

Здесь $\tau = \frac{\ln C}{2\omega} + \frac{1}{2kT}$, константа C определена в [5, 6]. Строго говоря, (10) справедливо при $eE_0\tau d < \pi$. При $eE_0\tau d \ll \pi$ (10) переходит в соответствующую формулу из [5].

Случай сильного поля

$$\frac{2\omega}{ed} \operatorname{arctg} \gamma \leq E_0 \leq \frac{2\omega}{ed}$$

может быть реализован только при $\gamma \ll 1$. Но этот предел соответствует понижению постоянным полем. Поэтому в случае сильного поля выражение для W можно получить из формулы (21) [6] заменой $m \rightarrow (\Delta d^2)^{-1}$.

Отметим, наконец, что все приведенные рассуждения справедливы при $|t_0| \leq \tau_s$, где

$$\tau_s = \frac{eE_0 d}{2\pi V} \frac{\hbar}{N(ed)^2} W^{-1}$$

— время пробега солитона [3], N — концентрация примесей. Отсюда можно найти условие на N .

Сделаем численные оценки. При $d=10^{-6}$ см, $V=10^{-1}$ эВ, $\Delta=5 \cdot 10^{-2}$ эВ, $eE_0 d=5 \cdot 10^{-3}$ эВ находим $|t_0| \leq 10^{-13}$ с и $N \leq 10^{15} W^{-1} \text{ см}^{-3}$. Тогда при $T=0$ из (9) следует $W^{-1}=10^5$ и $N \leq 10^{20} \text{ см}^{-3}$. Полагая $\hbar\omega=10^{-2}$ эВ, найдем температурный интервал, где справедливо (10): $14 \leq T \leq 120$ К. При $T=20$ К из (10) получаем $W \simeq 5$, так что $N < 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$.

Список литературы

- [1] Эпштейн Э. М. // ФТТ. 1977. Т. 19. В. 11. С. 3456—3458.
- [2] Тетервов А. П. // УФЖ. 1978. Т. 23. В. 7. С. 1182—1185.
- [3] Эпштейн Э. М. // Изв. вузов СССР. Радиофизика. 1982. Т. 25. В. 1. С. 3—5.
- [4] Базь А. И., Зельдович Я. Б., Переломов А. М. Расселение, реакции и распады в нерелятивистской квантовой механике. М., 1971. 544 с.
- [5] Карпус В., Перель В. И. // Письма ЖЭТФ. 1985. Т. 42. В. 10. С. 403—405.
- [6] Карпус В., Перель В. И. // ЖЭТФ. 1986. Т. 91. В. 6 (12). С. 2319—2331.

Волгоградский государственный
педагогический институт
им. А. С. Серафимовича

Получено 16.01.1989
Принято к печати 17.03.1989

ФТП, том 23, вып. 7, 1989

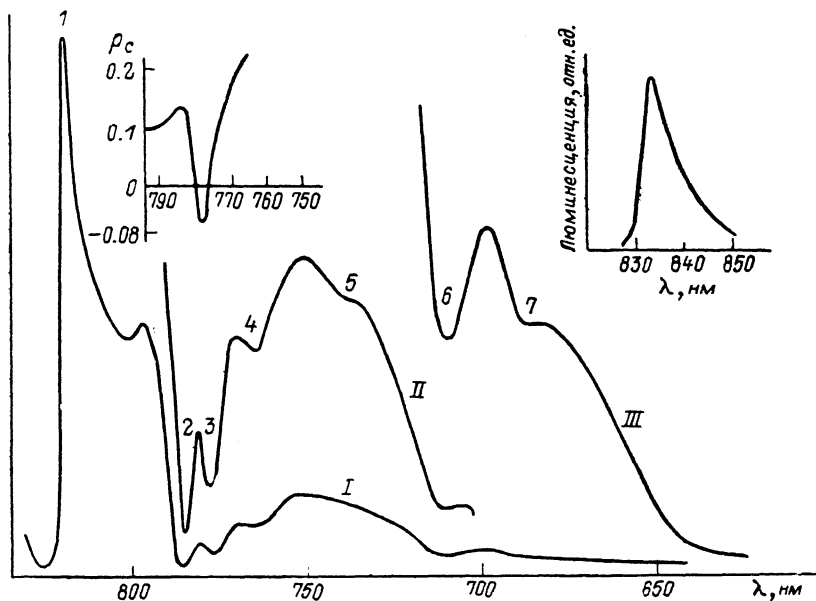
СПЕКТР ПОГЛОЩЕНИЯ СТРУКТУР С КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ

Копьев П. С., Решина И. И.

Как известно, энергетический спектр квантовых ям характеризуется наличием двумерных энергетических зон и привязанных к ним уровней двумерных экситонов. Прямым методом исследования энергетического спектра и плотности состояний является измерение частотной зависимости оптического поглощения [1]. При этом, однако, обычно стравливаются подложка и буферный слой, на которые нанесена структура. Возникающие вследствие этого напряжения могут привести к смещению линий поглощения по сравнению с положением максимумов в спектре возбуждения люминесценции, измеренным до стравливания подложки [2]. Кроме того, для устранения интерференционных эффектов требуется специальная обработка микронных пленок, получаемых после стравливания [3]. Более простым является метод исследования спектров возбуждения люминесценции при регистрации обычно на низкочастотном крыле линии $Ie-1hh$. При этом относительная интенсивность полос в спектре возбуждения

зависит не только от вероятности поглощения и плотности состояний, но и от кинетики релаксации возбужденных состояний, соотношения времен безызлучательных и излучательных переходов.

В данной работе предложен свободный от указанных недостатков метод измерения спектра пропускания структуры с квантовыми ямами по люминесценции на переходе $e-A^0$ или на экситонном переходе в буферном слое между подложкой и структурой. Зарегистрированный спектр возбуждения такой люминесценции является фактически спектром пропускания структуры с использованием в качестве приемника буферного слоя. Излучение из последнего регистрируется в геометрии «назад» на длине волны, лежащей в области прозрачности структуры. Поправки на некоторую возможную селективность «приемника» могут быть внесены без особого труда. Следует также отметить, что в этом



Спектр пропускания структуры $\text{GaAs}/\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$, полученный по методу регистрации спектра возбуждения люминесценции из буферного слоя GaAs .

Спектры II и III записаны с более широкими щелями, чем спектр I. На вставках: справа — полоса люминесценции из буферного слоя, слева — спектр циркулярной полляризации люминесценции из квантовых ям при циркулярно поляризованном возбуждении с энергией 1.833 эВ.

методе предъявляются меньшие требования к источнику возбуждающего света.

Исследованная структура $\text{GaAs}/\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$, полученная методом молекулярно-пучковой эпитаксии, состояла из 100 периодов с ямами GaAs толщиной 70 Å и барьерами толщиной 100 Å.¹ На рисунке приведен спектр возбуждения полосы люминесценции 1.49 эВ, обусловленной переходом $e-A^0$ в буферном слое GaAs . Максимум I (1.517 эВ) соответствует экситону буферного слоя. В контексте данной работы для нас представляют интерес полосы 2–7, соответствующие различным экситонным переходам в квантовых ямах структуры. В частности, минимумы пропускания 2 (1.579 ± 0.002 эВ) и 3 (1.597 ± 0.002 эВ) соответствуют экситонным переходам $1e-1hh$ и $1e-1lh$. Их энергии совпадают с положением максимумов в спектре возбуждения люминесценции полосы 1.54 эВ, соответствующей переходу $1e-A^0$ в квантовых ямах.

Указанная интерпретация минимумов 2 и 3 подтверждается также измерениями спектра циркулярной полляризации люминесценции ρ_c (см. рисунок) при возбуждении циркулярно поляризованным светом с энергией кванта

¹ Измерения проводились при 10 К на установке СДЛ-2 при возбуждении от монохроматора МДР-12 с галогидной лампой в качестве источника. Ширина линии возбуждения составляла 3.5 нэВ.

1.833 эВ. В области минимума \mathcal{E}_ρ меняет знак в соответствии с правилами отбора для свободных экситонов, связанных с подзоной легких дырок [2]. В таблице приведена идентификация и остальных минимумов в спектре. Экспериментальные значения энергий минимумов (экситонных переходов) сопоставлены с расчетными значениями энергетических зазоров между двумерными зонами для данной структуры, найденными в рамках модели [4]. Параметры, использованные в расчете, приведены в *Примечании* к таблице. Концентрация Al

Энергии экситонов (эксперимент),
энергетические зазоры (расчет)
и типы переходов в структуре GaAs/Al_xGa_{1-x}As
с квантовыми ямами

№ минимума	Энергия экситона, эВ	Энергия зазора, эВ	Тип перехода
1	1.517	—	Экситон буфера
2	1.579	1.588	$1e-1hh$
3	1.597	1.606	$e-1lh$
4	1.624	1.632	$1e-2hh$
5	1.679	1.692	$1e-2lh$
6	1.747	1.762	$2e-2hh$
7	1.798	1.822	$2e-2lh$

Примечание. В расчете принято: $x = 0.3$, $L_w = 65 \text{ \AA}$,
 $L_B = 100 \text{ \AA}$, $\Delta E_e = 0.6\Delta E_G$.

в барьере определена по частотам фононов в спектре комбинационного рассеяния света. Расхождение между рассчитанными значениями зазоров и измеренными положениями минимумов пропускания в основном определяется энергией связи экситона. Так, для экситона $1e-1hh$ находим $E_x = 9 \pm 2$ мэВ, что согласуется со значением 11 мэВ, полученным для квантовой ямы с близкими параметрами в [5].

Авторы признательны Д. Н. Мирлину и И. Н. Уральцеву за полезные обсуждения, В. Ф. Сапеге и А. А. Сиренко за измерение степени циркулярной поляризации люминесценции.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Dingle R. Festkörperprobleme (Adv. Sol. St. Phys.) / Ed. by H. J. Queisser. N. Y., 1975. V. B15. P. 21—48.
- [2] Weisbuch C., Miller R. C., Dingle R., Gossard A. C., Wiegmann W. // Sol. St. Commun. 1981. V. 37. N 3. P. 219—222.
- [3] Iwamura H., Kobayashi H., Okamoto H. // Japan. J. Appl. Phys. 1984. V. 23. N 10. P. 1795—1798.
- [4] Bastard G. // Phys. Rev. B. 1981. V. 24. N 10. P. 5693.
- [5] Moore K. J., Dawson P., Foxon C. T. // Phys. Rev. B: 1986. V. 34. N 8. P. 6022—6027.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Получено 28.02.1989
Принято к печати 17.03.1989