

ПОЛЯРИЗАЦИЯ ГОРЯЧЕЙ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ В СВЕРХРЕШЕТКАХ GaAs/AlAs

В.Ф.Сапега^{+*1)}, В.И.Перель⁺, А.Ю.Добин⁺, Д.Н.Мирлин⁺,
И.А.Акимов⁺, Т.Руф^{*}, М.Кардона^{*}, К.Эберл^{*}

⁺Физико-технический институт им.А.Ф.Иоффе РАН
194021 Санкт-Петербург, Россия

^{*}Maz-Planck-Institut für Festkörperforschung,
Stuttgart, Germany

Поступила в редакцию 28 января 1996 г.

Экспериментально и теоретически исследованы поляризационные характеристики горячей фотолюминесценции в сверхрешетках GaAs/AlAs. Показано, что образование электронной минизоны в сверхрешетке существенно изменяет поляризационные характеристики фотолюминесценции. Квазитрехмерный характер движения горячих электронов в сверхрешетке приводит к тому, что поляризация зависит от соотношения между энергиями движения электронов в плоскости сверхрешетки и вдоль ее оси.

PACS 78.65.Fa, 78.66.Fd, 73.20.Dx

В полупроводниках со сложной структурой валентной зоны поглощение линейно поляризованного света приводит к выстраиванию электронов и дырок по импульсам, в то время как циркулярно поляризованный свет рождает частицы, ориентированные по спину. Рекомбинация выстроенных по импульсу или ориентированных по спину электронов приводит, соответственно, к линейной или циркулярной поляризации люминесценции [1]. Аналогичное явление недавно наблюдалось в квантовых ямах GaAs/AlGaAs [2, 3] и было теоретически рассмотрено в работе [4]. Особенности выстраивания по импульсам двумерных электронов, в отличие от трехмерных, проявились в том, что степень линейной поляризации ρ_l двумерных электронов сильно зависит от их кинетической энергии, изменяясь от $\rho_l = 0$ для электронов с нулевой кинетической энергией до $\rho_l \sim 0.5$ для электронов с кинетической энергией, превышающей энергию размерного квантования. В данной работе исследованы поляризационные характеристики горячей фотолюминесценции в сверхрешетках GaAs/AlAs при плавном переходе от двумерных электронов к квазитрехмерным.

Эксперименты были выполнены на образцах, выращенных методом МВЕ на подложках (100)-GaAs. Ширина квантовых ям в каждой структуре была фиксирована и составляла 40 Å, их центральная часть 15 Å была легирована Be ($1 - 3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$), в то время как прилегающие к интерфейсам области (12 Å) оставались нелегированными. Для возбуждения люминесценции использовались лазер на красителях (красители R6G и DCM), накачиваемый Ar⁺-лазером, а также He-Ne- и Kr⁺-лазеры. Для регистрации люминесценции использовались спектрометры ДФС-24 и SPEX 1404, оборудованные охлаждаемыми ФЭУ-79 или GaAs ФЭУ, соответственно, и стандартной схемой счета фотонов.

¹⁾V.F.Sapega, V.I.Perel', A.Yu.Dobin, D.N.Mirlin, I.A.Akimov, T.Ruf, M.Cardona, K.Eberl

Измерения поляризационных характеристик горячей фотолюминесценции (ГФЛ) были выполнены при температуре $T = 4\text{ K}$ и умеренной плотности накачки $P = 10 - 15\text{ Вт}\cdot\text{см}^{-2}$. Таким образом, спектр фотолюминесценции в условиях эксперимента формировался в результате рекомбинации фотовозбужденных электронов с дырками на нейтральном акцепторе (переходы типа $1hh \rightarrow 1e \rightarrow A^0$). Спектры ГФЛ всех образцов состояли из пика, соответствующего рекомбинации электронов из точки рождения (бесфононный пик), а также из его LO -фононных повторений. На рис.1 представлена зависимость линейной поляризации ρ_l на бесфононном пике для трех образцов (с ширинами барьеров 6 \AA , 14 \AA , 80 \AA) в зависимости от кинетической энергии E рекомбинирующих электронов. Кинетическая энергия электронов определялась по формуле $E = \hbar\omega_{lum} - E_g + E_A$, где $\hbar\omega_{lum}$ и $E_g - E_A$ - экспериментально измеренные значения энергий квантов ГФЛ и краевой люминесценции, соответственно. Для образца с размером барьеров 80 \AA эта зависимость совпадает с ранее исследованной для MQW [3], то есть при уменьшении энергии E до нуля поляризация также стремится к нулю. В случае сверхрешеток поляризация стремится к нулевому значению, когда энергия электронов приближается к значениям 27 мэВ и 100 мэВ для сверхрешеток с барьерами 14 \AA и 6 \AA , соответственно, то есть зависит от ширины барьеров.

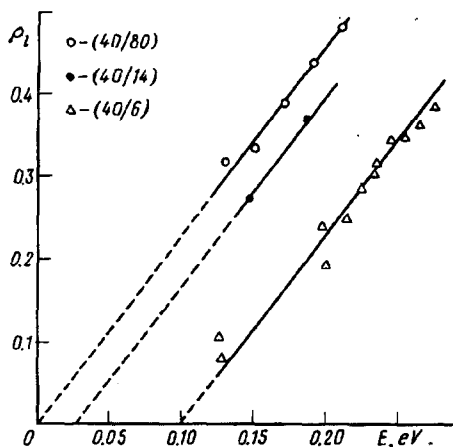


Рис.1. Зависимость степени линейной поляризации ρ_l в максимуме бесфононного пика ГФЛ от кинетической энергии E рекомбинирующих электронов для MQW $40/80\text{ \AA}$ (o) и двух сверхрешеток $40/14\text{ \AA}$ (•), $40/6\text{ \AA}$ (Δ)

Особенности в поляризации ГФЛ сверхрешеток проявляются также в ее зависимости по бесфононному пику. На рис.2 представлены распределение интенсивности и линейной поляризации по бесфононному пику для MQW $40/80\text{ \AA}$ (рис.2c) и для сверхрешетки $40/6\text{ \AA}$ при двух энергиях возбуждения. В случаях, когда кинетическая энергия электронов существенно превосходит ширину минизоны, энергетическая зависимость ρ_l по бесфононному пику аналогична такой зависимости для MQW (ρ_l монотонно убывает с энергией). При уменьшении кинетической энергии электронов до значений, незначительно превышающих ширину минизоны, распределение поляризации по бесфононному пику существенно изменяется. Поляризация электронов, имеющих наибольшую энергию в бесфононном пике, близка к нулю (см.рис.2a), с уменьшением энергии она достигает максимального значения $0,11$, а затем снова спадает.

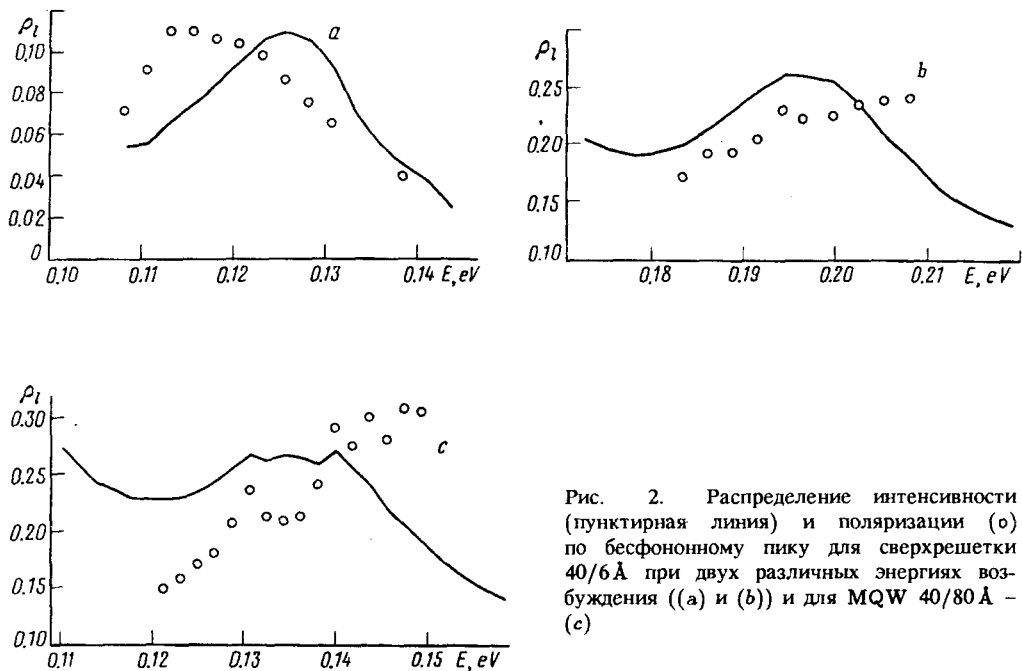


Рис. 2. Распределение интенсивности (пунктирная линия) и поляризации (о) по бесфононному пику для сверхрешетки 40/6 Å при двух различных энергиях возбуждения ((а) и (b)) и для MQW 40/80 Å – (с)

Обнаруженные особенности поляризационных характеристик ГФЛ обусловлены спецификой энергетического распределения фотовозбужденных электронов в сверхрешетке.

На рис.3 изображена схема оптических переходов из первой тяжелодырочной минизоны (ширина которой для простоты считается нулевой) в первую электронную минизону, а затем в основное состояние акцептора (переход $1hh \rightarrow 1e \rightarrow A^0$). Параболы $Q = \pi/a$ и $Q = 0$ изображают зависимость от латерального импульса $\hbar k$ полной кинетической энергии электрона E на верхнем и нижнем краях минизоны, соответственно. Параболы, соответствующие промежуточным точкам минизоны ($0 < Q < \pi/a$), заполняют полосу между изображенными параболом. Нижняя кривая изображает зависимость дырочной энергии от k (гофрировка дырочных подзон пока не учитывается). Штриховая кривая получена переносом дырочной кривой на энергию возбуждающего фотона $\hbar\omega_{exc} \equiv \hbar\Omega + E_g$, где E_g – ширина запрещенной зоны с учетом энергии размерного квантования. Линия пересечения BC штриховой кривой с полосой электронных энергий дает полную кинетическую энергию E и латеральный импульс k , разрешенные законом сохранения энергии.

ГФЛ формируется за счет испускания фотонов при переходе электрона из точки рождения в основное состояние акцептора с энергией связи E_A . Энергия испущенного фотона $\hbar\omega_{lum} = E + E_g - E_A$. Высоочастотный край пика ГФЛ формируется, следовательно, электронами с верхнего края минизоны (точка B), а низкочастотный край – с нижнего края (точка C). Ширина пика

$$(E^B - E^C) \sim \frac{m_c}{m_v} \Delta \ll \Delta \quad (1)$$

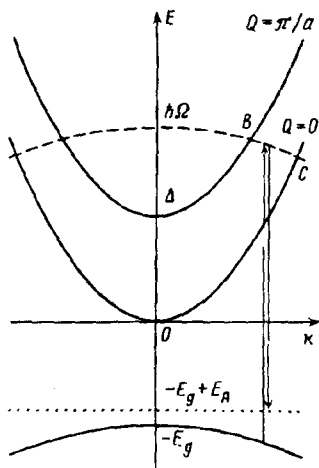


Рис. 3. Схема оптических переходов $1hh \rightarrow 1e \rightarrow A^0$ для ГФЛ в сверхрешетке

(здесь m_y – латеральная масса дырки), а $E^B \sim E^C \sim \hbar\Omega$. Латеральные энергии на этих краях могут сильно различаться:

$$\varepsilon_k^B = E^B - \Delta, \quad \varepsilon_k^C = E^C, \quad \text{так что } (\varepsilon_k^B - \varepsilon_k^C) \sim \Delta. \quad (2)$$

Именно это различие и приводит к основным эффектам сверхрешетки в поляризационных характеристиках ГФЛ.

В исследованных в данной работе сверхрешетках размеры (ширина и высота) барьеров достаточно велики, поэтому можно считать, что матричные элементы оптических переходов остаются такими же, как в изолированных квантовых ямах, и, следовательно, зависят только от k (но не от Q). Эта зависимость от k и обуславливает различие поляризационных характеристик на краях пика.

Степень линейной поляризации люминесценции ρ_l является возрастающей функцией латеральной энергии ε_k [3,4]. Электроны с нижнего края мини-зоны (C), формирующие низкочастотный край пика ГФЛ, имеют, согласно (2), большую латеральную энергию, чем электроны с верхнего края (B), формирующие высокочастотный край пика. Поэтому степень поляризации должна уменьшаться от низкочастотного края пика люминесценции к высокочастотному. Для зависимости степени линейной поляризации ГФЛ от полной кинетической энергии электрона имеем на верхнем краю

$$\rho_l^B(E) = \begin{cases} 0, & \text{при } E < \Delta \\ \rho_l^{QW}(E - \Delta), & \text{при } E > \Delta \end{cases}, \quad (3)$$

на нижнем краю

$$\rho_l^C(E) = \rho_l^{QW}(E). \quad (4)$$

Здесь $\rho_l^{QW}(E)$ – зависимость степени линейной поляризации ГФЛ от кинетической энергии электрона в изолированной квантовой яме.

Расчеты [4] показывают, что вероятность перехода $1hh \rightarrow 1e$ уменьшается с ростом латерального импульса. Такой же характер зависимости следует ожидать и для перехода $1e \rightarrow A^0$ из-за быстрого убывания с ростом импульса волновой функции акцепторного состояния в импульсном представлении

(аналогичное рассмотрение для объемного случая проведено в [1]). Поэтому интенсивность люминесценции для электронов с верхнего края (B) будет больше, чем с нижнего (C). Следовательно, максимум пика будет сдвинут к высокочастотному краю электронного распределения. Поэтому в максимуме пика ГФЛ можно ожидать зависимость, близкую к зависимости на верхнем краю (3). Это позволяет объяснить экспериментально наблюдаемые особенности в поведении $\rho_l(E)$, изображенные на рис.1. В согласии с формулой (3) полная кинетическая энергия E , при которой ρ_l экстраполируется к нулю, приближенно совпадает с рассчитанной шириной минизоны $\Delta = 100$ мэВ для сверхрешетки $40/6 \text{ \AA}$ и $\Delta = 30$ мэВ для сверхрешетки $40/14 \text{ \AA}$.

Для объяснения изменения степени линейной поляризации по линии ГФЛ необходимо учесть также гофрировку дырочного спектра. Известно [5], что в изолированной квантовой яме она приводит к росту ρ_l от низкочастотного края пика к высокочастотному (см. рис.2с). Наличие сверхрешетки, как указано выше, должно приводить к обратной зависимости. Как показывают расчеты, это приводит к немонотонному изменению ρ_l по линии: от низкочастотного края пика к высокочастотному ρ_l сначала возрастает (благодаря гофрировке), а затем убывает (благодаря сверхрешетке). Такое поведение ρ_l было обнаружено экспериментально и показано на рис.2а. Этот эффект может наблюдаться только при $\hbar\Omega$, незначительно превышающем Δ , поскольку с ростом полной кинетической энергии электрона эффект, связанный с гофрировкой, становится все более существенным по сравнению с влиянием сверхрешетки, и при достаточно больших $\hbar\Omega$ характер изменения ρ_l по линии ГФЛ становится таким же, как в изолированной яме (см. рис.2б).

С помощью такой модели объясняются и наблюдавшиеся в данной работе особенности поведения циркулярной поляризации ГФЛ, связанные с электронными минизонами в сверхрешетке.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований.

-
1. М.А.Алексеев, И.Я.Карлик, Д.Н.Мирлин, В.Ф.Сапега, ФТП **3**, 761 (1984).
 2. В.Р.Zakharchenya, P.S.Kor'ev, D.N.Mirlin et al., Solid State Commun. **69**, 203 (1989).
 3. Д.Н.Мирлин, В.Ф.Сапега, А.А.Сиренко и др., ФТП **27**, 990 (1993).
 4. И.А.Меркулов, В.И.Перель, М.Е.Портной, ЖЭТФ **99**, 1202 (1990).
 5. М.Е.Портной, ФТП **25**, 2150 (1991).