

Выстраивание импульсов и ориентация спинов фотовозбужденных электронов в GaAs при переходе от двумерных к трехмерным структурам

© И.А. Акимов, Д.Н. Мирлин[¶], В.И. Перель, В.Ф. Сапега

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

(Получена 28 декабря 2000 г. Принята к печати 28 декабря 2000 г.)

Методами поляризованной фотолюминесценции горячих электронов исследовано влияние формирования минизон в сверхрешетках на правила отбора при оптических переходах. Показано, что в диапазоне параметров минизон в сверхрешетках можно выделить две области, для каждой из которых характерны свои правила отбора. Особенности правил отбора для каждой из областей проявляются в линейной и циркулярной поляризации фотолюминесценции, функции распределения фотовозбужденных электронов по квазиимпульсам и их поведении в магнитном поле.

1. Введение

В полупроводниках III–V рекомбинационное излучение горячих электронов поляризовано, если возбуждающий свет поляризован. Поглощение линейно поляризованного света приводит к выстраиванию импульсов фотовозбужденных электронов и дырок [1–4]. Рекомбинация выстроенных по импульсу электронов приводит к линейной поляризации горячей фотолюминесценции (ГФЛ). Степень линейной поляризации излучения для электронов в волновым вектором $\mathbf{K} = (k_x, k_y, k_z)$, рекомбинирующих с тяжелой дыркой, можно записать как [2]

$$\rho_K = \frac{k_y^2 - k_x^2}{k_x^2 + k_y^2 + 2k_z^2}. \quad (1)$$

При этом поляризация излучения, распространяющегося вдоль оси z , определяется как $\rho_l = (I_x - I_y)/(I_x + I_y)$, где I_x и I_y — интенсивности света с вектором поляризации \mathbf{e}_{lum} , направленным вдоль осей x и y соответственно. Таким образом, электроны, рекомбинирующие с тяжелыми дырками, излучают свет, поляризованный преимущественно перпендикулярно проекции волнового вектора \mathbf{K} на плоскость (x, y) .

Аналогичные явления выстраивания импульсов недавно наблюдались в квантовых ямах (КЯ) GaAs/AlGaAs [5–10] и были теоретически рассмотрены в работе [11]. Особенности выстраивания двумерных электронов по импульсам в отличие от трехмерных проявляются в сильной зависимости поляризации ГФЛ от кинетической энергии фотовозбужденных электронов в КЯ. В структурах с КЯ степень линейной поляризации изменяется от $\rho_l = 0$ для электронов с нулевой кинетической энергией до $\rho_l \approx 0.5$ для электронов с кинетической энергией, превышающей энергию первого уровня размерного квантования. Качественная зависимость линейной поляризации от кинетической энергии рождающихся электронов в КЯ получается из формулы (1) при замене k_z^2 на $\langle k_z^2 \rangle \sim (\pi/L)^2 \sim 2m_c E_1/\hbar^2$, где L — ширина

квантовой ямы, m_c — эффективная масса электрона, а E_1 — энергия первого уровня размерного квантования.

Поглощение циркулярно поляризованного света приводит к ориентации спинов фотовозбужденных электронов и циркулярной поляризации люминесценции. На первый взгляд, спин электрона, возбужденного циркулярно поляризованным светом при межзонном поглощении, должен быть в момент рождения направлен параллельно возбуждающему лучу — вдоль направления углового момента возбуждающего фотона. На самом деле, как показано в работе [2], спин фотовозбужденных электронов в объемном образце имеет составляющую в плоскости, перпендикулярной лучу. Эта составляющая \mathbf{S}_\perp описывается формулой

$$\mathbf{S}_\perp = \beta \mathbf{K}_\perp k_z, \quad (2)$$

где \mathbf{K}_\perp — составляющая волнового вектора в плоскости, перпендикулярной лучу света, а β — некоторый коэффициент. Этот эффект, получивший название спин-импульсной корреляции, обусловлен сложной структурой валентной зоны. По тем же причинам вклад в циркулярную поляризацию ГФЛ вносят электроны со спином, перпендикулярным лучу. Этот вклад пропорционален $(\mathbf{S}_\perp \cdot \mathbf{K}_\perp)$. Здесь \mathbf{K}_\perp относится к моменту излучения, тогда как в формуле (2) относится к моменту возбуждения. Магнитное поле, направленное вдоль оси z , приводит к вращению вектора \mathbf{K}_\perp и прецессии спина \mathbf{S}_\perp . Так как вращение и прецессия происходят с разными скоростями (в GaAs \mathbf{K}_\perp вращается быстрее), то скалярное произведение $(\mathbf{S}_\perp \cdot \mathbf{K}_\perp)$ уменьшается с ростом поля, а значит уменьшается и циркулярная поляризация ГФЛ. Именно такой эффект наблюдался в работе [12] на объемных образцах GaAs. Тем самым было получено прямое экспериментальное подтверждение существования спин-импульсной корреляции. Однако этот эффект отсутствует в структурах с КЯ при поглощении света, направленного перпендикулярно плоскости ямы [7]. Это обусловлено тем, что компонента импульса $\hbar k_z$ в случае КЯ отсутствует.

[¶] E-mail: mirlin@dnm.ioffe.rssi.ru

Магнитное поле оказывает влияние на линейную поляризацию ГФЛ при линейно поляризованном возбуждении. В объемном GaAs функция распределения электронов по импульсам вращается вокруг оси, совпадающей с направлением вектора магнитного поля \mathbf{B} . Поэтому происходит изменение степени линейной поляризации ГФЛ, если только направление \mathbf{B} не совпадает с осью симметрии распределения электронов по импульсам [2,4]. В квантовой яме движение электронов в плоскости ямы (плоскость xy) соответствует движению свободных электронов с изотропной эффективной массой. Вследствие этого магнитное поле $\mathbf{B} \parallel z$ (геометрия Фарадея) приводит к вращению распределения электронов по импульсам вокруг оси z . В этом случае параметры Стокса для линейной поляризации в КЯ описываются так же, как и в объемном полупроводнике [6,7]. Однако в геометрии Фойхта (\mathbf{B} перпендикулярно направлению распространения света) влияние магнитного поля на линейную поляризацию в объемном полупроводнике и КЯ сильно различается. В объемном GaAs линейная поляризация изменяется при увеличении магнитного поля, в то время как для квантовых ям поляризация не зависит от величины \mathbf{B} , если магнитная длина электрона больше ширины квантовой ямы [7].

Таким образом, выстраивание импульсов и ориентация спинов горячих электронов, а также их поведение во внешнем магнитном поле существенно различны в объемных образцах и в образцах с квантовыми ямами. Перечислим наиболее важные качественные различия (в случае КЯ всегда предполагается, что возбуждающий луч перпендикулярен плоскости ямы).

1) В объемных образцах линейная поляризация люминесценции при возбуждении линейно поляризованным светом слабо зависит от кинетической энергии фотовозбужденных носителей. В квантовых ямах линейная поляризация обращается в нуль, когда кинетическая энергия стремится к нулю.

2) При возбуждении циркулярно поляризованным светом в геометрии Фарадея объемных образцов циркулярная поляризация ГФЛ зависит от магнитного поля в результате разрушения спин-импульсной корреляции. В квантовых ямах такой зависимости нет, так как спин-импульсная корреляция отсутствует.

3) В объемных образцах в геометрии Фойхта магнитное поле приводит к изменению линейной поляризации ГФЛ. В квантовых ямах в этой геометрии магнитное поле не влияет на линейную поляризацию ГФЛ, если магнитная длина больше ширины ямы.

Из результатов предыдущих работ [13–15] следует, что поляризационные свойства ГФЛ в сверхрешетках (СР) отличаются как от свойств объемных образцов, так и от свойств образцов с квантовыми ямами. В данной работе представлено обобщение этих результатов при плавном переходе от двумерных (изолированные КЯ) к трехмерным (объемный GaAs) объектам.

Во второй части статьи описываются исследованные образцы и экспериментальная методика. Результаты исследования зависимости поляризации ГФЛ от кинетической энергии фотовозбужденных электронов и восстановления спин-импульсной корреляции в СР приводятся в третьей части. Показано, что поляризационные характеристики в СР с узкими минизонами хорошо описываются в приближении сильной связи. Экспериментально установлен предел применимости этого приближения. В четвертой части рассмотрено поведение линейной поляризации ГФЛ во внешнем магнитном поле в геометриях Фарадея и Фойхта.

2. Образцы и методика эксперимента

Образцы были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках GaAs (100). Ширина квантовых ям (GaAs) L в каждом образце была фиксирована и составляла приблизительно 40 Å. Энергетическая ширина электронных минизон определялась различной шириной барьеров ($\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$) b и различным содержанием в них Al (т.е. высотой барьеров). Центральная часть ям $L/2$ легировалась бериллием (в концентрации $N_{\text{Be}} \leq 10^{18} \text{ см}^{-3}$), в то время как прилегающие к интерфейсам области оставались нелегированными. Число периодов в каждом из образцов соответствовало 60.

Для возбуждения горячих носителей использовались He-Ne- и Kr лазеры, а также лазеры на красителях (красители R6G и DCM) и титан-сапфире, накачиваемые Ar⁺-лазером. Для регистрации люминесценции использовались спектрометры ДФС-24 и SPEX1404, оборудованные охлаждаемыми фотоэлектронными умножителями ФЭУ-79 и GaAs-ФЭУ соответственно и стандартной схемой счета фотонов. Наблюдение фотолюминесценции в геометрии обратного отражения проводилось таким образом, что направления возбуждающего и отраженного лучей света были перпендикулярны плоскости (001) структуры. Измерения в магнитном поле с напряженностью до 10 Тл проводились в геометриях Фарадея и Фойхта.

Все экспериментальные результаты были получены при возбуждении линейно или циркулярно поляризованным светом. При линейно поляризованном возбуждении электрический вектор лазерного излучения \mathbf{e}_{exc} был направлен вдоль оси [110] образца. Для определения степени линейной поляризации ГФЛ использовалось соотношение $\rho_l = (I_{\parallel} - I_{\perp}) / (I_{\parallel} + I_{\perp})$, где I_{\parallel} и I_{\perp} — интенсивности люминесценции, наблюдаемой в такой же поляризации, что и возбуждающий свет ($\mathbf{e}_{\text{lum}} \parallel \mathbf{e}_{\text{exc}}$), и перпендикулярной ей ($\mathbf{e}_{\text{lum}} \perp \mathbf{e}_{\text{exc}}$) соответственно. В геометрии Фойхта были также выполнены измерения линейной поляризации при циркулярно поляризованном возбуждении (разд. 4). В этом случае I_{\parallel} и I_{\perp} определялись как интенсивности с поляризацией ($\mathbf{e}_{\text{lum}} \parallel \mathbf{B}$)

и ($\mathbf{e}_{\text{lum}} \perp \mathbf{B}$) соответственно. Для определения степени циркулярной поляризации ГФЛ использовалось похожее соотношение, $\rho_l = (I_+ - I_-)/(I_+ + I_-)$, где I_+ и I_- — интенсивности люминесценции, поляризованные так же, как возбуждающий свет, и противоположно ему соответственно.

Измерения поляризационных характеристик ГФЛ были выполнены при температуре $T = 4$ К и умеренной плотности накачки $P = 10 - 15$ Вт·см⁻². Таким образом, спектр фотолюминесценции формировался в результате рекомбинации фотовозбужденных электронов с дырками, связанными на нейтральных акцепторах (переходы типа $1hh \rightarrow 1c \rightarrow A^0$). Спектры ГФЛ во всех образцах состояли из пика, соответствующего рекомбинации электронов из точки рождения (бесфононный пик), а также его LO -фононных повторений. Кинетическая энергия фотовозбужденных электронов определялась по формуле $E = \hbar\omega_{\text{lum}} - (E_g - E_A)$, где $\hbar\omega_{\text{lum}}$ и $(E_g - E_A)$ — экспериментально измеренные значения энергий квантов ГФЛ и краевой люминесценции соответственно. Здесь E_g — энергия запрещенной зоны сверхрешетки, а E_A — энергия ионизации акцептора.

3. Поляризация горячей фотолюминесценции

3.1. Зависимость линейной поляризации горячей фотолюминесценции от кинетической энергии фотовозбужденных электронов

На рис. 1 представлены зависимости степени линейной поляризации ρ_l в максимуме бесфононного типа ГФЛ от кинетической энергии электронов E для СР с разным содержанием Al ($x = 0.3 - 1$) и одинаковой шириной барьеров 6 \AA (данные 1 — светлые кружки). Для каждого случая приведены расчетные значения $\eta = \Delta_G/\Delta$, где Δ — энергетическая ширина первой электронной минизоны, а Δ_G — запрещенная зона между первой и второй электронными минизонами, вычисленные в модели Кронига–Пенни. Ширины электронных минизон Δ для всех СР указаны вертикальными стрелками. Для наглядности на рисунке представлены зависимости $\rho_l(E)$, полученные в структуре с изолированными КЯ GaAs/AlAs ($40 \text{ \AA}/80 \text{ \AA}$) (рис. 1, *a*, данные 2 — темные квадраты) и в объемном GaAs (рис. 1, *f*, данные 2 — темные квадраты). В объемном GaAs экспериментальные данные аппроксимированы штриховой прямой, которая воспроизведена на всех частях рис. 1. Зависимость $\rho_l(E)$ в СР с наиболее высокими барьерами, $x = 1$, (рис. 1, *a*) аппроксимирована сплошной линией, которая также воспроизведена на всех остальных частях (*b-f*) рис. 1.

Рассмотрим сначала энергетическую зависимость степени линейной поляризации для СР с высокими барьерами, т.е. при $x = 1$ (рис. 1, *a*). В этом случае вид $\rho_l(E)$ схож с тем, что наблюдается в КЯ, а именно,

поляризация сильно зависит от кинетической энергии электронов и наклон зависимости остается таким же. Однако в структуре с КЯ поляризация стремится к нулевому значению при уменьшении энергии до нуля (см. данные 2 и аппроксимирующую их линию на рис. 1, *a*), в то время как в СР ρ_l экстраполируется в нуль при энергии 115 мэВ, приблизительно совпадающей с расчетным значением ширины электронной минизоны $\Delta = 120$ мэВ (см. данные 1 и аппроксимирующую их линию на рис. 1, *a*). Такое поведение объясняется образованием электронной минизоны в СР, которое приводит к квазитрехмерному характеру движения электронов.

В рассматриваемой СР GaAs/AlAs ($x = 1$) высота барьеров достаточно велика. Это позволяет воспользоваться приближением сильной связи, в котором предполагается, что перекрытием волновых функций электрона и дырки в соседних КЯ можно пренебречь [14]. Тогда матричные элементы межподзонных оптических переходов остаются такими же, как и в изолированной КЯ, а поляризация ГФЛ в СР зависит только от латеральной энергии электрона ϵ_k аналогично тому, как это происходит в КЯ. Отсюда также следует, что, как и в КЯ, с наибольшей вероятностью рождаются электроны с наименьшей энергией ϵ_k [11]. Вследствие этого фотовозбужденные электроны, рождающиеся с полной кинетической энергией $E < \Delta$, движутся преимущественно вдоль направления СР (ось z) и их люминесценция не поляризована. Увеличение E приводит к возрастанию латеральной энергии ϵ_k , в то время как энергия движения вдоль СР остается прежней и равной Δ . Это приводит к росту линейной поляризации ГФЛ. Если же электроны рождаются с энергией E , значительно превышающей Δ , то они движутся преимущественно в плоскости ям (плоскость xy), и степень линейной поляризации ρ_l близка к значению, наблюдаемому в КЯ. Такая особенность в энергетической зависимости функции импульсного распределения фотовозбужденных электронов приводит к тому, что линейная поляризация ρ_l стремится к нулю при уменьшении энергии E до значения, совпадающего с шириной минизоны Δ (см. данные 1 и аппроксимирующую их линию на рис. 1, *a*). Данный эффект позволяет экспериментально определять ширины электронных минизон в СР.

Очевидно, что с увеличением перекрытия волновых функций электрона и дырки, локализованных в соседних КЯ, пренебрегать вкладом междуямных оптических переходов уже нельзя. Заметный вклад таких оптических переходов сказывается на поляризации ГФЛ и тем самым может служить свидетельством отклонения от приближения сильной связи. Как следует из рис. 1, заметные изменения в зависимости $\rho_l(E)$ происходят в СР с $x \leq 0.6$, где уменьшение высоты барьера существенно модифицирует энергетическую зависимость $\rho_l(E)$. Во-первых, в диапазоне энергий электронов $0 < E < \Delta$ степень линейной поляризации заметно отличается от нулевого значения и медленно возрастает. Во-вторых,

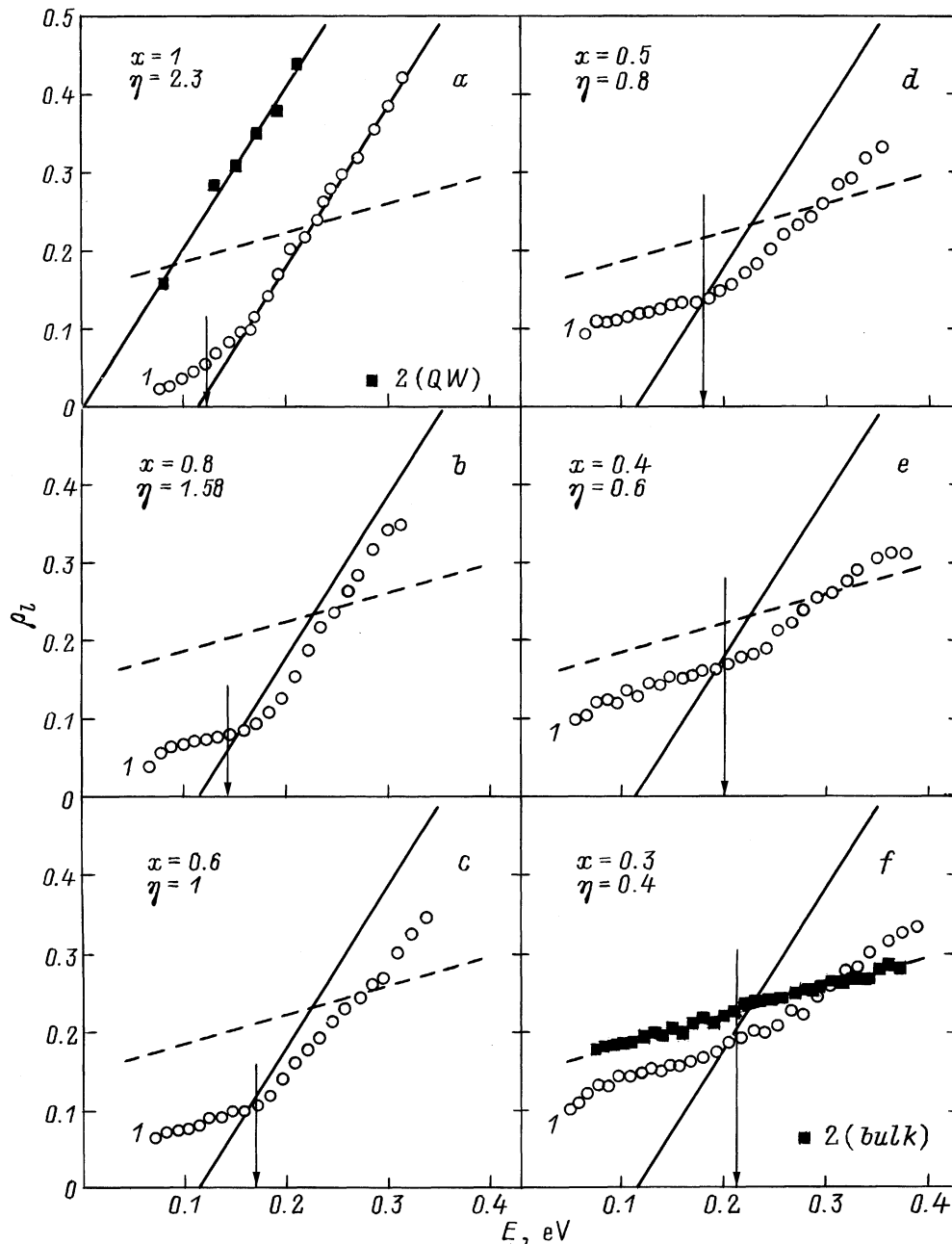


Рис. 1. Зависимости линейной поляризации ρ_l в максимуме бесфононного пика ГФЛ от кинетической энергии фотовозбужденных электронов E при возбуждении линейно поляризованным светом в различных структурах. 1 — зависимости $\rho_l(E)$ для СР GaAs/Al $_x$ Ga $_{1-x}$ As ($40 \text{ \AA}/6 \text{ \AA}$) с различным содержанием Al в барьерах ($x = 0.3 - 1$). Ширина электронной минизоны Δ для каждой СР указана вертикальной стрелкой. 2 — зависимости $\rho_l(E)$ для структуры с изолированными КЯ (QW) GaAs/AlAs ($40 \text{ \AA}/80 \text{ \AA}$) (a) и для объемного GaAs (f). В объемном GaAs (f) и СР с наиболее высокими барьерами ($x = 1$) экспериментальные данные аппроксимированы соответственно штриховой и сплошной прямыми, которые воспроизведены на всех остальных частях рисунка.

наклон зависимости $\rho_l(E)$ при $E > \Delta$ постепенно уменьшается с уменьшением высоты барьера. Наибольшие изменения наблюдаются в СР с $x = 0.3$ (данные 1 на рис. 1, f), где зависимость $\rho_l(E)$ очень похожа на зависимость в объемном GaAs (данные 2).

Из результатов рис. 1 следует, что, когда ширина первой электронной минизоны Δ сравнивается с шириной запрещенной зоны между первой и второй электронными

минизонами Δ_G , т.е. $\eta \approx 1$ ($x \approx 0.6$), пренебречь вкладом междузонных оптических переходов уже нельзя. Следовательно, $\eta > 1$ является условием для применения приближения сильной связи при вычислении матричных элементов межподзонных оптических переходов в СР. В дальнейшем мы будем называть образцы с $x > 0.6$ сверхрешетками с "узкими" минизонами, а образцы с $x < 0.6$ сверхрешетками с "широкими" минизонами.

3.2. Восстановление спин-импульсной корреляции в сверхрешетке

Другой экспериментальный результат, свидетельствующий о проявлении оптических свойств объемного GaAs в сверхрешетках, — это восстановление спин-импульсной корреляции по мере увеличения ширины минизон. Как обсуждалось ранее (см. введение), уменьшение циркулярной поляризации ρ_c (при циркулярно поляризованном возбуждении) в продольном магнитном поле свидетельствует о существовании корреляции между спином и импульсом фотовозбужденных электронов.

На рис. 2 показана зависимость ρ_c от магнитного поля B , измеренная в геометрии Фарадея, для электронов с кинетической энергией $E \approx 80-100$ мэВ. В объемном GaAs ρ_c быстро убывает с увеличением B из-за разрушения спин-импульсной корреляции. В СР с "узкими" минизонами ($x = 1, 0.8$) ρ_c не зависит от магнитного поля аналогично тому, как это происходит в КЯ, где корреляции между спином и импульсом нет из-за того, что компонента импульса $\hbar k_z$ отсутствует. Такое поведение $\rho_c(B)$ объясняется тем, что в СР с узкими минизонами матричные элементы межподзонных оптических переходов остаются такими же, как и в структурах с КЯ, так как вкладом междузонных переходов можно пренебречь. Однако уже в приближении сильной связи, если учесть вклад таких переходов, эффект спин-импульсной корреляции восстанавливается.

В приближении сильной связи волновые функции электрона в зоне проводимости (Φ) и в валентной зоне (Ψ) записываются в виде

$$\Phi = e^{ik\rho} \sum_n \varphi(z - na) e^{iQna},$$

$$\Psi = e^{ik\rho} \sum_n \psi(z - na) e^{iQna},$$

где $\varphi(z)$ и $\psi(z)$ — волновые функции в изолированной квантовой яме, a — период сверхрешетки, Q — минизонное волновое число, \mathbf{k} — волновой вектор в плоскости ямы. Матричный элемент оптического перехода в приближении сильной связи может быть записан в виде

$$\langle \Phi | \mathbf{D} \cdot \mathbf{e} | \Psi \rangle \propto f_0 + f_+ \cos(Qa) + f_- \sin(Qa), \quad (3)$$

$$f_0 = \langle \varphi(z) | \mathbf{D} \cdot \mathbf{e} | \psi(z) \rangle,$$

$$f_{\pm} = \langle \varphi(z+a) | \mathbf{D} \cdot \mathbf{e} | \psi(z) \rangle \pm \langle \varphi(z-a) | \mathbf{D} \cdot \mathbf{e} | \psi(z) \rangle, \quad (4)$$

где \mathbf{D} — оператор дипольного момента, \mathbf{e} — вектор поляризации возбуждающего света (для циркулярной поляризации $\mathbf{D} \cdot \mathbf{e} = D_x + iD_y$). Здесь учтены только члены, описывающие переходы из валентной зоны в зону проводимости внутри одной ямы (член f_0) и между соседними ямами (члены, содержащие f_{\pm}). За спин-импульсную корреляцию отвечает последний член в формуле (3), который меняет знак при замене Q на $-Q$. Именно этот член приводит для спина фотовозбужденного электрона

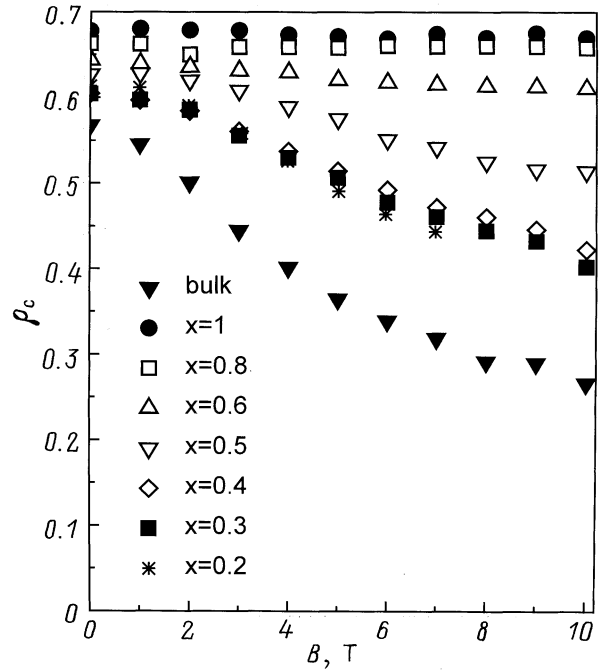


Рис. 2. Зависимость циркулярной поляризации ρ_c в максимуме бесфонного пика ГФЛ от магнитного поля B , измеренная в геометрии Фарадея при возбуждении циркулярно поляризованным светом, для СР с $x = 0.2-1$ и объемного GaAs. Кинетическая энергия фотовозбужденных электронов в СР соответствует $E \approx 80-100$ мэВ.

к появлению вклада, аналогичного формуле (2) с заменой множителя $\pm k_z$ на $\pm Q$.

Если речь идет о переходах в первую электронную подзону, то $\varphi(z) = \varphi(-z)$ и величина f_- отлична от нуля, только если дырочная функция $\psi(z)$ содержит нечетную часть. В первой подзоне тяжелых дырок при $k = 0$ для симметричной ямы такая часть отсутствует. Однако при $k \neq 0$ к состояниям с угловым моментом $+3/2$ ($-3/2$) примешиваются состояния $+1/2$ ($-1/2$), т.е. состояния легких дырок, причем нечетный вклад дают подзоны легких дырок с четными номерами.

Детальный расчет влияния магнитного поля на циркулярную поляризацию ГФЛ при рекомбинации электронов на акцепторных уровнях в фарадеевской геометрии потребовал бы знания матричных элементов оптических переходов, и мы не будем его проводить. Однако качественное согласие вышеописанной картины с экспериментальными данными следует из того факта, что это влияние становится заметным при таком содержании Al ($x = 0.4$), когда энергия второй подзоны легких дырок начинает превышать величину барьера в валентной зоне, так что интеграл перекрытия, обусловленный примесью этих состояний, становится существенным. Как следует из рис. 2, в СР с $x \leq 0.4$ эффект разрушения корреляции между спином и импульсом в магнитном поле уже сравним с таким же эффектом в объемном GaAs.

4. Линейная поляризация горячей фотолюминесценции в магнитном поле

В данном разделе анализируется поведение фотовозбужденных электронов в магнитном поле. В геометрии Фарадея магнитное поле направлено вдоль оси CP и приводит к вращению латерального вектора \mathbf{k} так же, как и в КЯ. Волновой вектор движения вдоль направления CP , \mathbf{Q} при этом не изменяется. Вследствие этого наблюдается деполяризация ГФЛ, и по аналогии с объемным GaAs [2,4] и КЯ [6,7] линейная поляризация зависит от магнитного поля как

$$\rho_l(B) = \rho_l(0)/(1 + 4\omega_c^2\tau^2), \quad (5)$$

где ω_c — циклотронная частота, τ — время ухода электрона из начального энергетического состояния, которое в нашем случае соответствует времени рассеяния на оптическом фононе. Однако влияние магнитного поля на движение электронов в КЯ, CP с узкими минизонами и объемном GaAs различается, когда \mathbf{B} лежит в плоскости ямы (геометрия Фойхта).

Зависимость степени линейной поляризации ρ_l от магнитного поля B в геометрии Фойхта при двух энергиях возбуждения для CP GaAs/AlAs ($40 \text{ \AA}/6 \text{ \AA}$) с шириной минизоны $\Delta = 120 \text{ мэВ}$ представлена на рис. 3, *a*. При возбуждении электронов с энергией, незначительно превышающей ширину минизоны, ($E \approx \Delta$) электроны движутся преимущественно вдоль направления CP (ось z). Поперечное магнитное поле приводит к уменьшению вектора \mathbf{Q} и увеличению компоненты латерального вектора, перпендикулярной магнитному полю, k_\perp так, что полная кинетическая энергия электрона E сохраняется. Вследствие этого наблюдается заметное изменение линейной поляризации (см. точки $1, 1'$ на рис. 3, *a*), которая зависит от анизотропии импульсного распределения в плоскости ямы. Если магнитное поле параллельно вектору поляризации возбуждающего света ($\mathbf{B} \parallel \mathbf{e}_{exc}$), происходит увеличение компоненты латерального импульса вдоль оси y , перпендикулярной вектору \mathbf{e}_{exc} , и в соответствии с формулой (1) следует ожидать роста поляризации, что и наблюдается в эксперименте (точки $1'$). Если магнитное поле перпендикулярно вектору поляризации ($\mathbf{B} \perp \mathbf{e}_{exc}$), то увеличивается компонента k_x и поляризация уменьшается (точки 1). Сплошная и штриховая кривые соответствуют расчету для геометрий $\mathbf{B} \parallel \mathbf{e}_{exc}$ и $\mathbf{B} \perp \mathbf{e}_{exc}$, выполненному в приближении сильной связи при условии, что перекрытием волновых функций электрона и дырки в соседних КЯ можно пренебречь [14]. В объемном GaAs, как показано на рис. 3, *b* (точки 3), также наблюдается изменение поляризации в магнитном поле, связанное с вращением выстроенных импульсов вокруг оси, совпадающей с направлением магнитного поля, однако в этом случае возможно лишь ее уменьшение. В КЯ поляризация не зависит от величины магнитного поля, поскольку в условиях экспери-

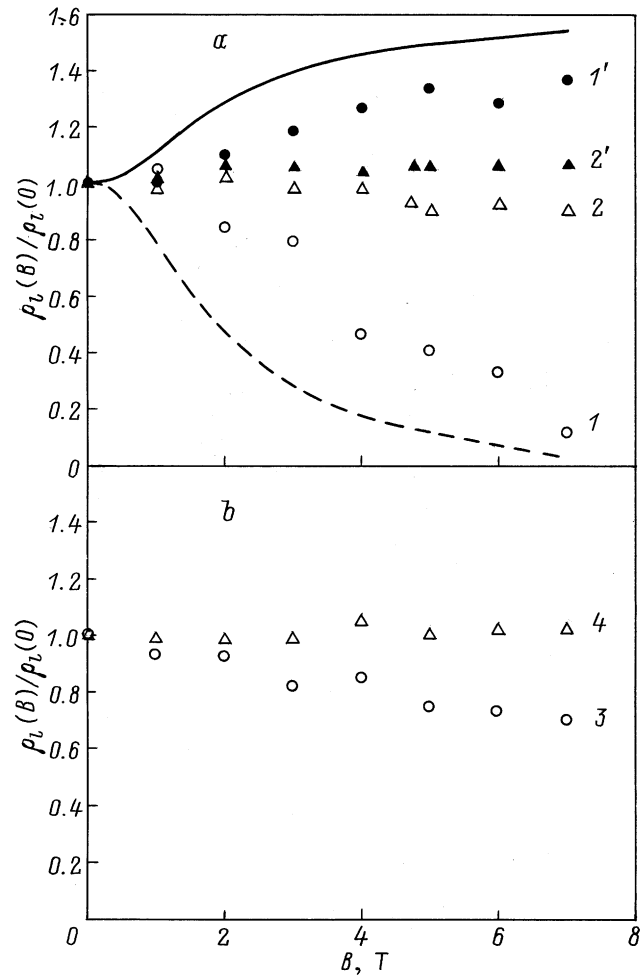


Рис. 3. Зависимость линейной поляризации ρ_l в максимуме бесфононного пика ГФЛ от магнитного поля B в геометрии Фойхта при линейно поляризованном возбуждении. *a* — CP GaAs/AlAs ($40 \text{ \AA}/6 \text{ \AA}$): 1, 1' — $E \approx \Delta$; 2, 2' — $E \approx 2\Delta$; 1', 2' — $\mathbf{B} \parallel \mathbf{e}_{exc}$; 1, 2 — $\mathbf{B} \perp \mathbf{e}_{exc}$; сплошная и штриховая кривые — расчет $\rho_l(B)$ в геометриях $\mathbf{B} \parallel \mathbf{e}_{exc}$ и $\mathbf{B} \perp \mathbf{e}_{exc}$ соответственно. *b* — объемный GaAs (3) и структуры с КЯ GaAs/AlAs ($40 \text{ \AA}/80 \text{ \AA}$) (4).

мента магнитная длина превышает ширину КЯ (точки 4 на рис. 3, *b*).

Следует отметить, что эффекты влияния магнитного поля на линейную поляризацию в CP и в объемном GaAs схожи, когда кинетическая энергия электрона незначительно превышает энергетическую ширину электронной минизоны ($E \approx \Delta$). При увеличении кинетической энергии электронов в CP в 2 раза, как следует из экспериментальных данных рис. 3, *a* (точки 2, 2'), зависимость поляризации аналогична той, что наблюдается в КЯ. Такое поведение объясняется тем, что латеральная кинетическая энергия ε_k возрастает при увеличении полной кинетической энергии электрона E . В случае, если ε_k заметно превосходит энергетическую ширину минизоны, изменение латерального импульса $\hbar k$ на величину $\sim \sqrt{2m_c\Delta}$ уже не является существенным.

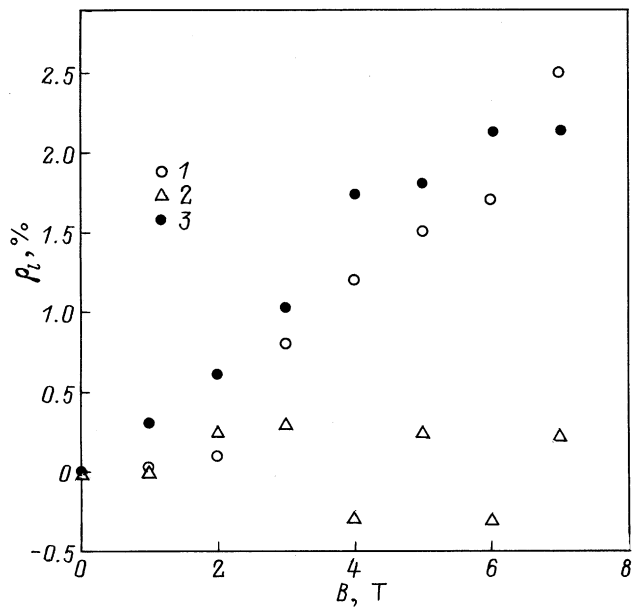


Рис. 4. Возникновение линейной поляризации ρ_l в магнитном поле B (геометрия Фойхта) при возбуждении циркулярно поляризованным светом для СР GaAs/AlAs ($40 \text{ \AA}/6 \text{ \AA}$) при $E \approx \Delta$ (1), структуры с изолированными КЯ GaAs/AlAs ($40 \text{ \AA}/80 \text{ \AA}$) (2), объемного GaAs (3). Положительный знак ρ_l означает, что вектор поляризации ГФЛ ϵ_{lum} преимущественно направлен вдоль магнитного поля \mathbf{B} ; эффект отсутствует в структуре с изолированными КЯ.

Особенности квазитрехмерного движения электронов в СР с узкими минизонами особенно ярко проявляются в эксперименте, когда магнитное поле приводит к возникновению линейной поляризации при неполяризованной накачке. На рис. 4 представлены зависимости $\rho_l(B)$ в КЯ (данные 2), СР с $x = 1$ (данные 1) и объемном GaAs (данные 3). Для определения степени линейной поляризации измерялись две компоненты интенсивности ГФЛ: параллельно ($I_{||}$) и перпендикулярно (I_{\perp}) направлению вектора \mathbf{B} . Так же, как и в объемном GaAs, в СР наблюдается возникновение линейной поляризации ГФЛ в магнитном поле, в то время как в КЯ этот эффект отсутствует. В объемном полупроводнике при неполяризованной накачке функция распределения по импульсам аксиально симметрична с осью симметрии вдоль направления распространения света [2], и при $\mathbf{B} = 0$ $\rho_l = 0$. Поперечное магнитное поле приводит к вращению распределения импульсов и возникновению анизотропии в плоскости, перпендикулярной направлению распространения света. Вследствие этого наблюдается появление линейной поляризации ГФЛ. Положительный знак ρ_l означает, что фотовозбужденные электроны движутся преимущественно вдоль луча света. В КЯ изменение линейной поляризации не происходит, так как в данных магнитных полях магнитная длина электронов больше, чем ширина квантовой ямы [7]. В СР поперечное магнитное поле трансформирует движение электронов вдоль СР

(вектор \mathbf{Q}) в движение в плоскости ям (компонента латерального вектора \mathbf{k} , перпендикулярная \mathbf{B}), если $E \leq \Delta$. Это, как и в объемном случае, проявляется в возникновении линейной поляризации ГФЛ. Положительный знак ρ_l в этом случае означает, что фотовозбужденные электроны движутся преимущественно вдоль СР.

Результаты, приведенные в данном разделе, подтверждают вывод о том, что функция распределения импульсов фотовозбужденных электронов в "узкозонных" СР вытянута вдоль направления СР, если $E \leq \Delta$.

5. Заключение

Образование электронной минизоны в СР GaAs/Al_xGa_{1-x}As приводит к тому, что функция импульсного распределения фотовозбужденных электронов сильно зависит от соотношения между их кинетической энергией E и шириной электронной минизоны Δ . Это объясняется тем, что большинство электронов, рождающихся с $E \leq \Delta$, движутся вдоль СР, в то время как электроны, рождающиеся с $E > \Delta$, движутся преимущественно в плоскости ям. Особенно ярко это проявляется в зависимости линейной поляризации от магнитного поля в геометрии Фойхта. По мере увеличения ширины электронных и дырочных минизон в СР происходит существенное изменение матричных элементов оптических переходов. Зависимость поляризации от кинетической энергии фотовозбужденных электронов становится схожа с соответствующей зависимостью в объемном полупроводнике, т.е. слабо зависит от энергии. В СР с широкими минизонами обнаружено восстановление эффекта спин-импульсной корреляции, характерного для объемного GaAs, но отсутствующего в структурах с КЯ. Из этих результатов следует, что переход от квазитрехмерного характера выстраивания импульсов и ориентации спинов фотовозбужденных электронов к пределу объемного полупроводника происходит, когда ширина первой электронной минизоны сравнивается с шириной первой запрещенной зоны СР. Это условие является пределом применимости приближения сильной связи для вычисления матричных элементов межподзонных оптических переходов.

Список литературы

- [1] D.N. Mirlin, I.Ya. Karlik, L.P. Nikitin, I.I. Reshina, V.F. Sapaga. Sol. St. Commun., **37**, 757 (1981).
- [2] Б.П. Захарченя, Д.Н. Мирлин, В.И. Перель, И.И. Решина. УФН, **136** (3), 459 (1982).
- [3] S.A. Lyon. J. Luminesc., **35**, 121 (1986).
- [4] М.А. Алексеев, И.Я. Карлик, Д.Н. Мирлин, В.Ф. Сапега. ФТП, **23** (5), 761 (1989).
- [5] D.N. Mirlin, V.I. Perel'. Semicond. Sci. Technol., **7**, 1221 (1992).
- [6] В.Р. Zakharchenya, P.S. Kop'ev, D.N. Mirlin, D.G. Polyakov, I.I. Reshina, V.F. Sapaga, A.A. Sirenko. Sol. St. Commun., **69** (2), 203 (1989).

- [7] П.С. Копьев, Д.Н. Мирлин, Д.Г. Поляков, И.И. Решина, В.Ф. Сапега, А.А. Сиренко. ФТП, **24** (7), 1200 (1990).
- [8] J.A. Kash, M. Zachau, M.A. Tischler, U. Ekenberg. Phys. Rev. Lett., **69** (15), 2260 (1992).
- [9] M. Zachau, J.A. Kash, W.T. Masselink. Phys. Rev. B, **44** (8), 4048 (1991).
- [10] Д.Н. Мирлин, В.Ф. Сапега, А.А. Сиренко, М. Кардона, К. Плуг. ФТП, **27** (6), 990 (1993).
- [11] И.А. Меркулов, В.И. Перель, М.Е. Портной. ЖЭТФ, **99** (4), 1202 (1991).
- [12] И.Я. Карлик, Д.Н. Мирлин, Л.П. Никитин, Д.Г. Поляков, В.Ф. Сапега. Письма ЖЭТФ, **36** (5), 155 (1982).
- [13] В.Ф. Сапега, В.И. Перель, А.Ю. Добин, Д.Н. Мирлин, И.А. Акимов, Т. Руф, М. Кардона, К. Эберл. Письма ЖЭТФ, **63** (4), 285 (1996).
- [14] V.F. Sapega, V.I. Perel', A.Yu. Dobin, D.N. Mirlin, I.A. Akimov, T. Ruf, M. Cardona, K. Eberl. Phys. Rev. B, **56** (11), 6871 (1997).
- [15] В.Ф. Сапега, В.И. Перель, Д.Н. Мирлин, И.А. Акимов, Т. Руф, М. Кардона, В. Винтер, К. Эберл. ФТП, **33** (6), 738 (1999).

Редактор Л.В. Шаронова

Momentum alignment and spin orientation of photoexcited electrons in GaAs under transition from two-dimensional to three-dimensional structures

I.A. Akimov, D.N. Mirlin, V.I. Perel', V.F. Sapega

Ioffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St.Petersburg, Russia

Abstract We have studied the effect of miniband formation on the selection rules for optical transitions in superlattices using the method of polarized photoluminescence of hot electrons. It is shown that in the range of miniband parameters in superlattices two regions can be distinguished, which are controlled by their own selection rules. The peculiarities of selection rules for each region reveal manifest themselves in linear and circular polarizations of photoluminescence, the momentum distribution function of photoexcited electrons, and the electron behavior in the magnetic field.