

Вертикальный транспорт горячих электронов в сверхрешетках GaAs/AlAs

© Д.Н. Мирлин, В.Ф. Сапега[¶], В.М. Устинов

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

(Получена 11 ноября 2003 г. Принята к печати 12 ноября 2003 г.)

Методами поляризованной горячей фотолюминесценции исследованы особенности баллистического транспорта горячих фотовозбужденных электронов из сверхрешетки в уширенную квантовую яму. Установлено, что подавляющая часть фотовозбужденных электронов успевает термализоваться до захвата в уширенную квантовую яму. Однако малая часть фотовозбужденных электронов достигает уширенной квантовой ямы баллистически, сохраняя анизотропию распределения по импульсам или спиновую ориентацию, возникшую в результате поглощения линейно или циркулярно поляризованного света в сверхрешетке.

1. Введение

Уменьшение ширины барьеров между соседними квантовыми ямами (КЯ) в полупроводниковой сверхрешетке (СР) приводит к увеличению перекрытия между электронными состояниями соседних КЯ. Такое взаимодействие между соседними КЯ приводит к существенной модификации энергетического спектра СР, что проявляется в возникновении минизон, разделенных запрещенными зонами в спектре носителей заряда. Возникновение минизон в спектре носителей заряда, в свою очередь, существенно сказывается на транспортных свойствах СР. В частности, в СР с минизонами возможно движение носителей заряда вдоль направления роста СР (так называемый вертикальный транспорт). Исследование вертикального транспорта в СР привлекает внимание, поскольку для таких структур было предсказано возникновение отрицательного дифференциального сопротивления [1] и блоховских осцилляций [2]; кроме того, подобные структуры позволяют исследовать эффекты локализации, возникающие из-за флуктуаций структурных параметров СР [3,4].

Вертикальный транспорт и эффекты локализации в СР исследовались оптическими методами, поскольку именно эти методы позволяют получать высокое спектральное и временное разрешение по сравнению с обычными электрическими методами. Идея таких методов основана на введении в СР уширенной КЯ, которая служит индикатором электронов, инжектированных из СР. С помощью такой методики в основном исследовалось поведение термализованных носителей заряда или экситонов, на транспорт которых существенно влияют эффекты локализации в СР. С другой стороны, исследование транспорта горячих носителей заряда в СР в отличие от объемного полупроводника осложнено тем, что приложение внешних полей, магнитных или электрических, заметно меняет электронный спектр СР. В данной работе, как и в более ранних работах, мы использовали метод уширенной КЯ, однако в отличие от предшествующих работ мы исследовали спектр инжектированных из СР носителей заряда. С этой целью

исследовался спектр горячих электронов, возбужденных высоко в зону проводимости фотонами с энергией, заметно превышающей ширину запрещенной зоны СР. Ранее нами было показано [5–7], что в СР функция распределения горячих фотовозбужденных электронов по квазиимпульсам сильно анизотропна, а степень ее анизотропии сильно зависит от энергии возбуждающих фотонов. Можно ожидать, что эта анизотропия проявится в зависимости числа инжектированных в КЯ электронов от энергии возбуждающих фотонов.

В данной работе исследована интенсивность и поляризация фотолюминесценции электронов, инжектированных в уширенную КЯ из СР. Установлено, что распределение по импульсам электронов, инжектированных из СР, заметно отличается от распределения, первоначально созданного в СР в результате оптического возбуждения. Показано, что в основном электроны успевают термализоваться в СР прежде, чем они достигают уширенной КЯ. Однако малая доля электронов инжектируется в КЯ в результате баллистического вертикального транспорта. Эти электроны частично сохраняют анизотропию импульсного выстраивания или спиновую ориентацию, первоначально созданную в СР в результате поглощения линейно или циркулярно поляризованного света. Электроны, связанные с дырками в экситоны, в основном, по-видимому, локализируются в СР на несовершенствах СР.

2. Эксперимент

Эксперименты были выполнены на структуре, содержащей нелегированную СР GaAs/AlAs и уширенную КЯ GaAs. Нелегированная СР была выращена на подложке с ориентацией (100). Ширины КЯ (L_w) и барьеров (L_b) в СР были фиксированными и составляли соответственно 40 и 6 Å, а число периодов составляло 60. На СР была выращена легированная Be ($\sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$) уширенная (100 Å) КЯ GaAs (схематично данная структура показана на рис. 1). Также были выращены две тестовые структуры, одна из которых представляла собой СР (40/6) Å, легированную Be, другая — структуру с КЯ

[¶] E-mail: sapega@dnm.ioffe.rssi.ru

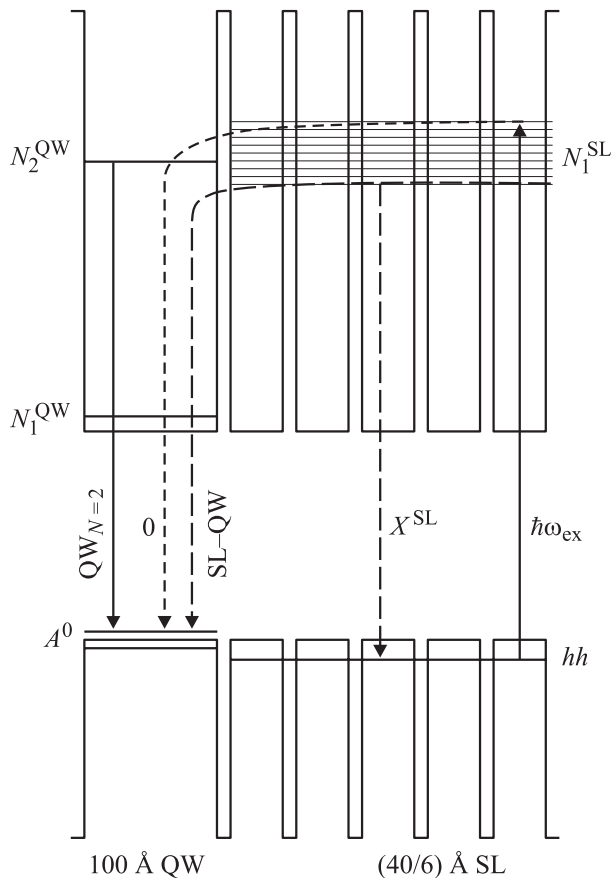


Рис. 1. Схематическое изображение структуры CP + КЯ [(40/6) + 100] Å и оптические переходы, наблюдаемые в спектрах фотолюминесценции (см. рис. 2). Обозначения на схеме соответствуют обозначениям на рис. 2. N_1^{QW} и N_2^{QW} — уровни размерного квантования уширенной КЯ, N_1^{SL} — первая минизона CP.

(100/100) Å, также легированную Be. Тестовые CP и КЯ использовались для интерпретации спектров структуры CP + КЯ. Для возбуждения горячей фотолюминесценции (ГФЛ) использовались перестраиваемый титан-сапфировый лазер, накачиваемый Ag⁺-ионным лазером. Фотолюминесценция регистрировалась двойным решеточным монохроматором ДФС-24, снабженным фотумножителем с системой счета фотонов. Эксперименты по деполаризации ГФЛ были выполнены в магнитных полях $B \leq 7$ Тл в геометрии Фойхта (магнитное поле перпендикулярно волновому вектору фотона и лежит в плоскости слоев CP) или Фарадея (магнитное поле совпадает с направлением роста CP и с волновым вектором фотона). Линейная поляризация ГФЛ измерялась на высокочастотном крае спектра, и ее величина определялась с помощью стандартного выражения

$$\rho_l = \frac{I_{\parallel} - I_{\perp}}{I_{\parallel} + I_{\perp}},$$

где I_{\parallel} и I_{\perp} — интенсивности люминесценции, поляризованной так же, как возбуждающие фотоны ($\mathbf{e}_{lum} \parallel \mathbf{e}_{ex}$)

или перпендикулярно их поляризации ($\mathbf{e}_{lum} \perp \mathbf{e}_{ex}$) соответственно.

3. Результаты и обсуждение

На рис. 2 представлены спектры фотолюминесценции структуры CP + КЯ, полученные при возбуждении люминесценции фотонами с различной энергией $\hbar\omega_{ex}$ (спектр 1 — $\hbar\omega_{ex} = 1.833$ эВ, спектр 2 — $\hbar\omega_{ex} = 1.664$ эВ). Наиболее интенсивная полоса, обозначенная на спектре 1 как X^{SL} , обусловлена рекомбинацией экситонов в CP (соответствующие оптические переходы показаны на рис. 1). Слабое плечо ($QW_{N=2}$), по-видимому, связано с рекомбинацией через уровень акцептора электронов со второго уровня размерного квантования уширенной ямы. Слабая линия (обозначенная на спектре как SL-QW) наблюдается в спектре, только когда энергия возбуждающих фотонов превышает запрещенную зону CP. Это подтверждает спектр 2, полученный при возбуждении фотонами с энергией $\hbar\omega_{ex} = 1.664$ эВ, что ниже по энергии экситонной полосы X^{SL} CP. На высокоэнергетичном крае спектра также

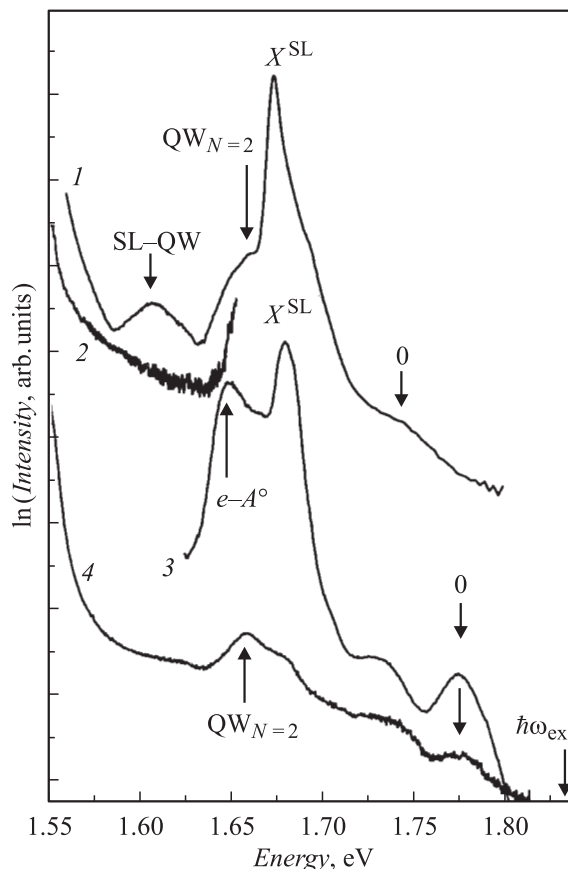


Рис. 2. Спектры фотолюминесценции структуры CP + КЯ [(40/6) + 100] Å при энергиях возбуждения $\hbar\omega_{ex} = 1.833$ эВ (1) и 1.664 эВ (2). Спектры тестовых CP (3) и КЯ (4) получены при возбуждении фотонами с энергией $\hbar\omega_{ex} = 1.833$ эВ. Температура измерения $T = 4$ К. Особенности в спектрах объясняются в тексте и на рис. 1.

Линейная и циркулярная поляризация ГФЛ, измеренная в СР (40/6) Å, КЯ 100 Å и структуре СР + КЯ [(40/6) + 100] Å

Поляризация	СР (40/6) Å	КЯ 100 Å	СР + КЯ [(40/6) + 100] Å
ρ_l	0.08	0.27	0.16
ρ_c	0.69	0.18	0.3

наблюдается ступенька 0, положение которой зависит от энергии возбуждающего света. При увеличении энергии возбуждения эта ступенька сдвигается в область больших энергий, однако при энергиях возбуждения, меньших, чем ширина запрещенной зоны СР, она в спектре ФЛ отсутствует (ср. спектры 1 и 2). В отличие от рассмотренных ранее линий ФЛ, ступенька 0 линейно поляризована при возбуждении линейно поляризованным светом. При возбуждении циркулярно поляризованным светом ступенька 0 и полоса SL-QW циркулярно поляризованы, однако степень циркулярной поляризации ступеньки 0 вдвое превышает степень поляризации полосы SL-QW. Значения линейной и циркулярной поляризаций (ρ_l и ρ_c), измеренные на высокочастотном крае спектра ГФЛ (точка 0 в спектре), приведены в таблице.

Для сравнения на рис. 2 приведены спектры интенсивности ФЛ тестовых структур — СР (спектр 3) и структуры с КЯ (спектр 4), полученные при возбуждении фотонами с энергией $\hbar\omega_{ex} = 1.833$ эВ. В спектре 3 тестовой СР, кроме экситонной полосы X^{SL} , наблюдается также полоса $e-A^0$, обусловленная рекомбинацией термализованных электронов с дырками на акцепторе (отметим, что тестовая СР, в отличие от СР в структуре СР + КЯ, легирована акцепторами). Стрелками с обозначением 0 на спектрах 3 и 4 отмечены точки, в которых измерялись линейная и циркулярная поляризации ФЛ в тестовых структурах, а измеренные в этих спектральных точках величины поляризаций представлены в таблице.

На рис. 3 приведены зависимости интенсивности полос X^{SL} и SL-QW от величины внешнего магнитного поля, приложенного в геометрии Фойхта (т.е. магнитное поле лежит в плоскости слоев КЯ). В магнитном поле интенсивность полосы X^{SL} заметно возрастает (в ~ 1.5 раза) при увеличении поля от 3 до 6 Тл. Напротив, интенсивность полосы SL-QW слегка (на $\sim 10\%$) уменьшается при изменении магнитного поля в этом диапазоне. Интенсивности полос люминесценции $e-A^0$ и $QW_{N=2}$ практически не зависят от магнитного поля.

Обсудим природу полосы SL-QW и ступеньки 0. Линейно поляризованная ступенька 0 и неполяризованная полоса SL-QW наблюдаются в спектре ФЛ только при возбуждении фотонами с энергией, превышающей ширину запрещенной зоны СР. Поэтому мы полагаем, что ступенька 0 и полоса SL-QW обусловлены рекомбинацией через уровень акцептора, локализованного в уширенной КЯ, электронов, инжектированных из СР. При этом предполагается, что линейно поляризованная ступенька 0 обусловлена рекомбинацией через уровень акцептора КЯ электронов, возбужденных в СР и баллистически (т.е. не испытав энергетической и импульсной

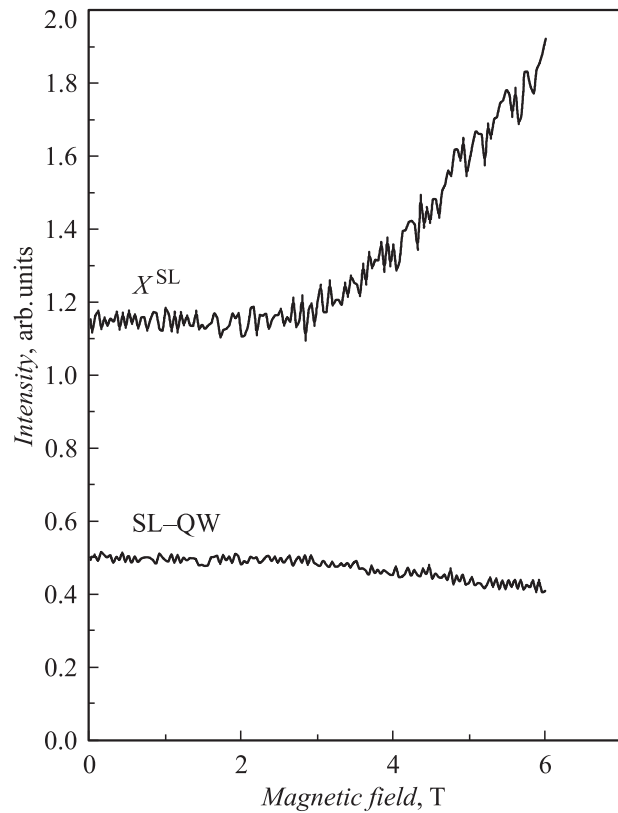


Рис. 3. Зависимости интенсивности полос X^{SL} и SL-QW от магнитного поля, приложенного перпендикулярно направлению роста СР (геометрия Фойхта). Температура измерения $T = 4$ К.

релаксации) достигших уширенной КЯ. О баллистическом характере транспорта свидетельствует заметная линейная и циркулярная поляризация ГФЛ электронов, инжектированных из СР.

Действительно, поглощение линейно или циркулярно поляризованного света в СР приводит к выстраиванию по импульсам или ориентации по спинам фотовозбужденных электронов [5–7]. Эти электроны за время баллистического транспорта из СР в уширенную КЯ частично сохраняют выстраивание по импульсам или ориентацию по спинам. Поэтому при рекомбинации выстроенных по импульсам или ориентированных по спинам электронов с равновесными дырками на акцепторах рождаются линейно или циркулярно поляризованные фотоны. Поскольку акцепторами легирована только уширенная КЯ, линейно или циркулярно поляризованное излучение обусловлено рекомбинацией электронов, возбужденных в СР и баллистически достигших уширенной КЯ. Поляризованная ГФЛ могла бы быть обусловлена рекомбинацией электронов непосредственно с дырками в СР, но мы такую возможность исключаем, поскольку СР акцепторами не легирована. С другой стороны, электроны, возбужденные в КЯ при линейно или циркулярно поляризованной накачке, также рекомбинируют с дырками на акцепторах с излучением поляризованных фотонов. Однако доля таких электронов, по-видимому,

мала из-за малости размера КЯ по сравнению со всей СР. Это подтверждается исследованиями спектра ГФЛ, полученного при возбуждении фотонами с энергиями, меньшими ширины запрещенной зоны СР, т.е. когда электроны рождаются только в КЯ. При таком возбуждении ступенька 0 в спектре КЯ не наблюдается (ср. спектр 2 и спектр 1 на рис. 2).

Сравним поляризационные характеристики ГФЛ, измеренные в бесфонных пиках 0 СР, КЯ, и ступеньки 0. Измеренная в эксперименте степень линейной поляризации ступеньки 0 (см. таблицу) оказалась равной 16%, что существенно превышает степень поляризации бесфонного пика, измеренную в тестовой СР с параметрами, аналогичными СР в системе СР + КЯ. В тестовой СР поляризация ГФЛ при аналогичном возбуждении (кинетическая энергия фотовозбужденных электронов сравнима с шириной минизоны СР) не превышает $\rho_l \approx 0.08$. С другой стороны, линейная поляризация полосы 0 заметно меньше, чем поляризация бесфонного пика, измеренная при той же энергии в КЯ, аналогичной уширенной КЯ в системе СР + КЯ. Это означает, что электроны, инжектированные из СР в КЯ, частично сохраняют выстраивание по импульсам, созданное в СР в результате поглощения линейно поляризованного света. Это также означает, что электроны достигают уширенной КЯ в результате баллистического транспорта. Обсудим причины, приводящие к уменьшению линейной поляризации ГФЛ электронов, инжектированных в КЯ из СР, по сравнению с ее поляризацией в тестовой СР.

В полупроводниковой СР поглощение линейно или циркулярно поляризованного света приводит к выстраиванию по импульсам или ориентации по спинам фотовозбужденных носителей заряда, причем степень выстраивания электронов по импульсам или ориентации по спинам зависит от соотношения кинетической энергии движения электронов в плоскости слоев СР и их энергии движения в направлении роста СР (z) [6]. Соответственно линейная и циркулярная поляризация ГФЛ в СР зависит от энергии рекомбинирующих электронов. Это связано с тем, что одна и та же полная кинетическая энергия фотовозбужденных электронов может реализовываться при различных энергиях минизонного движения и движения в плоскости (латеральное движение) СР. Электроны, рожденные с z -компонентой волнового вектора $Q_z \approx 0$ обладают наибольшим латеральным квазиимпульсом и соответственно при рекомбинации рождают фотоны с наибольшей линейной или наименьшей циркулярной поляризацией [6]. Напротив, электроны, у которых полная кинетическая энергия совпадает с кинетической энергией минизонного движения, имеют наименьший квазиимпульс ($k \approx 0$) в плоскости СР, а потому при рекомбинации рождают фотоны с наибольшей циркулярной и близкой к нулю линейной поляризацией. Очевидно, что из всего спектра фотовозбужденных в СР электронов с наименьшей вероятностью достигают уширенной КЯ как электроны с волновым вектором $Q \approx \pi/(L_w + L_b)$ (такие электроны испытывают брэгговские отражения на границе минизоны Бриллюэна

СР), так и электроны с волновым вектором $Q \approx 0$. Следовательно, эти две группы электронов вносят вклад в ГФЛ инжектированных в КЯ электронов с наименьшей вероятностью. Поэтому линейная и циркулярная поляризация ГФЛ определяется электронами, баллистически инжектированными в КЯ с ненулевым латеральным и неэкстремальным минизонным квазиимпульсом ($0 < Q < \pi/(L_w + L_b)$). Рекомбинационное излучение таких электронов в уширенной КЯ оказывается частично линейно или циркулярно поляризованным. Следует отметить, что степень выстраивания электронов по импульсам или степень ориентации по спинам могут измениться в процессе захвата в КЯ. Однако наши результаты (заметная линейная и циркулярная поляризация ГФЛ) свидетельствуют о том, что при захвате в КЯ импульсное выстраивание и спиновая ориентация не релаксируют полностью.

Неполяризованную полосу SL-QW мы связываем с рекомбинацией через уровень акцептора КЯ электронов, инжектированных из СР. Однако энергетическое положение этой полосы и тот факт, что она не поляризована линейно, свидетельствуют об инжекции электронов в КЯ со дна минизоны проводимости СР. Очевидно, что функция распределения электронов по квазиимпульсам, достигших дна минизоны СР, изотропна, а их рекомбинационное излучение не поляризовано линейно. В соответствии с таким объяснением природы этой полосы, ее энергетическое положение определяется положением дна минизоны и потому не должно зависеть от энергии возбуждающего света (в отличие от ступеньки 0). Очевидно, отношение интенсивностей ступеньки 0 и полосы SL-QW соответствует отношению вероятности достижения электроном уширенной КЯ в результате баллистического и небаллистического вертикального транспорта. Отношение интенсивностей полосы SL-QW и ступеньки 0, измеренное в эксперименте, составляет $I_{(0)}/I_{(SL-QW)} \approx 0.07$. Это означает, что подавляющая часть фотовозбужденных электронов успевает термализоваться в СР до захвата в уширенную КЯ.

В магнитном поле (см. рис. 3), приложенном в геометрии Фойхта, интенсивность полосы SL-QW, как и следовало ожидать, слегка уменьшается. Уменьшение интенсивности связано с тем, что магнитное поле приводит к локализации термализованных в СР электронов. С другой стороны, такая локализация способствует связыванию термализованного электрона с дыркой и тем самым — к формированию экситона в СР. Этот эффект проявляется в заметном росте (в 1.5 раза) интенсивности экситонной люминесценции (полоса X^{SL}) из СР, что согласуется с выводами работы [8].

4. Заключение

Исследованы особенности вертикального транспорта горячих, выстроенных по импульсу и ориентированных по спине электронов, из СР GaAs/AlAs в уширенную КЯ. Показано, что при баллистическом транспорте горячие

электроны частично сохраняют анизотропию функции распределения по квазиимпульсам или спиновую ориентацию, созданные соответственно при возбуждении линейно или циркулярно поляризованным светом. Показано, что только $\sim 7\%$ фотовозбужденных электронов достигают уширенной КЯ баллистически. Большая часть фотовозбужденных электронов успевает термализоваться в СР до захвата в КЯ. Показано, что магнитное поле, приложенное перпендикулярно направлению роста СР, приводит к локализации электронов в СР и тем самым уменьшает поток электронов из СР в КЯ.

Авторы глубоко признательны проф. В.И. Перелю за полезные обсуждения.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ (№ 02-02-17673), Министерства науки и программы РАН „Спинтроника“.

Список литературы

- [1] L. Esaki, R. Tsu. IBM J. Res. Dev., **14**, 61 (1970).
- [2] C. Zener. Proc. Royal Soc. (London), Ser. A, **145**, 523 (1934).
- [3] Yu.A. Pusep, A.J. Chiquito, S. Mergulha, J.C. Galzerani. Phys. Rev. B, **56**, 3892 (1997).
- [4] T. Amand, J. Barrau, X. Marie, N. Lauret, B. Darreys, M. Brousseau, F. Laruelle. Phys. Rev. B, **47**, 7155 (1993).
- [5] В.Ф. Сапега, В.И. Перель, А.Ю. Добин, Д.Н. Мирлин, И.А. Акимов, Т. Руф, М. Кардона, К. Эберл. Письма ЖЭТФ, **63**, 305 (1996).
- [6] 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**, 6871 (1997).
- [7] V.F. Sapega, V.I. Perel', A.Yu. Dobin, D.N. Mirlin, I.A. Akimov, T. Ruf, M. Cardona, K. Eberl. Phys. St. Sol. (b), **204**, 141 (1997).
- [8] V.F. Aguekian, B.S. Monozon, C.A. Bates, J.L. Dunn, T. Komatsu, N. Miura, K. Uchida. Phys. Rev. B, **56**, 1479 (1997).

Редактор Л.В. Шаронова

Vertical transport of hot electrons in GaAs/AlAs superlattices

D.N. Mirlin, V.F. Sapega, V.M. Ustinov

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

Abstract Vertical transport of hot electrons from superlattice (SL) into an enlarged quantum well (QW) is studied by means of polarized hot electron photoluminescence (HPL). It is demonstrated that most electrons undergo fast thermalization before the capture into the enlarged QW. However a small share of electrons reach the broadened QW by means of the ballistic transport. These electrons retain anisotropy of the momentum distribution or arising in SL due to the absorption of the circularly or linearly polarized light.