

шетки. Важная роль такого механизма рассмотрена в [8, 9]. Во-вторых, те же упругие волны могут модулировать активационный барьер, определяющий связь иона железа в комплексе, и при большой плотности ионного тока способствовать распаду этих комплексов.

Л и т е р а т у р а

- [1] Павлов П. В. — *Вопр. ат. науки и техн., сер. Физика радиац. поврежд. и радиац. матер.*, 1984, в. 3 (31), с. 95—102.
- [2] Pavlov P. V., Tetelbaum D. I., Skupov V. D., Semin Yu. A., Zorina G. V. — *Phys. St. Sol. (a)*, 1986, v. 94, N 1, p. 395—402.
- [3] Калинушкин В. П., Кузнеценко Т. А., Маненков А. А. и др. — В кн.: Тез. докл. I Всес. конф. «Физические и физико-химические основы микроэлектроники». Вильнюс, М., 1987, с. 70—71.
- [4] Павлов П. В., Демидов Е. С., Зорина Г. В. — *ФТП*, 1987, т. 21, в. 6, с. 984—988.
- [5] Демидов Е. С., Зорина Г. В., Карзанов В. В., Павлов П. В. — В кн.: Тез. докл. Всес. конф. «Ионно-лучевая модификация материалов». Черноголовка, 1987, с. 125.
- [6] Омеляновский Э. М., Фистуль В. П. *Примеси переходных металлов в полупроводниках*. М., 1983. 192 с.
- [7] Amsterlaan C. A. J. — *Lect. Not. Phys.*, 1983. Proc. Int. School. Matrafured, Sept. 13—17, 1982, p. 111—119.
- [8] Павлов П. В., Семин Ю. А., Скупов В. Д., Тетельбаум Д. И. — *ФТП*, 1986, т. 20, в. 3, с. 503—507.
- [9] Семин Ю. А., Скупов В. Д., Тетельбаум Д. И. — В кн.: Тез. докл. XVII Всес. совещ. по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами. М., 1987, с. 104.

Горьковский исследовательский
физико-технический институт
ГТУ им. Н. И. Лобачевского

Получено 10.03.1988
Принято к печати 2.08.1988

ФТП, том 23, вып. 3, 1989

О ВЛИЯНИИ НЕОДНОРОДНОСТИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ И ДЫРОК НА СПЕКТРЫ ИЗЛУЧЕНИЯ ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНОЙ ПЛАЗМЫ

Батырев В. А., Лукашевич П. Г.

Ширина запрещенной зоны в полупроводниках зависит от концентрации электронно-дырочных (ЭД) пар. Поэтому можно ожидать, что и контур спектра межзонных переходов будет зависеть от вида распределения ЭД пар по кристаллу.

В данном сообщении показано, что одной из возможных причин деформации контуров спектров рекомбинационного излучения (РИ) электронно-дырочной плазмы (ЭДП) в полупроводниках может быть и неоднородное распределение ЭД пар в кристаллах.

Предположим, что распределение ЭД пар является неоднородным только по глубине кристалла l . Тогда в случае разрешенных прямых межзонных переходов (см. [1]) спектр спонтанного излучения ЭДП будет иметь вид

$$I(h\nu) \sim \int_0^{\infty} S [h\nu - E'_g(l)]^{1/2} \left\{ \exp \left[\frac{m_h^*}{m_e^* + m_h^*} \frac{h\nu - E'_g(l)}{kT} - \frac{\mu_e(l)}{kT} \right] + 1 \right\}^{-1} \times \\ \times \left\{ \exp \left[\frac{m_e^*}{m_e^* + m_h^*} \frac{h\nu - E'_g(l)}{kT} - \frac{\mu_h(l)}{kT} \right] + 1 \right\}^{-1} dl, \quad (1)$$

где $E'_g(l)$ — ширина запрещенной зоны в возбужденной области кристалла, m_e^* , m_h^* , $\mu_e(l)$, $\mu_h(l)$ — эффективные массы и химические потенциалы электронов и дырок, отсчитанные от экстремумов соответствующих зон, S — площадь центральной части пятна, с которой регистрируется излучение.

Ширина запрещенной зоны в возбужденной области кристалла $E'_g(l) = E_g^0 + \Delta E_g(l)$, где E_g^0 — ширина запрещенной зоны в невозбужденной области. Согласно известным представлениям [2], уменьшение ширины запрещен-

ной зоны за счет обменного и корреляционного взаимодействий носителей заряда равно

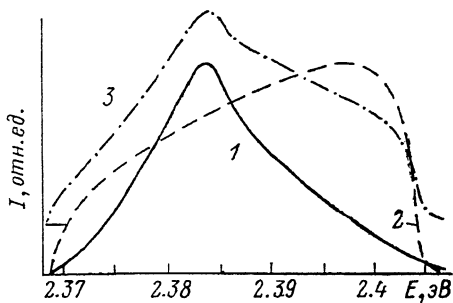
$$\Delta E_p(l) = - \frac{4.8316 + 5.0879r_s(l)}{0.0152 + 3.0426r_s(l) + r_s^2(l)} E_{ex}. \quad (2)$$

Здесь E_{ex} — энергия связи свободных экситонов, $r_s(l) = [3/4\pi n(l)]^{1/3} (1/a_{ex})$ — расстояние между квазичастицами, выраженное в единицах боровского радиуса свободных экситонов a_{ex} .

На рисунке представлены контуры спектров РИ ЭДП в прямозонном полупроводнике, рассчитанные для неоднородного распределения ЭД пар $n = n_0 \exp(-k_n l)$, где $k_n = 5 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$, $n_0 = 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (кривая 1), и однородного распределения ЭД пар с концентрацией 10^{18} см^{-3} (кривая 2). Расчеты по формулам (1), (2) выполнены с использованием известных выражений для химических потенциалов электронов и дырок [3], параметров теллурида цинка (см. [4]) и $T = 4.2 \text{ К}$.

Легко видеть, что контуры спектров, рассчитанные для различных распределений ЭД пар, качественно различаются. При этом затянутое длинноволновое и коротковолновое крылья спектров при неоднородном распределении, очевидно, не могут быть связаны с наличием хвостов плотности состояний у С- или V-зоны или со значительным повышением температуры ЭД пар соответственно.

Следует отметить, что выбранный случай неоднородного распределения,



Рассчитанные спектры РИ ЭДП в кристаллах ZnTe для различных видов распределений ЭД пар и $T = 4.2 \text{ К}$.

если пренебречь диффузией электронов и дырок, соответствует распределению ЭД пар в соединениях $A^{III}B^V$ и $A^{II}B^{VI}$ при однофотонном возбуждении. Легко видеть, что при одинаковых значениях n_0 , но различных экспоненциальных распределений при пренебрежении эффектами перепоглощения и стимулированного излучения контур спектра излучения ЭДП не зависит от величины коэффициента поглощения k_n . Однако интенсивность полосы при фиксированном n_0 будет увеличиваться с уменьшением k_n .

Еще более сложный вид имеет контур спектра, рассчитанный для распределения, когда $n_0 = 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и остается постоянной до $l = 0.5 \text{ мкм}$, а далее падает по указанному ранее экспоненциальному закону (кривая 3). В этом случае на длинноволновом и коротковолновом крыльях контура спектра появляются дополнительные перегибы, которые при пренебрежении неоднородностью распределения ЭД пар могут быть необоснованно связаны с разгоранием новых полос, отражающих другие механизмы рекомбинации неравновесных носителей заряда.

Рассмотренные выше модели распределения не претендуют на строгое отражение реальных распределений ЭД пар в сильно возбужденных полупроводниках. Детальные расчеты контуров спектров с учетом диффузии и других свойств неравновесных электронов и дырок будут приведены в отдельной работе. Однако выполненные расчеты свидетельствуют о том, что неоднородность распределения неравновесных электронов и дырок оказывает влияние на вид длинноволновых и коротковолновых крыльев, а также на положение максимумов контура спектра, причем независимо от типа межзонных переходов. Это создает трудности на пути корректного определения по спектрам РИ типа межзонных переходов, вида хвостов плотности, состояний у С- и V-зон, температуры и концентрации носителей заряда, а также других параметров ЭДП и сильно возбужденных кристаллов.

Авторы выражают благодарность В. А. Самойлюковичу за обсуждение работы.

- [1] Грибковский В. П. Теория поглощения и испускания света в полупроводниках. Минск, 1975. 464 с.
 [2] Блекмор Дж. Статистика электронов и дырок в полупроводниках. М., 1964. 392 с.
 [3] Vashista P., Kalea R. K. — Phys. Rev. B, 1982, v. 25, N 10, p. 6492—6495.
 [4] Лукашевич П. Г. — ФТП, 1983, т. 17, в. 2, с. 374—375.

Белорусский политехнический институт
Минск

Получено 16.05.1988
Принято к печати 2.08.1988

ФТП, том 23, вып. 3, 1989

НОВЫЙ ТИП ОСЦИЛЛЯЦИЙ КИНЕТИЧЕСКИХ КОЭФФИЦИЕНТОВ В КВАНТОВЫХ СТРУКТУРАХ

Ляпилин И. И., Карягин В. В.

В последние годы объектами интенсивного исследования стали так называемые композиционные квантовые ямы (ККЯ) — гетероструктуры, содержащие сверхтонкие слои, в которых существенно размерное квантование энергии носителей заряда. Глубина ККЯ для электронов (дырок) определяется в основном разностью между минимумами зоны проводимости (максимумами валентной зоны) полупроводниковых компонент, образующих ККЯ, и является величиной, слабо зависящей от внешних воздействий.

Представляет интерес исследовать свойства двумерных носителей в квантовых ямах, глубину которых можно варьировать в широких пределах (вплоть до исчезновения квантовой ямы). Реализация такой квантовой структуры возможна, если исходная структура в качестве одной из компонент будет содержать узкощелевой полумагнитный полупроводник (ПМП). Рассмотрим, например, структуру, состоящую из твердых растворов ПП—ПМП—ПП, где ПП — компонента обычного, а ПМП — компонента полумагнитного полупроводников. Будем считать, что составы твердых растворов ПП и ПМП подобраны таким образом, что в отсутствие магнитного поля H в этих компонентах одинаковы значения запрещенной щели ϵ_g , а следовательно, и величины эффективных масс ($m \sim \epsilon_g^{-1}$). В отсутствие внешнего магнитного поля такая структура не будет обладать «аномальными» свойствами.

При помещении такой структуры во внешнее магнитное поле наряду с орбитальным квантованием энергетического спектра в ПМП компоненте будет иметь место дополнительная перенормировка энергетического спектра, обусловленная обменным взаимодействием зонных носителей заряда с локализованными моментами примеси замещения [1]: В результате этого в исходной структуре в ПМП компоненте будет реализоваться спиновая квантовая яма (СКЯ), глубина которой будет зависеть от следующих величин: температуры, магнитного поля, величины обменного взаимодействия и содержания переходного элемента в ПМП компоненте. Для составов с $\epsilon_g < 0$ для глубины СКЯ имеем

$$\Delta \sim \beta N_0 x \langle S^z \rangle \sim HT^{-1}, \quad (1)$$

где β — обменный параметр, N_0 — число элементарных ячеек в единице объема, $\langle S^z \rangle$ — среднее значение локализованного спина.

Следует подчеркнуть принципиальное отличие СКЯ от ККЯ. Для реализации ККЯ необходимо различие химических потенциалов в исходных компонентах, в то время как для СКЯ химические потенциалы в исходных полупроводниковых компонентах одинаковы.

Ограничимся для краткости рассмотрением только электронной СКЯ. Будем считать, что магнитное поле направлено перпендикулярно слою ПМП