плоскость (001)] и составляет угол φ с направлением [100] (ось X). В формуле (1) F_0 и α зависят от импульса **k**, но инвариантны относительно преобразований симметрии квадрата, $\varphi_{\mathbf{k}}$ — угол, связанный с углом φ между импульсом **k** и осью [100] следующим образом:

$$\cos 2\varphi_{\mathbf{k}} = \cos 2\varphi / (1 + \gamma \sin^2 2\varphi)^{1/2},$$

$$\sin 2\varphi_{\mathbf{k}} = (\gamma_2/\gamma_3) \sin 2\varphi / (1 + \gamma \sin^2 2\varphi)^{1/2}. \qquad (2)$$

Здесь $\gamma = (\gamma_3^2 - \gamma_2^2)/\gamma_2^2$, γ_2 и γ_3 — параметры Латтинжера.

Нас будет интересовать степень поляризации люминесценции, распространяющейся нормально к плоскости ямы, т. е. в направлении накачки или в геометрии на отражение. Предполагается, что люминесценция обусловлена рекомбинацией электрона в зоне проводимости с дыркой на акцепторе. Тогда квадрат модуля матричного элемента перехода зона—акцептор можно записать в виде, аналогичном (1):

$$|M|^2 = T(\mathbf{k}) \, [1 + \beta(\mathbf{k}) \cos 2 (\varphi_{\mathbf{e}_1} - \theta_{\mathbf{k}})], \qquad (3)$$

где $T(\mathbf{k})$ и $\beta(\mathbf{k})$ — инвариантны относительно преобразований симметрии квадрата, $\mathbf{e}_1$ — вектор поляризации люминесценции, а угол $\theta_{\mathbf{k}}$ определяется следующими выражениями:

$$\cos 2\theta_{\mathbf{k}} = a(\mathbf{k}) \cos 2\varphi,$$
$$\sin 2\theta_{\mathbf{k}} = b(\mathbf{k}) \sin 2\varphi, \qquad (4)$$

где $a(\mathbf{k})$ и $b(\mathbf{k})$ тоже инвариантны относительно преобразований симметрии квадрата. Формулы (3), (4) легко получаются из более привычного симметрийного выражения для $|M|^2$:

$$|M|^2 = A + 2B \, (e_{1x}^2 k_x^2 + e_{1y}^2 k_y^2)/k^2 + 4C \, (e_{1x} e_{1y} k_x k_y)/k^2.$$

Параметры a и b, как видно из (4), связаны соотношением

$$(1 - a^2) \cos^2 2\varphi = (b^2 - 1) \sin^2 2\varphi. \qquad (5)$$

Особенности энергетического распределения двумерных электронов при возбуждении монохроматическим светом обсуждались в работе [11]. Здесь мы отметим только, что при заданном значении энергии возбуждающего фотона $\hbar\omega_{\text{exc}}$ фиксированному значению энергии фотовозбужденных электронов ε соответствует единственное значение $\sin^2 2\varphi$. Задавая энергию кванта люминесценции $\hbar\omega_{\text{lum}}$, мы фиксируем ε, а значит и некоторый угол φ_0, лежащий в интервале от 0 до $\pi/4$ и связанный с $\hbar\omega_{\text{exc}}$ и $\hbar\omega_{\text{lum}}$ уравнениями

$$\varepsilon_h(k, \varphi_0) + \varepsilon(k) = \hbar\omega_{\text{exc}} - E_g,$$
$$\varepsilon(k) - \varepsilon_A = \hbar\omega_{\text{lum}} - E_g, \qquad (6)$$

где энергии электронов $\varepsilon(k)$ и дырок $\varepsilon_h(k, \varphi_0)$ отсчитываются от соответствующих уровней размерного квантования, ε_A — энергия ионизации акцептора. Таким образом, при заданных $\hbar\omega_{\text{exc}}$ и $\hbar\omega_{\text{lum}}$ вклад в люминесценцию дают лишь электроны, для которых угол между волновым вектором в плоскости ямы и осью [100] может принимать значения $\varphi = \varphi_0 + n\pi/2$ и $\varphi = -\varphi_0 + n\pi/2$, где $n = 0, 1, 2, 3$. При этом предполагается, что разброс уровней энергий основного состояния акцепторов мал по сравнению с шириной распределения по энергиям фотовозбужденных электронов, связанной с гофрировкой валентной зоны.

Интенсивность люминесценции с поляризацией $\mathbf{e}_1$ при возбуждении линейно поляризованным светом с поляризацией $\mathbf{e}$ дается формулой

$$I_{\mathbf{e}\mathbf{e}_1} \sim \sum_{\varphi = \pm\varphi_0 + n\pi/2} F(k, \varphi) \, |M(k, \varphi)|^2 =$$
$$= 8F_0 T \, [1 + \alpha\beta \cos 2 (\varphi_{\mathbf{e}} - \varphi_{\mathbf{k}}) \cos 2 (\varphi_{\mathbf{e}_1} - \theta_{\mathbf{k}})]. \qquad (7)$$

Здесь величины F_0, T, α, β, $\varphi_{\mathbf{k}}$, $\theta_{\mathbf{k}}$ зависят от значений k и φ_0. Введем степень поляризации люминесценции

$$\rho_{\mathbf{ee}_1} = (I_{\mathbf{ee}_1} - I_{\mathbf{e}\bar{\mathbf{e}}_1})/(I_{\mathbf{ee}_1} + I_{\mathbf{e}\bar{\mathbf{e}}_1}), \tag{8}$$

где $\bar{\mathbf{e}}_1$ — вектор, перпендикулярный к $\mathbf{e}_1$. Тогда из выражения (7) получаем

$$\rho_{\mathbf{ee}_1} = \alpha\beta \cos 2\,(\varphi_{\mathbf{e}} - \varphi_{\mathbf{k}}) \cos 2\,(\varphi_{\mathbf{e}_1} - \theta_{\mathbf{k}}). \tag{9}$$

Отметим, что в [11] анализировалась величина ρ_l, равная $\rho_{\mathbf{ee}_1}$ при $\mathbf{e}_1 = \mathbf{e}$. Именно эта величина измерялась в экспериментах [6, 7]. В [11] показано, что из-за гофрировки валентной зоны степень поляризации ρ_l должна сильно изменяться в пределах бесфононного пика, причем для коротковолнового края пика ρ_l максимальна при $\mathbf{e} \parallel [110]$, и $\rho_l = 0$ при $\mathbf{e} \parallel [100]$. Это связано с тем, что коротковолновый край бесфононного пика обусловлен рекомбинацией электронов, движущихся в направлениях, близких к осям $\{110\}$ $(\varphi_0 = \pi/4)$. В дальнейшем ряд результатов будет приведен именно для коротковолнового края бесфононного пика. В работе [7] полученная в эксперименте поляризационная индикатриса (т. е. зависимость ρ_l от угла между $\mathbf{e}$ и кристаллографическими осями) приведена для максимума бесфононного пика. Индикатриса оказывается сильно вытянутой вдоль осей $\{100\}$ и имеет глубокие провалы при $\mathbf{e} \parallel \{100\}$. Это означает, что экспериментально наблюдаемый максимум формируется за счет рекомбинации электронов с $\varphi_0 \approx \pi/4$.

3. Рассмотрим влияние магнитного поля на линейную поляризацию люминесценции.

Пусть магнитное поле $\mathbf{H}$ направлено нормально к плоскости квантовой ямы, вдоль луча света (геометрия Фарадея). Нас будет интересовать поляризация люминесценции в бесфононном пике, который обусловлен рекомбинацией электронов, не успевших релаксировать по энергии. Влияние магнитного поля обусловлено действием силы Лоренца, которая поворачивает импульсы фотовозбужденных электронов. Обозначим через t время, отсчитанное от момента рождения электрона. За это время его импульс в плоскости ямы поворачивается на угол $\omega_c t$, где $\omega_c = eH/m_c c$. Вероятность того, что за время t электрон не успеет потерять свою энергию — $\exp(-t/\tau)$, где τ — время жизни электрона по отношению ко всем процессам, выводящим его из состояния с энергией ε (в условиях эксперимента [6, 7] $\tau \approx \tau_0$, где τ_0 — время испускания оптического фонона). Изложенные соображения приводят к следующему выражению для интенсивности люминесценции с поляризацией $\mathbf{e}_1$ при возбуждении линейно поляризованным светом с поляризацией $\mathbf{e}$:

$$I_{\mathbf{ee}_1} \sim \sum_{\varphi = \pm\varphi_0 + n\pi/2} \int_0^\infty F(k, \varphi)\, |M(k, \varphi + \omega_c t)|^2 \exp(-t/\tau) \frac{dt}{\tau}. \tag{10}$$

Угол φ_0 по-прежнему связан с $\hbar\omega_{\text{exc}}$ и $\hbar\omega_{\text{lum}}$ системой уравнений (6).

Из (10), (1), (3) легко получить выражение для поляризации $\rho_{\mathbf{ee}_1}$. Далее мы рассмотрим частный случай — поляризацию люминесценции на коротковолновом крае бесфононного пика, т. е. для $\varphi_0 = \pi/4$. Пользуясь тем, что для любой величины $g(\varphi)$, инвариантной относительно преобразований симметрии квадрата, должно выполняться $g(\pi/4 + \varphi) = g(\pi/4 - \varphi)$, $g(-\varphi) = g(\varphi)$, и учитывая, что $\varphi_{\mathbf{k}}(-\varphi) = -\varphi_{\mathbf{k}}(\varphi)$, $\theta_{\mathbf{k}}(-\varphi) = -\theta_{\mathbf{k}}(\varphi)$, получим для степени линейной поляризации $\rho_{\mathbf{ee}_1}$ на коротковолновом крае пика люминесценции зона—акцептор

$$\rho_{ee_1} = \sin 2\varphi_e \alpha_0 \frac{\int\limits_0^\infty \widetilde{T}\widetilde{\beta}\,(\widetilde{b}\cos 2\omega_c t \sin 2\varphi_{e_1} - \widetilde{a}\sin 2\omega_c t \cos 2\varphi_{e_1})\, e^{-t/\tau} dt}{\int\limits_0^\infty \widetilde{T} e^{-t/\tau} dt}. \tag{11}$$

Здесь через α_0 обозначена величина параметра α при $\varphi = \pi/4$, а тильда над символом параметра обозначает, что он должен быть взят при $\varphi = \pi/4 + \omega_c t$. Из выражения (11) видно, что максимальное значение ρ_{ee_1} достигается при $\varphi_e = \pi/4$, т. е. когда вектор поляризации возбуждающего света параллелен оси [110]. Параметры Стокса для $\varphi_e = \pi/4$ определяются следующими выражениями:

$$\xi_3 = \alpha_0 \frac{\int\limits_0^\infty \widetilde{T}\widetilde{\beta}\widetilde{b} \cos 2\omega_c t e^{-t/\tau} dt}{\int\limits_0^\infty \widetilde{T} e^{-t/\tau} dt}, \quad \xi_1 = \alpha_0 \frac{\int\limits_0^\infty \widetilde{T}\widetilde{\beta}\widetilde{a} \sin 2\omega_c t e^{-t/\tau} dt}{\int\limits_0^\infty \widetilde{T} e^{-t/\tau} dt}. \tag{12}$$

Параметр ξ_3 определяет степень поляризации в осях, одна из которых направлена по вектору поляризации возбуждающего света **e** (т. е. вдоль оси [110]):

$$\xi_3 = \rho_l = (I_\parallel - I_\perp)/(I_\parallel + I_\perp),$$

где $I_\parallel$ ($I_\perp$) — интенсивность люминесценции, поляризованной параллельно (перпендикулярно) **e**. Параметр ξ_1 — степень поляризации люминесценции в осях, повернутых на 45°.

Параметр α_0, входящий в (12), характеризует распределение фотовозбужденных электронов и может быть рассчитан по формулам работы [8]. Для достаточно больших энергий фотовозбужденных электронов $\alpha_0 \approx 1$ (см. [8]). Параметры T, β, a и b и их зависимости от угла φ определяются структурой акцептора. Если считать, что эти параметры не зависят от угла φ (модель «круглого» акцептора, при этом $a = b = 1$), то выражения для ξ_3 и ξ_1 принимают обычный вид

$$\xi_3 = \rho_{\pi/4}/(1 + 4\omega_c^2\tau^2); \quad \xi_1 = -\rho_{\pi/4} 2\omega_c\tau/(1 + 4\omega_c^2\tau^2), \tag{13}$$

где $\rho_{\pi/4} = \alpha_0\beta$ — степень поляризации люминесценции ρ_l в отсутствие магнитного поля при **e** ‖ [100].

Специфической особенностью модели круглого акцептора является лоренцовская форма зависимости параметра ξ_3 от магнитного поля. Именно такая форма кривой Ханле наблюдалась в эксперименте [6, 7]. В пользу модели круглого акцептора говорит также отсутствие заметной зависимости от магнитного поля суммарной интенсивности, которая определяется знаменателем формул (12). Заметим, что в этой модели несложно получить общее (не только для коротковолнового края бесфононного пика) выражение для ρ_{ee_1}:

$$\rho_{ee_1} = \frac{1}{1 + 4\omega_c^2\tau^2}\,(\rho_{ee_1}(H = 0) - 2\omega_c\tau\,[\rho_{\pi/4} \sin 2\varphi_e \cos 2\varphi_{e_1} - \rho_0 \cos 2\varphi_e \sin 2\varphi_{e_1}]). \tag{14}$$

Здесь ρ_0 и $\rho_{\pi/4}$ — значения поляризации ρ_l в отсутствие магнитного поля при **e** ‖ [100] и **e** ‖ [110] соответственно.

Подчеркнем, что хотя модель круглого акцептора предполагает почти изотропное в плоскости ямы распределение дырок на акцепторе, однако влияние гофрировки валентной зоны на распределение фотовозбужденных электронов учитывается (с этим связано резкое различие между значениями ρ_0 и $\rho_{\pi}/4$).

Представляет интерес рассмотреть другую модель, в которой предполагается, что основное состояние акцептора формируется из дырочных состояний подзоны $hh1$ (верхняя подзона валентной зоны). Можно ожидать, что в этом случае влияние гофрировки на акцептор максимально. В этой модели нетрудно показать, что входящий в формулу (3) параметр β совпадает с параметром α в формуле (1), если считать, что (1) описывает распределение электронов, возбужденных из зоны $hh1$. Кроме того, $\theta_{\mathbf{k}} = \varphi_{\mathbf{k}}$, следовательно, согласно (2), (4), имеем

$$a = 1/(1 + \gamma \sin^2 2\varphi)^{1/2}, \quad b = \frac{\gamma_2}{\gamma_3} /(1 + \gamma \sin^2 2\varphi)^{1/2}. \tag{15}$$

Из параметров, которые зависят от структуры акцептора, в рассматриваемой модели неизвестным остается параметр T. Однако для коротковолнового края бесфононного пика ($\varphi_0 = \pi/4$) при слабых магнитных полях ($\omega_c \tau < 1$) степень поляризации не зависит от T. Для параметров Стокса при $\mathbf{e} \parallel [110]$ из (12) можно получить следующие выражения, описывающие начало кривой деполяризации:

$$\xi_3 \approx \rho_{\pi/4} \left[1 - (4a_0^2 - 2\beta_2)\, \omega_c^2 \tau^2\right], \quad \xi_1 \approx -\rho_{\pi/4} 2 a_0 b_0 \omega_c \tau. \tag{16}$$

Здесь не учитываются члены порядка $(\omega_c \tau)^3$ и более высокого порядка. При выводе использовались разложения

$$a(\pi/4 + \Delta\varphi) \approx a_0 \left[1 + a_2 (\Delta\varphi)^2\right], \quad b(\pi/4 + \Delta\varphi) \approx b_0 \left[1 + b_2 (\Delta\varphi)^2\right],$$
$$\beta(\pi/4 + \Delta\varphi) \approx \beta_0 \left[1 + \beta_2 (\Delta\varphi)^2\right],$$

причем из уравнения (5), связывающего a и b, следует, что $b_0 = 1$, а $b_2 = 2\,(1 - a_0^2)$.

Вывод формул (16) не требует каких-либо предположений о модели акцептора. Если основное состояние акцептора сформировано из состояний дырок в подзоне $hh1$, то, согласно (15), $a_0 = \gamma_2/\gamma_3$, $b_0 = 1$. Кроме того, $\beta = \alpha$, а расчет по формулам, приведенным в [8], показывает, что α практически не зависит от угла φ, т. е. $\beta_2 \approx 0$. Таким образом, в этой модели получается с точностью до членов $(\omega_c \tau)^2$:

$$\xi_3 = \rho_{\pi/4} \left[1 - (2\omega_c \tau \gamma_2/\gamma_3)^2\right], \quad \xi_1 = -\rho_{\pi/4} (2\omega_c \tau \gamma_2/\gamma_3). \tag{17}$$

Можно предположить, что две рассмотренные модели представляют два крайних возможных варианта. Тогда из сравнения формул (13) и (17) видно, что использование модели круглого акцептора может привести к ошибке в значении τ, определяемом по кривой деполяризации не более чем в (γ_3/γ_2) раз. Для GaAs $\gamma_3/\gamma_2 \approx 1.4$ [13]. Более точный расчет кривой деполяризации требует знания волновых функций дырок на акцепторе в квантовой яме.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Б. П. Захарченя, В. И. Земский, Д. Н. Мирлин. Письма ЖЭТФ, 24, 96 (1976).
[2] В. Д. Дымников, М. И. Дьяконов, В. И. Перель. ЖЭТФ. 71, 2373 (1976).
[3] Optical Orientation (Cd. by F. Meier, B. P. Zakharchenya). Amsterdam (1984).
[4] Б. П. Захарченя, Д. Н. Мирлин, В. И. Перель, И. И. Решина. УФН, 136, 459 (1982).
[5] М. А. Алексеев, И. Я. Карлик, Д. Н. Мирлин, В. Ф. Сапега. ФТП, 23, 761 (1989).
[6] B. P. Zakharchenya, P. S. Kop'ev, D. N. Mirlin. D. G. Polyakov, I. I. Reshina, V. F. Sapega, A. A. Sirenko. Sol. St. Commun., 69, 203 (1989).
[7] П. С. Копьев, Д. Н. Мирлин, Д. Г. Поляков, И. И. Решина, В. Ф. Сапега, А. А. Сиренко. ФТП, 24, 1200 (1900).
[8] И. А. Меркулов, В. И. Перель, М. Е. Портной. ЖЭТФ, 99, 1202 (1991).

[9] М. А. Алексеев, И. Я. Карлик, И. А. Меркулов, Д. Н. Мирлин, Ю. Т. Ребане, В. Ф. Сапега. ФТТ, 27, 2650 (1985).
[10] M. A. Alekseev, I. Ya. Karlik, I. A. Merkulov, D. N. Mirlin, V. F. Sapega. Phys. Lett. A, 127, 373 (1988).
[11] М. Е. Портной. ФТП, 25, 2150 (1991).
[12] М. А. Алексеев. Дисс. канд. физ.-мат. наук. ФТИ им. А. Ф. Иоффе АН СССР. Л. (1989).
[13] L. V. Molenkamp. R. Eppenga, G. W.'t Hooft, P. Dawson, C. T. Foxon, K. J. Moore. Phys. Rev. B, 38, 4314 (1988).

Редактор Л. В. Шаронова