1990 ФИЗИКА И ТЕХНИКА ПОЛУПРОВОДНИКОВ том 24, вып. 1
1990 PHYSICS AND TECHNICS OF SEMICONDUCTORS vol. 24, N 1

ПОЛЯРИЗОВАННАЯ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ РАЗМЕРНО-КВАНТОВАННЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУР

Васько Ф. Т., Стебловский Г. И.

Проведено теоретическое рассмотрение спонтанного испускания квантов объемных электромагнитных колебаний при переходах электронов между уровнями квантовых ям. Люминесценция оказывается частично линейно поляризованной и зависит от угла между волновым вектором излучаемого фотона и нормалью к двумерному слою, а также от параметров гетероструктуры (ширины квантовой ямы, структуры энергетических зон и величины разрывов зон на гетеропереходе). Обсуждается также циркулярно поляризованная люминесценция ориентированных по спину электронов. Рассматриваются кейновская и двузонная (дираковская) модели квантовых ям, описывающие гетероструктуры на основе $Al_xGa_{1-x}As$ и халькогенидов свинца.

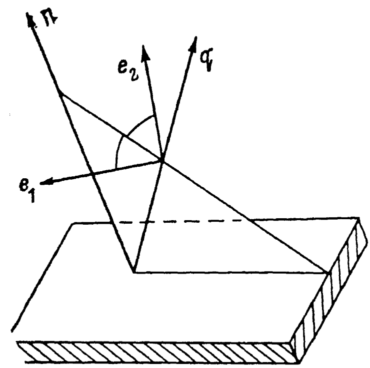
1. Зона-зонная люминесценция горячих электронов в объеме полупроводника подробно изучена [1]. В последние годы интенсивно исследуется люминесценция квазидвумерных ($2D$) электронов в гетероструктурах [2], причем уже в первых опытах наблюдалась циркулярно поляризованная люминесценция ориентированных по спину $2D$-электронов [3]. Эти исследования позволяют определять ряд параметров гетероструктур (ширину квантовой ямы, величину разрывов зон на гетеропереходах и т. д.), но поляризационные зависимости при этом обычно не используются, хотя они существенно зависят от этих параметров. Такое положение не связано, видимо, с дополнительными экспериментальными трудностями, а обусловлено отсутствием сколько-нибудь детального теоретического рассмотрения поляризованной люминесценции $2D$-электронов. В работе на основе уравнения для матрицы плотности неравновесных фотонов $\langle b^+_{\mathbf{q}\mu} b_{\mathbf{q}'\mu'}\rangle$ ($\mathbf{q}$ и μ — волновой вектор и поляризация фотона) описываются процессы люминесценции неравновесных $2D$-электронов в квантовых ямах.

Особенности проведенного расчета связаны с необходимостью описания взаимодействия двумерных электронных возбуждений с объемными электромагнитными модами (различие диэлектрических проницаемостей слоев не изменяет качественно характера люминесценции, если не рассматривать волноводные моды, распространяющиеся вдоль $2D$-слоя). Из-за несохранения перпендикулярной $2D$-слою компоненты импульса $\langle b^+_{\mathbf{q}\mu} b_{\mathbf{q}'\mu'}\rangle$ будет недиагональной по $q_\perp = (\mathbf{q}\cdot\mathbf{n})$ ($\mathbf{n}$ — нормаль к плоскости $2D$-слоя). Квантовое кинетическое уравнение [1] для $\langle b^+_{\mathbf{q}\mu} q_{\mathbf{q}'\mu'}\rangle$ можно преобразовать к стандартному квазиклассическому виду в дальней зоне $z \gg 2\pi/q_\perp$ ($2D$-электроны локализованы в слое толщиной $d \ll 2\pi/q_\perp$ у плоскости $z=0$), вводя вигнеровскую плотность фотонов $N_{\mu\mu'}(\mathbf{q}, z)$. Такое уравнение следует дополнить граничным условием на плоскости $z=0$, содержащим скорость эмиссии фотонов $2D$-электронами $I_{\mu\mu'}(\mathbf{q})$. Этот вывод и явное выражение для $I_{\mu\mu'}(\mathbf{q})$ приведены в п. 2; там же дана связь $I_{\mu\mu'}$ с параметрами Стокса $\xi_{1-3}(\mathbf{q})$.

---

[1] См., например, [4]; в [5] такое уравнение применяется для аналогичной задачи описания эмиссии акустических фононов неравновесными $2D$-электронами.

Далее проводится вычисление $\xi_{1-3}(\mathbf{q})$ для переходов $2D$-электронов в незаполненные размерно-квантованные состояния валентных зон. Излучение оказывается частично линейно поляризованным (см. п. 4), причем направление поляризации существенно зависит от структуры энергетических зон материалов (схема вычисления матричных элементов перехода изложена в п. 3). Для двухзонной (дираковской) модели, описывающей гетероструктуры на основе халькогенидов свинца, люминесценция поляризована в плоскости, параллельной $2D$-слою, а для кейновской модели, описывающей гетероструктуры на основе полупроводников типа $A^{III}B^{V}$, результаты зависят от типа конечного состояния: при переходах в состояния тяжелых дырок излучение поляризовано параллельно $2D$-слою, а для состояний легких дырок люминесценция поляризована в плоскости, определяемой векторами $\mathbf{q}$ и $\mathbf{n}$ (рис. 1). Степень линейной поляризации зависит от угла $\widehat{\mathbf{q}, \mathbf{n}}$ и ширины квантовой ямы d. В случае ориентации $2D$-электронов по спину ($\mathbf{S}$ — вектор спиновой плотности) излучение будет циркулярно поляризованным, причем степень поляризации ξ_2 пропорциональна S (см. п. 5).



2D - слой

Рис. 1. Ориентация векторов, характеризующих люминесценцию.

$\mathbf{n}$ — нормаль к $2D$-слою, $\mathbf{q}$ — волновой вектор, $\mathbf{e}_{1,2}$ — орты поляризации.

2. Рассматривая трансляционно инвариантные в плоскости $2D$-слоя электронные распределения, опишем излучаемые фотоны с помощью вигнеровской плотности

$$N_{\mu\mu'}(\mathbf{q}, z) = \sum_{Q} \exp(iQz) \left\langle b^{+}_{\mathbf{q}_{\parallel} q_{\perp}+Q/2\mu} b_{\mathbf{q}_{\parallel} q_{\perp}-Q/2\mu'} \right\rangle, \quad \mathbf{q} = (\mathbf{q}_{\parallel}, q_{\perp}). \tag{1}$$

Эмиссия фотонов при переходах электронов между локализованными у плоскости $z=0$ состояниями описывается распределением $N_{\mu\mu'}(\mathbf{q}, z)$ на больших расстояниях, где (1) удовлетворяет уравнению (J_{ph} описывает релаксацию фотонов в объеме)

$$v_{\perp} \frac{\partial N_{\mu\mu'}(\mathbf{q}, z)}{\partial z} = J_{\text{ph}}, \quad v_{\perp} = \frac{\partial \omega_q}{\partial q_{\perp}}. \tag{2}$$

Такое уравнение следует дополнить граничным условием

$$v_{\perp} N_{\mu\mu'}(\mathbf{q}, z) \big|_{z=0}^{z=d} = I_{\mu\mu'}(\mathbf{q}), \quad d \to 0, \tag{3}$$

получаемым интегрированием точного кинетического уравнения для (1) через $2D$-слой и содержащим недиагональную по индексу μ скорость генерации фотонов $I_{\mu\mu'}(\mathbf{q})$. Явное выражение для такой скорости записываем с использованием дипольного приближения для матричного элемента перехода [$\varkappa$ — высокочастотная диэлектрическая проницаемость, $\mathbf{e}_{\mathbf{q}\mu}$ — орт поляризации, $\mathbf{v}_{ll'}(\mathbf{p})$ — матричный элемент скорости, $\mathbf{p}$ — $2D$-импульс, а набор дискретных чисел l включает в себя номер размерно-квантованного уровня n, зоны и спина σ]

$$I_{\mu\mu'}(\mathbf{q}) = \frac{e^2}{\hbar^2 \varkappa \omega_q} \sum_{l_1-l_4} \int d\mathbf{p} f_{l_1 l_2}(p) \left[\delta_{l_3 l_4} - f_{l_3 l_4}(p)\right] M_{\mu\mu'}(l_2 l_3 \mid l_4 l_1)\, \delta\left(\hbar\omega_q + \varepsilon_{l_3 \mathbf{p}} - \varepsilon_{l_1 \mathbf{p}}\right),$$
$$M_{\mu\mu'}(l_2 l_3 \mid l_4 l_1) = \left(\mathbf{e}_{\mathbf{q}\mu} \mathbf{v}_{l_2 l_3}(\mathbf{p})\right) \left(\mathbf{e}_{\mathbf{q}\mu'} \mathbf{v}_{l_4 l_1}(\mathbf{p})\right)^{*}. \tag{4}$$

Это соотношение согласуется с результатом «золотого правила» квантовой механики, дающего квадрат модуля матричного элемента перехода лишь в случае $\mu = \mu'$ и диагонального [2] электронного распределения $f_{ll'}(p) \sim \delta_{ll'}$.

[2] Без учета в (4) диссипации можно рассматривать лишь недиагональные по квантовым числам элементы $f_{ll'}(\mathbf{p})$ (энергетические уровни вырождены), когда $\Delta\varepsilon_{ll'} = \varepsilon_{l\mathbf{p}} - \varepsilon_{l'\mathbf{p}} = 0$; другие вклады малы по параметру $\hbar/\Delta\varepsilon_{ll'}\tau$ (τ — электронное время релаксации).

Для простоты далее рассмотрим люминесценцию неравновесных электронов в пустые дырочные состояния, т. е. $f_{l_3 l_4}(\mathbf{p}) = 0$. Будем считать также, что электроны заполняют лишь нижний размерно-квантованный уровень, причем их средняя энергия меньше расстояния между уровнями, так что переходы в различные валентные подзоны дают разделенные по спектру пики. Если можно также пренебречь поглощением в объеме, то фотонное распределение будет однородным $N_{\mu\mu'}(\mathbf{q}) = I_{\mu\mu'}(\mathbf{q})/v_\perp$, а его спектральные, поляризационные и угловые зависимости определятся выражением (4), при этом интенсивность люминесценции выразится через $I_0(\mathbf{q}) = \sum_{\mu=1,2} I_{\mu\mu}(\mathbf{q})$, а ее поляризация будет характеризоваться параметрами Стокса [6], связанными с (4) соотношениями

$$\xi_1(\mathbf{q}) = \frac{I_{12}(\mathbf{q}) + I_{12}^*(\mathbf{q})}{I_0(\mathbf{q})}, \quad \xi_2(\mathbf{q}) = i\,\frac{I_{12}(\mathbf{q}) - I_{12}^*(\mathbf{q})}{I_0(\mathbf{q})}, \quad \xi_3(\mathbf{q}) = \frac{I_{11}(\mathbf{q}) - I_{22}(\mathbf{q})}{I_0(\mathbf{q})}. \qquad (5)$$

Орты поляризации $\mathbf{e}_{1,2}$, лежащие в перпендикулярной q плоскости, удобно далее ориентировать под углом $\pm\pi/4$ относительно пересечения этой плоскости и плоскости, определяемой векторами $\mathbf{q}$ и $\mathbf{n}$ (рис. 1). Тогда случай $\xi_3 = 0$, $\xi_1 > 0$ соответствует поляризации в плоскости, содержащей $\mathbf{q}$ и $\mathbf{n}$, а при $\xi_3 = 0$, $\xi_1 < 0$ излучение поляризовано в параллельной $2D$-слою плоскости, причем степень линейной поляризации дается $-\xi_1$ (степень циркулярной поляризации определяется ξ_2). Например, для переходов между размерно-квантованными уровнями зоны проводимости, когда в (6) отлична от нуля лишь z-компонента матричных элементов скорости, люминесценция будет полностью поляризованной в определяемой $\mathbf{q}$ и $\mathbf{n}$ плоскости.

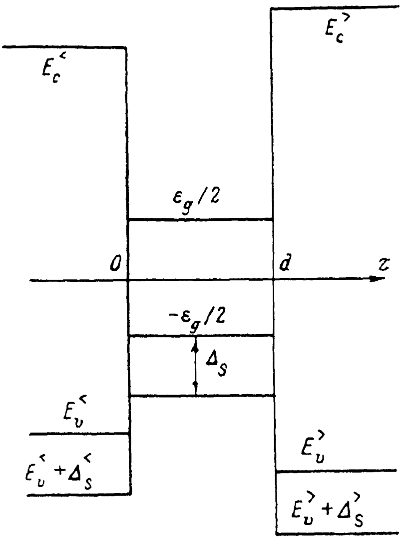


Рис. 2. Зонная диаграмма рассматриваемой гетероструктуры.

Считаются разрывы зон большими, так что подбарьерное проникновение волновых функций в области $z < 0$ и $z < d$ несущественно; рассматриваются лишь симметричные ямы, в которых $E_i^> = E_i^<$.

3. Для расчета определяемых (4) характеристик поляризованной люминесценции при переходах у краев зон используем вырожденный по спину (считаем квантовую яму симметричной в перпендикулярном $2D$-слою направлении) параболический спектр. Использующие $\mathbf{k}\cdot\mathbf{p}$-метод численные расчеты такого спектра обсуждаются в обзоре [7].

Низкоэнергетические (близкие к экстремумам c- и v-зон) электронные состояния гетероструктур описываются в $\mathbf{k}\cdot\mathbf{p}$-приближении системой уравнений

$$\left[\hat{\varepsilon}_z + \hat{\mathbf{v}}\mathbf{P} + \frac{1}{2}(\mathbf{P}M^{-1}\mathbf{P})\right]\psi_{\mathbf{p}z} = E\psi_{\mathbf{p}z}, \qquad (6)$$

в которой $\mathbf{P} = \left(\mathbf{p},\ -i\hbar\frac{d}{dz}\right)$ — оператор импульса, $\hat{\mathbf{v}}$ — междузонная матрица скорости, M — учитывающая вклад далеких зон эффективная масса, причем изменения этих параметров с составом гетероструктуры (вдоль OZ) здесь несущественны. Диагональная матрица $\hat{\varepsilon}_z$ определяет положения экстремумов зон, которые изменяются на ограничивающих квантовую яму гетеропереходах $z = 0$, d. При резком изменении состава гетероструктуры (если толщина переходного слоя порядка постоянной решетки a) надо дополнить (6) граничными условиями для огибающих волновых функций $\psi_{\mathbf{p}z}$ при $z = 0$, d. Но для состояний, близких по энергии к экстремумам зон, можно моделировать гетеропереход плавно изменяющимся на масштабе a (но резким по сравнению с междузонной длиной) варизонным слоем и переходить к граничным условиям лишь после исключения далеких зон (см. обсуждение в [8]).

Для кейновской модели (схема экстремумов зон приведена на рис. 2) непараболические поправки в задаче на собственные значения малы, а потому энергетические уровни и волновые функции квантовой ямы находим из (6), исключая вклад далеких зон (используем при этом явные выражения для кейновской матрицы скорости v [9]). При этом в уравнении для c-зоны возникнет эффективная масса электрона, а восьмирядный столбец $\psi_{\mathbf{p}z}^{j}$ наряду с вырожденными по спину компонентами $\psi_{\mathbf{p}z}^{1,2}$ содержит и малый (порядка $\mathscr{P}\hbar/d\varepsilon_g$, $\mathscr{P}$ — характерная кейновская скорость) вклад v-зон. Аналогичное исключение c-зон из уравнений для v-состояний дает для тяжелых (h) дырок вырожденное по спину уравнение с их эффективной массой M, причем в точке $\mathrm{p}=0$ волновые функции дырок h не содержат вкладов других зон. Уравнение для состояний легких (l) дырок и спин-отщепленной зоны расцепятся лишь при выполнении неравенства $\hbar/d \ll \sqrt{m_l \Delta_S}$ (m_l — эффективная масс l-дырок, Δ_S порядка величины спин-орбитального расщепления зон). В таких приближениях вырожденные по спину c-, l- и h-состояния содержат лишь ненулевой спинор $\varphi_n^j(z)$, причем $j=1$, 2 для c-зоны, $j=3,6$ для h-дырок и $j=4,5$ для l-дырок. Используемый далее матричный элемент скорости определяется через такие функции выражением ($v=l$, h)

$$(cn\sigma \mid \hat{\mathrm{v}} \mid vn'\sigma') = \mathscr{P}\Lambda_{nn'}^{cv}\, \boldsymbol{\Omega}(c\sigma \mid v\sigma'),$$

$$\Lambda_{nn'}^{(cv)} = \int_0^d dz\, \varphi_n^c(z)\, \varphi_{n'}^v(z), \quad \Omega_+(c1 \mid h1) = \Omega_-(c-1 \mid h-1) = 1, \tag{7}$$

$$\Omega_+(c-1 \mid l1) = \Omega_-(c1 \mid l-1) = 1/\sqrt{3}, \quad \Omega_z(c1 \mid l1) = \Omega_z(c-1 \mid l-1) = 2/\sqrt{3},$$

причем выписаны лишь ненулевые циркулярные компоненты вектора $\boldsymbol{\Omega}$, а определяющий правила отбора фактор перекрытия $\Lambda_{nn'}^{(cv)}$ в приближении больших разрывов c- и v-зон переходит в $\delta_{nn'}$.

Рассмотрим дираковскую двухзонную модель. Для симметричных c- и v-зон в (6) используем $M \to \infty$ и (4×4)-матрицы $\hat{\mathrm{v}}=s\boldsymbol{\sigma}\rho_1$, $\hat{\varepsilon}_z=m_z s^2\rho_3+\Delta_z$, которые содержат не зависящую от состава характерную скорость s, резко изменяющиеся на гетеропереходе эффективную массу m_z и энергию Δ_z [эти величины определяют изменение энергии экстремумов c- и v-зон $\varepsilon_c(z)=m_z s^2+\Delta_z$ и $\varepsilon_v(z)=-m_z s^2+\Delta_z$], а также спиновые матрицы Паули $\boldsymbol{\sigma}$ и связанные с зонной переменной матрицы ρ_{1-3} (см. [10]). Удобно выполнить унитарное преобразование (6) с помощью оператора $(1+i\rho_3\sigma_z)/\sqrt{2}$ [11], а затем диагонализацию по спиновой переменной, так что четырехрядный столбец $\psi_{\mathbf{p}z}$ определится выражением $\begin{pmatrix} \varphi \mid \sigma) \\ \chi \mid \sigma) \end{pmatrix}$, в котором $\mid \sigma)$ — собственная функция σ_z, а для φ и χ получается система уравнений первого порядка. Выполнив такие же унитарные преобразования оператора скорости $\hat{\mathrm{v}}$, для матричного элемента, описывающего переходы между состояниями c- и v-зон (определяемыми наборами квантовых чисел $+n\sigma$ и $-n'\sigma'$ соответственно), получим

$$\mathrm{v}_{n\sigma n'\sigma'}(p) = s\,(\boldsymbol{\sigma}_{\sigma\sigma'}[\mathbf{n}\times\mathbf{p}])\,\frac{[\mathbf{n}\times\mathbf{p}]}{\mathbf{p}^2}\,\Psi_{n\sigma n'\sigma'} + s\sigma\frac{\mathbf{p}}{p}\,\delta_{\sigma\sigma'}\Psi_{n\sigma n'\sigma'} + i\mathbf{n}s\delta_{\sigma\sigma'}\Phi_{n\sigma n'\sigma'},$$

$$\Phi_{n\sigma n'\sigma'} = \int_0^d dz\,[\varphi_{+n\sigma\mathbf{p}}(z)\,\chi_{-n'\sigma'\mathbf{p}}(z) - \varphi_{-n'\sigma'\mathbf{p}}(z)\,\chi_{+n\sigma\mathbf{p}}(z)], \tag{8}$$

$$\Psi_{n\sigma n'\sigma'} = \int_0^d dz\,[\varphi_{+n\sigma\mathbf{p}}(z)\,\chi_{-n'\sigma'\mathbf{p}}(z) + \varphi_{-n'\sigma'\mathbf{p}}(z)\,\chi_{+n\sigma\mathbf{p}}(z)],$$

где $\boldsymbol{\sigma}_{\sigma\sigma'}=(\sigma \mid \boldsymbol{\sigma} \mid \sigma')$, а зависимость факторов перекрытия Ψ и Φ от спиновых переменных и $2D$-импульса у края зон несущественна. Эти факторы заметно изменяются с d на масштабе $\hbar/ms$ и для больших разрывов зон зависят от $\alpha = \sqrt{E_c/E_v}$ (см. [12], где рассматривается задача на собственные значения для такой модели). Результаты численного расчета факторов перекрытия для $n = n' = 1$ приведены на рис. 3.

4. Результаты расчета степени линейной поляризации люминесценции электронов в квантовых ямах на основе халькогенидов свинца приведем для случая, когда средняя энергия электронов $\bar{\varepsilon} \ll \varepsilon_g$ и расстояния между размерно-квантованными уровнями такие, что возможны лишь переходы между состояниями с $n = n' = 1$. После усреднения по углу р-плоскости φ и суммирования по спиновой переменной матричного элемента перехода в (4) получим выражение

$$\frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi} d\varphi \sum_{\sigma, \sigma'} M_{\mu\mu'}(1\sigma 1\sigma' \mid 1\sigma 1\sigma') = 2s^2 \left[\Psi_{11}^2 \delta_{\mu\mu'} + (\Phi_{11}^2 - \Psi_{11}^2)(\mathbf{e}_{\mathbf{q}\mu}\cdot\mathbf{n})(\mathbf{e}_{\mathbf{q}\mu'}\cdot\mathbf{n})\right]. \qquad (9)$$

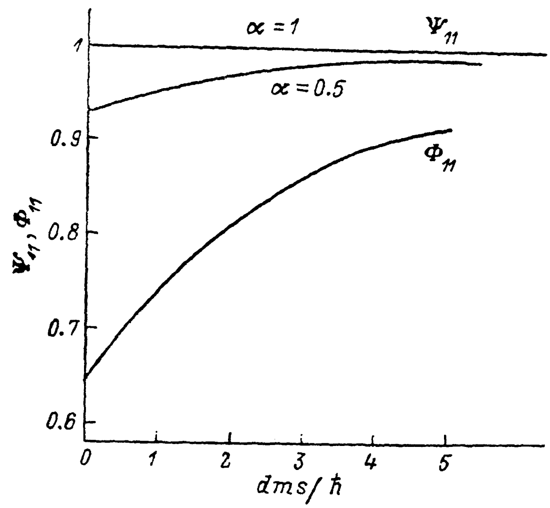


Рис. 3. Зависимости факторов перекрытия Φ_{11} и Ψ_{11} от ширины квантовой ямы d.

В рассматриваемом приближении зависимость (9) от p несущественна, и для параметров Стокса получим

$$\xi_1(\mathbf{q}) = \frac{e_z^2(\Phi_{11}^2 - \Psi_{11}^2)}{\Psi_{11}^2 + e_z^2(\Phi_{11}^2 - \Psi_{11}^2)}, \quad \xi_{2,3}\mathbf{q} = 0, \qquad (10)$$

где $e_z = (\mathbf{e}_{1,2}\cdot\mathbf{n}) = \sin(\widehat{\mathbf{q}, \mathbf{n}})/\sqrt{2}$, т. е. для $(\widehat{\mathbf{q}, \mathbf{n}}) \to 0$ излучение будет неполяризованным, а с ростом этого угла ξ_1 оказывается отрицательным, так что излучение поляризовано параллельно $2D$-слою. Степень линейной поляризации не зависит от энергии излучаемых квантов и $\bar{\varepsilon}$, а определяется шириной квантовой ямы и параметром α. Эти зависимости определяются отношением $(\Phi_{11}/\Psi_{11})^2$, которое находится из рис. 3. Для широких квантовых ям (при $d \gg \hbar/ms$) рассматриваемое отношение близко к единице и ξ_1 обращается в нуль, а для узких ($d \leqslant \hbar/ms$) степень линейной поляризации велика и существенно зависит от α.

Расчет линейно поляризованной люминесценции $2D$-электронов для кейновской модели выполняется аналогично. Для просуммированного по спину матричного элемента перехода [зависимость от $\mathbf{p}$ в (7) отсутствует] получаем

$$\sum_{\sigma, \sigma'} [\mathbf{e}_{\mathbf{q}\mu}(c1\sigma \mid \hat{\mathbf{v}} \mid v1\sigma')][\mathbf{e}_{\mathbf{q}\mu'}(c1\sigma \mid \hat{\mathbf{v}} \mid v1\sigma')]^* =$$
$$= \mathcal{P}^2 \times \begin{cases} (\Lambda_{11}^{(ch)})^2 [\delta_{\mu\mu'} - (\mathbf{e}_{\mathbf{q}\mu}\cdot\mathbf{n})(\mathbf{e}_{\mathbf{q}\mu'}\cdot\mathbf{n})], & v = h, \\ (\Lambda_{11}^{(cl)})^2 [\delta_{\mu\mu'} + 3(\mathbf{e}_{\mathbf{q}\mu}\cdot\mathbf{n})(\mathbf{e}_{\mathbf{q}\mu'}\cdot\mathbf{n})]/3, & v = l, \end{cases} \qquad (11)$$

что при $\mu = \mu'$ совпадает с выражениями, приведенными в [13] (где рассчитывалась лишь интенсивность люминесценции). Без учета непараболичности спектральные и поляризационные зависимости опять разделяются, и для параметров Стокса, описывающих переходы в состояния h- и l-дырок, получим

$$\xi_1(\mathbf{q}) = \begin{cases} e_z^2/(e_z^2-1), & h=v, \\ 3e_z^2/(3e_z^2+1), & l=v, \end{cases} \quad \xi_{2,3}(\mathbf{q})=0, \tag{12}$$

и аналогично (10) при $(\widehat{\mathbf{q}, \mathbf{n}}) \to 0$ излучение будет неполяризованным. Для переходов в h-состояния $\xi_1 < 0$ и для конечных углов $\widehat{\mathbf{q}, \mathbf{n}}$ излучение поляризовано параллельно $2D$-слою. Плоскость максимальной поляризации излучения при переходах в состояния l-дырок содержит векторы $\mathbf{q}$ и $\mathbf{n}$, т. е. перпендикулярна $2D$-слою. Аналогичное различие поляризационных характеристик известно и для объемной люминесценции горячих электронов [1].

5. Рассмотрим случай ориентированных по спину неравновесных электронов, описываемых недиагональным по квантовому числу распределением

$$f_E\,(1+\sigma_{\sigma\sigma'}\mathbf{S})/2 \tag{13}$$

(f_E — распределение по энергии на нижнем уровне, $\sigma_{\sigma\sigma'}$ — матричный элемент спиновой матрицы Паули, спиновую ориентацию $\mathbf{S}$ далее считаем малой). Теперь при усреднении матричного элемента перехода в (4) за счет зависящего от спина вклада в (13) рядом с (9) для двухзонной модели получаем выражение

$$\frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi} d\varphi \sum_{\sigma,\,\sigma'\bar\sigma} M_{\mu\mu'}\,(1\sigma 1\bar\sigma \mid 1\sigma' 1\bar\sigma)\,(\sigma_{\sigma\sigma'}\mathbf{S}) = is^2\Phi_{11}\Psi_{11}\times$$

$$\times\{(\mathbf{e}_{\mathbf{q}\mu}\cdot\mathbf{n})\,[(\mathbf{e}_{\mathbf{q}\mu'}\mathbf{S}) - (\mathbf{e}_{\mathbf{q}\mu'}\cdot\mathbf{n})\,(\mathbf{S}\cdot\mathbf{n})] - (\mu\leftrightarrow\mu')\}. \tag{14}$$

Аналогично (9), (10) зависимость от p в (14) несущественна, так что спектральные и поляризационные характеристики разделяются и для ориентированных по спину электронов. В линейном по $\mathbf{S}$ приближении за счет (14) получаем ненулевой результат для $\xi_2(\mathbf{q})$, определяющей степень циркулярной поляризации (орты $\mathbf{e}_{1,\,2}$ введены на рис. 1):

$$\xi_2(\mathbf{q}) = \frac{e_z}{2}\,[(\mathbf{e}_1\mathbf{S}) - (\mathbf{e}_2\mathbf{S})]\,\frac{\Psi_{11}\Phi_{11}}{\Psi_{11}^2 + e_z^2(\Phi_{11}^2 - \Psi_{11}^2)}, \tag{15}$$

причем зависимость от d и граничных условий α опять определяется графиками (рис. 3). Теперь в широких квантовых пределах зависимость от α отсутствует, но $\xi_2(\mathbf{q})$ остается конечной.

После аналогичного (11) суммирования матричного элемента по спину для кейновской модели получаем вместо (14)

$$i\mathscr{F}^2(\mathbf{S}\cdot\mathbf{n})\,([\mathbf{e}_{\mathbf{q}\mu}\times\mathbf{e}_{\mathbf{q}\mu'}]\cdot\mathbf{n})\times\begin{cases} -|\Lambda_{11}^{(ch)}|^2, & v=h, \\ |\Lambda_{11}^{(cl)}|^2/3, & v=l, \end{cases} \tag{16}$$

так что циркулярно поляризованная люминесценция возбуждается лишь проекцией $\mathbf{S}$, перпендикулярной $2D$-слою; этот вывод согласуется с экспериментом [3]. При малых $\mathbf{S}$ добавка (16) определяет степень циркулярной поляризации

$$\xi_2(\mathbf{q}) = (\mathbf{S}\cdot\mathbf{n})\,\frac{\sqrt{1-2e_z^2}}{(1-e_z^2)}\begin{cases} 1, & v=h, \\ -1/3, & v=l, \end{cases} \tag{17}$$

причем для переходов в h- и l-состояния результаты различаются знаком, а при $(\widehat{\mathbf{q}, \mathbf{n}}) \to 0$ степень циркулярной поляризации конечна.

Итак, выше получены формулы (10), (12), (15), (17), описывающие поляризованную люминесценцию $2D$-электронов. Они определяют ряд качественных результатов: переходы в h- и l-состояния идентифицируются по поляризации (12), а (10) обусловлено непараболичностью размерно-квантованных состояний в узких ямах. При количественном описании угловых и поляризационных зависимостей люминесценции возможен учет самосогласованного поля в (6), анизотропии двухзонного спектра (изотропная модель описывает PbS, пленки которого на BaF_2 сейчас исследуются [14]) и других факторов, которые необходимо учитывать при конкретизации экспериментальной ситуации.

Список литературы

[1] Захарченя Б. П., Мирлин Д. Н., Перель В. И., Решина И. Н. // УФН. 1982. Т. 136. В. 3. С. 459—499.
[2] Shah J. // IEEE J. Quant. Electron. 1986. V. QE-22. N 9. P. 1728—1743.
[3] Miller R. C. et al. // Phys. Rev. 1980. V. 22. N 2. P. 863—869.
[4] Барьяхтар В. Г., Пелетминский С. В. // Изв. вузов СССР. Радиофизика. 1963. Т. 6. В. 6. С. 1115—1128.
[5] Васько Ф. Т. // ФТТ. 1988. Т. 30. В. 7. С. 2092—2096.
[6] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория поля. М., 1967.
[7] Bastard G., Brum J. // IEEE J. Quant. Electron. 1986. V. QE-22. P. 1625—1643.
[8] Васько Ф. Т. // ФТП. 1985. Т. 19. В. 11. С. 1958—1964. Письма ЖЭТФ. 1979. Т. 30. В. 9. С. 574—577.
[9] Zawadski W. // Lect. Not. Phys. 1980. V. 133. P. 85—157.
[10] Мессиа А. Квантовая механика. Т. 2. М., 1979. 583 с. Аронов А. Г., Пикус Г. Е. // ЖЭТФ. 1966. Т. 51. В. 3. С. 505—516.
[11] De Dios Leyva M., Alvares R., Gadnar J. // Phys. St. Sol. (b). 1984. V. 125. N 1. P. 221—228.
[12] Волков В. А., Пинскер Т. Н. // ФТТ. 1981. Т. 23. В. 6. С. 1756—1759. Кисин М. В., Петросян В. И. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 5. С. 829—833.
[13] Магарилл Л. И., Романов А. А., Шик А. Я. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 3. С. 404—410.
[14] Chu T. K., Agassi D., Martines A. // Appl. Phys. Lett. 1987. V. 50. N 7. P. 419—421.

Институт полупроводников АН УССР
Киев

Получена 14.03.1989
Принята к печати 17.07.1989