

ОСЦИЛЛИРУЮЩЕЕ МАГНИТОПОГЛОЩЕНИЕ МНОГОСЛОЙНЫХ КВАНТОВО-РАЗМЕРНЫХ СТРУКТУР

Н. Д. Ильинская, С. И. Кохановский, Р. П. Сейсян

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021, Санкт-Петербург, Россия
(Получена 22.06.1992. Принята к печати 26.06.1992)

При $T = 1.8$ К в магнитных полях $H < 7.5$ Т получены спектры осциллирующего магнитопоглощения периодической структуры с квантовыми ямами GaAs—Al_{0.3}Ga_{0.7}As (число ям $N = 20$, ширина ямы $L_z \approx 130$ Å) в прямых опытах по оптическому поглощению свободного тонкого образца. Осциллирующая структура наблюдалась уже в полях 1 Т, что существенно меньше полей H^* , удовлетворяющих критерию сильного поля ($H^* > 6$ Т). Анализ веерных диаграмм показывает сходимость при $H = 0$ к положениям возбужденных состояний (2s) квантово-размерного экситона, обнаруживающих себя как слабые коротковолновые особенности вблизи основных состояний (1s) при $H = 0$. Предварительный анализ без учета энергий связи диамагнитных экситонов показывает, что для согласования с экспериментальными данными нет необходимости в применении больших значений эффективной массы на дне электронной зоны, чем принятая для объемного материала.

Введение. Осциллирующее межзонное магнитопоглощение (ОМП) является признанным средством исследования зонной структуры объемных кристаллов и широко применяется для этих целей. Было показано (см. [1, 2]), что в сильном магнитном поле, подчиняющемся критерию $\beta \gg 1$ ($\beta = \hbar\Omega/2R^*$, где Ω — сумма циклотронных частот электрона и дырки, а R^* — энергия связи экситона), осциллирующая структура, как правило, образуется суперпозицией серий диамагнитных экситонов (ДЭ), привязанных к взаимодействующим в оптических переходах подзонам Ландау как к краям диссоциации. Естественно, ОМП исследовалось и в полупроводниковых квантовых ямах (КЯ) и сверхрешетках (СР), когда это оказывалось возможным [3–6]. Притом удалось убедиться (например, [7]), что и здесь осциллирующая структура образуется экситонными состояниями. Это осложняет анализ спектров, так как существует практически одна работа [8], где энергия связи такого экситона получена аналитически, но для абсолютно двумерного (2D) случая и простых зон. Более того, обычно применяется формула из [8], соответствующая приближению $\beta \rightarrow \infty$, в то время как на самом деле мы имеем дело с квазидвумерной ситуацией и с вырожденной ν -зоной, и оказывается труднодостижимым даже условие $\beta \gg 1$. Случай слабого ($\beta \ll 1$) или промежуточного ($\beta \approx 1$) поля был исследован в [9] для объемного InP. При этом показано, что осциллирующая структура возникает в полупроводниках при $\beta \ll \ll 1$, но $\beta n_0^2 > 1$ в тех случаях, когда без магнитного поля ($H = 0$) возможно наблюдение возбужденных состояний экситона ($n_0 \geq 2$) или же они возгораются уже в слабом поле. Здесь возможна аналогия с ридберговскими атомами и молекулами — с той принципиальной разницей, что учет диэлектрической проницаемости среды ϵ_0 и приведенной массы экситона μ сжимает масштаб по главным квантовым числам состояний n_0 , и атому водорода с $n_0 > 30$ вполне могут соответствовать в объемном GaAs состояния с $n_0 = 2, 3$. Ясно, что, облегчая условия наблюдения эффекта по необходимой величине критического магнитного поля H^* , такой эксперимент существенно ужесточает требования к кристал-

лофизическому совершенству исследуемых образцов условием достаточно малой ширины линии дискретного экситонного состояния с $n_0 = 1$ и наблюдаемости возбужденных состояний с $n_0 \geq 2$.

1. Образцы и техника эксперимента

Нами осуществлено магнитооптическое исследование полупроводниковой квантово-размерной периодической структуры в системе GaAs—AlGaAs, состоящей из 20 периодов с толщинами квантовых ям $L_z \approx 130 \text{ \AA}$. Барьерные слои $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ имели толщину такого же порядка и были туннельно-непрозрачными, что позволяет рассматривать периодическую структуру как состоящую из множества изолированных квантовых ям (МКЯ). Структуры выращивались методом молекулярно-пучковой эпитаксии [10].¹

При изготовлении образцов для исследования подложка прецизионно травливалась в химических травителях с последовательно уменьшающейся скоростью травления GaAs. В последнем из них скорость травления GaAs не превышала 0.4 мкм/мин, а $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ — 0.27 мкм/мин, что позволяло установить необходимый момент окончания процесса под микроскопом визуально. Оставшаяся пластинка с периодической структурой имела толщину 1 мкм и была на просвет красно-бурого цвета. В свободном виде, без приклейки, образцы помещались в миниатюрный бокс из покровного стекла с апертурными экранами из непрозрачной бумаги. Для спектральных измерений образцы в оптической криостате помещались в полость сверхпроводящего соленоида, находившегося непосредственно в жидком гелии при откачке его паров. Измерения проводились в фарадеевской конфигурации ($H \parallel z$, $q \parallel z$), где q — вектор Пойнтинга световой волны, на светосильном дифракционном монохроматоре спектрофотометра ДФС-12.

2. Экспериментальные результаты

На рис. 1 приводится общий вид спектра поглощения полупроводниковой структуры при $T = 1.8 \text{ K}$. Идентификация линий спектра при $H = 0$ как спектра квантово-размерных (квазидвумерных) экситонных состояний дается таблицей, где подгоночные расчетные значения энергий E_{cb} , полученные решением известных трансцендентных уравнений (см., например, [11]), приводятся для двух различных эффективных масс электрона m_{c0} на дне зоны проводимости и двух коэффициентов непараболичности зоны проводимости K_2 и зоны легких дырок K_2^b . Первый набор параметров (I) типичен для объемного кристалла, второй (II), как правило, оказывался наиболее предпочтительным при интерпретации экспериментов в КЯ и СР [12]. Сравнение показывает, что анализ спектра поглощения при $H = 0$ не может дать определенного ответа на вопрос о предпочтительности первого или второго набора параметров, несмотря на наблюдаемость многих линий, вплоть до соответствующих третьему квантово-размерному состоянию электрона E_3 , средняя ошибка имеет один и тот же порядок. Лучшим подгоночным значением L_z для параметров II является 130, а для I — 135 Å (в случае применения $Q = \Delta E_c / \Delta E_g = 0.6$).

Полуширина линии экситонного $1s$ -состояния $HN1E1$, Г, не превышает 2.7 мэВ, что свидетельствует о достаточно высоком качестве структуры для таких L_z . Однако эта величина, по-видимому, не отражает полностью кристаллофизического совершенства, а определяется заметной дисперсией L_z , достигающей нескольких монослоев. Об этом говорит тот факт, что полуширина синглетного перехода $HN3E3$ превосходит таковую для $HN1E1$ почти точно в $N^2 = 9$ раз (см.

¹ Образцы структур любезно предоставлены П. С. Копьевым.

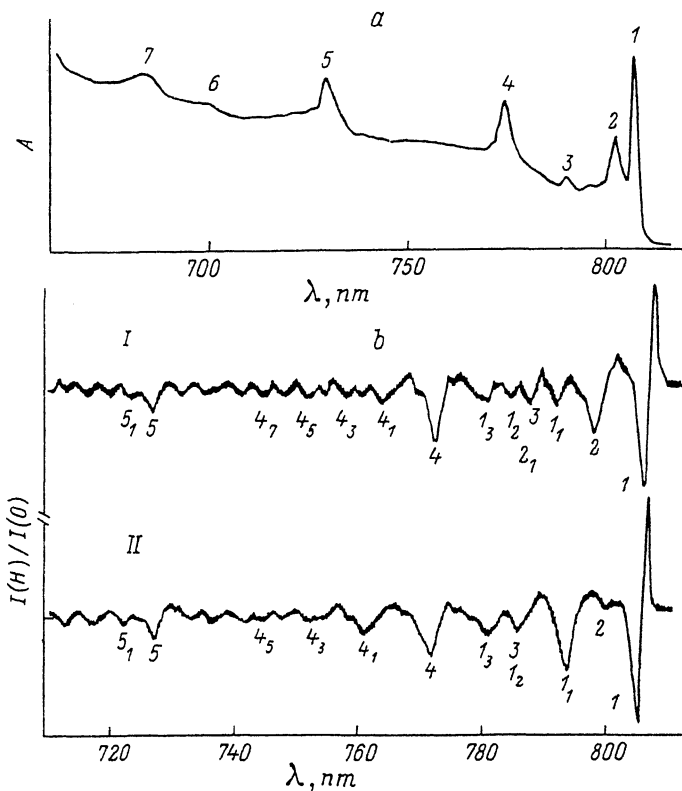


Рис. 1. Край поглощения в образцах квантово-размерной периодической структуры GaAs—Al_{0.3}Ga_{0.7}As ($L_z = 130 \text{ \AA}$, $N = 20$). *a* — поглощение; $H = 0$. *b* — относительное пропускание $I(H)/I(0)$; H , Т: *I* — 5, *II* — 7.5. σ^+ -поляризация; $T = 1.8$ К. Цифры без индексов — квантово-размерные состояния квазидвумерного экситона, связанные с переходами: 1 — $HH1E1$, 2 — $LH1E1$, 3 — $NH3E1$, 4 — $NH2E2$, 5 — $NH3E3$, 6 — $NH4E3$, 7 — $LH3E3$; подстрочные индексы — предполагаемые номера уровней Ландау электронов для соответствующего перехода с N_c , $\nu = 1-3$.

таблицу) — в соответствии с $\delta\Gamma \approx \Delta E_{cv} N^2 \delta L_z / L_z$, где ΔE_{cv} — квантово-размерный сдвиг N -го энергетического уровня в КЯ, участвующего в оптическом переходе, относительно E_g объемного арсенида галлия. Таким образом, можно думать, что наблюдаемая полуширина представляет собой суперпозицию $\Gamma = \Gamma_0 + \delta\Gamma$, почти полностью определяется неомогенным уширением $\delta\Gamma$ и существенно превышает «истинную», гомогенную полуширину Γ_0 для отдельной КЯ.

При помещении в магнитное поле в спектрах поглощения на фоне континуума ($h\nu > E'_g$, где E'_g — край поглощения для нижней пары подзон $HH1E1$) возникает осциллирующая структура (рис. 1, *b*). Ее удастся детектировать уже при $H \approx \approx 1$ Т, что существенно ниже критического поля $H^* > 6$ Т, соответствующего упоминавшемуся критерию сильного поля Эллиота—Лудона:

$$\beta = \hbar\Omega / 2R^* = (a^*/L)^2 \gg 1. \quad (1)$$

Здесь a^* — радиус экситонного состояния, L — магнитная длина. Обычно условие (1), означающее одномерное приближение при рассмотрении кулоновского взаимодействия, является не только источником критерия малости, обеспечивающего применимость аналитического расчета энергии связи экситона в магнитном поле, но и условием практического возникновения осциллирующих структур на фоне континуума. Отступления от этого критерия в объемном кристалле воз-

Экспериментальные (E_{exp}) и расчетные (E_{th}) значения энергии квантово-размерных экситонов, полуширина линий Γ в структуре GaAs—Al_{0.3}Ga_{0.7}As с $N \approx 20$

№ п/п	E_{exp} , мэВ	Интерпретация	Полуширина Γ , мэВ	Тип состояния	E_{th} , мэВ	
					I	II
1	1536.3	HH1E1	2.7	1s	1535.0	1535.3
2	1544.9	LH1E1	7.6	1s	1546.3	1545.9
3	1547.6	HH1E1	—	2s	—	—
4	1556.2	LH1E1	—	2s	—	—
5	1569.0	HH3E1	12.5	1s	1565.9	1564.2
6	1575.0	HH3E1	—	2s	—	—
7	1588.1	HH1E2	—	1s	1588.9	1590.1
8	1592.2	LH2E1	—	1s	1589.6	1587.1
9	1599.3	LH1E2	—	1s	1600.2	1600.7
10	1600.2	HH2E2	15.4	1s	1600.6	1601.0
11	1605.6	LH1E2	—	2s	—	—
12	1611.8	HH2E2	—	2s	—	—
13	1699.1	HH3E3	24.1	1s	1692.9	1692.9
14	1709.7	HH3E3	—	2s	—	—

Примечание. В расчете использованы параметры: I — $L_2 = 130 \text{ \AA}$, $m_{c0}^* = 0.074m_0$, $m_{hh}^* = 0.37m_0$, $m_{lh}^* = 0.09m_0$, $K_2^* = -1.2$, $K_2^{lh} = 1.6$; II — $L_2 = 135 \text{ \AA}$, $m_{c0}^* = 0.067m_0$, $m_{hh}^* = 0.45m_0$, $m_{lh}^* = 0.082m_0$, $K_2^* = -1.2$, $K_2^{lh} = 1.6$.

можно, как уже отмечалось, при создании условий наблюдения, достаточных для детектируемости возбужденных состояний экситона. В нашем случае уверенному наблюдению 2s-состояния для экситонов — HH1E1, к сожалению, препятствует наложение на это состояние сильной линии LH1E1. Как слабые особенности возбужденные состояния можно различить при $H = 0$ на длинноволновых крыльях LH1E1, HH3E1, HH2E2; быстрое уширение состояний при движении в глубь континуума делает их не вполне отчетливыми. Тем не менее положение некоторых слабых особенностей, предположительно принадлежащих возбужденным состояниям квантово-размерного квазидвумерного экситона, мы приводим в таблице наряду с сильными основными (1s) линиями. Однако их определяющее участие в формировании спектра ОМП для наших периодических структур становится ясным из изучения верных диаграмм (рис. 2). Приводимые зависимости положений максимумов от магнитного поля типичны для спектроскопии ридберговских состояний экситона в полупроводниках в слабых или промежуточных полях, когда $\beta \ll 1$ или $\beta < 1$, но $\beta n_0^2 > 1$ [9]. Здесь очевидна практически полная независимость от H основных 1s-состояний экситона, связанного с квантово-размерными переходами HH1E1, LH1E1, HH3E1, HH2E2, HH3E3. В то же время наиболее естественной точкой экстраполяции зависимости положений максимумов ОМП от H к $H = 0$ является положение первых возбужденных состояний экситонов, связанных с этими переходами. Возможные серии квантово-размерного экситона при $H = 0$ в соответствии с таблицей приводятся на рис. 2, b слева от оси ординат.

3. Обсуждение результатов эксперимента

Высказывавшееся в ряде более ранних работ [3–7] предположение об образовании осциллирующего спектра из континуума состояний и об их связи с переходами непосредственно между подзонами Ландау весьма маловероятно. Такая возможность была признана несостоятельной в результате целого ряда экспериментов, выполненных еще на объемных образцах [1, 2]. В то же время в низкоразмерных системах роль кулоновского взаимодействия электрона и

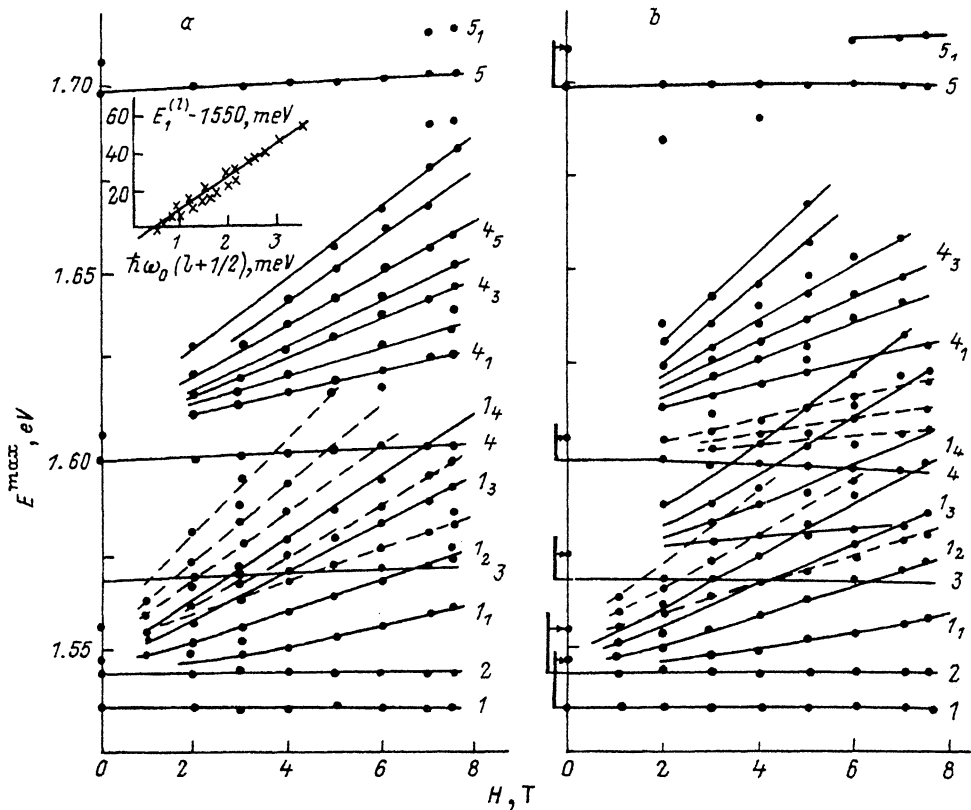


Рис. 2. Верная диаграмма для квантово-размерной структуры GaAs—Al_{0.3}Ga_{0.7}As. *a* — σ^+ -поляризация, на вставке — зависимость положений максимумов от $\sim\omega_0(l+1/2)$ для первой серии, принадлежащей диамагнитным экситонам, связанным с состоянием $HH1E1$. *b* — σ^- -поляризация; слева от оси ординат показаны предполагаемые серии квантово-размерных экситонов; стрелками отмечены слабые особенности спектра при $H=0$, принадлежащие возбужденным состояниям квантово-размерного экситона. Сплошные и штриховые линии проведены через экспериментальные точки. Цифровые обозначения соответствуют рис. 1.

дырки, рождаемых при поглощении света, в силу ограниченности длины взаимодействия только возрастает. В частности, это сказывается на том, что в сильном магнитном поле при поглощении всегда образуются связанные электрон-дырочные состояния — ввиду существования дискретного спектра в сколь угодно мелкой одномерной кулоновской яме [13]. Эксперименты, выполненные на эпитаксиальных слоях InP [9] и GaAs [14], обнаруживавших возбужденные ($n_0 = 2, 3, \dots$) состояния экситона при $H=0$, со всей очевидностью показывают экситонную природу практически всех максимумов осциллирующего спектра, образующегося в слабых и промежуточных полях при $\beta n_0^2 > 1$ из возбужденных («ридберговских») состояний экситона.

В случае отсутствия возбужденных состояний квантово-размерного экситона в исходном спектре осциллирующая структура появляется лишь при полях, соответствующих $\beta > 1$, что в нашем случае реализуется лишь на верхней границе экспериментальных возможностей. Такой случай наблюдался на других, менее совершенных, образцах, полученных тем же методом.

В рассматриваемом случае наблюдение осуществлялось в полях от $\beta \ll 1$ до $\beta \approx 1$, и вполне очевидна несостоятельность применения формулы [8] для энергии связи двумерного диамагнитного экситона:

$$R_{dc} = 3D_1 R^* \sqrt{\beta / (2l + 1)},$$

полученной для $\beta \rightarrow \infty$ и простых зон. (Здесь D_1 — коэффициент, равный 1 для двумерных систем и 0.25 для трехмерных; l — квантовое число Ландау). Такая энергия связи, помимо упрощения полевой зависимости, не зависит от продольной приведенной массы экситона, вида дырки, квантовых чисел состояния.

Ситуация осложняется еще и смешиванием состояний легкой и тяжелой дырок, а также перекачкой интенсивности поглощения из состояния в состояние при переключениях в изменяющемся магнитном поле [14]. Все это вместе не дает возможности осуществить детальный и точный спектроскопический анализ и сделать адекватные выводы о параметрах зонной структуры КЯ, хотя имеются указания на то, что возможны определенные деформации энергетического спектра, сводящиеся к некоторому «утяжелению» массы электрона на дне зоны и увеличению коэффициента непараболичности K_2^2 по отношению к объемному кристаллу [12], а также вероятно уменьшение эффективной массы тяжелой и увеличение — легкой дырок [11, 15], усиливающееся при уменьшении L_z .

Представленный анализ, выполненный нами без учета энергии связи ДЭ по ландауской серии $HNlE1$ в σ^+ -спектре, дает $\mu^{-1} = 17.3 m_0^{-1}$ (см. вставку на рис. 2, а), что не только не требует увеличения массы электрона относительно известной для дна зоны $0.067 m_0$, но и ограничивает массу тяжелой дырки на уровне $0.415 m_0$. Это несколько меньше общепринятой — $0.45 m_0$, но существенно больше «оптимальной» подгоночной $0.34 m_0$ [16]. Можно думать, что учет энергии связи R_{dc} , слабо увеличивающейся с ростом H , может только слегка увеличить полученную μ^{-1} и таким образом еще более сблизить подгоночные массы для уровней Ландау периодической структуры и объемного кристалла.

Заключение. Магнитооптические спектры высокого качества получены на периодических структурах с квантовыми ямами в прямых опытах по поглощению света. Совершенство слоев в квантовых ямах оказалось достаточным для наблюдения возбужденных состояний квазидвумерного экситона и, как следствие, осциллирующей структуры поглощения, возникающей при магнитных полях, существенно меньших критического поля H^* . Для продуктивного количественного анализа таких спектров и установления реального характера изменений зонной структуры при уменьшении размерности кристалла требуется решение теоретической задачи расчета энергии связи квантово-размерного диамагнитного экситона при $\beta < 1$ в условиях квантования по оси z .

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Р. П. Сейсян. Спектроскопия диамагнитных экситонов, 272. М. (1984).
- [2] R. P. Seisyan, B. P. Zakharchenya. In: Landau Level Spectroscopy (ed. by E. I. Rashba and G. Landwehr), ch. 7, Amsterdam (1991).
- [3] J. C. Maan, A. Fasolino, G. Belle, M. Altarelli, K. Ploog. Phys. Rev. B, 30, 2253 (1984).
- [4] S. Tarucha, H. Okamoto, Y. Iwasa, N. Miura. Sol. St. Commun., 52, 815 (1984).
- [5] N. Miura, Y. Iwasa, S. Tarucha, H. Okamoto. In: Proc. XVII. Int. Conf. Phys. Semicond (ed. by J. T. Chadi, W. A. Harrison), 359. N. Y. (1985).
- [6] W. Ossau, B. Jakel, E. Bangert, G. Landwehr, G. Weimann. Surf. Sci., 174, 188 (1986).
- [7] D. C. Rogers, J. Singleton, R. J. Nicholas, C. T. Foxon, K. Woodbrige. Phys. Rev. B, 34, 4002 (1986).
- [8] O. Akimoto, H. Hasegawa. J. Phys. Soc. Japan., 22, 181 (1967).
- [9] С. И. Кохановский, Ю. М. Макушенко, Р. П. Сейсян, Ал. Л. Эфрос, Т. В. Язева, М. А. Абдуллаев. ФТТ, 33, 1719 (1991).
- [10] S. I. Ivanov, P. S. Kop'ev, N. N. Ledentsov, B. Ya. Meltser, M. Yu. Nadtochy, V. N. Ustinov, A. M. Vasilev. Phys. St. Sol. (a), 118, 169 (1990).
- [11] M. N. Meynadier, C. Delalande, G. Bastard, M. Voos. Phys. Rev. B, 31, 5539 (1985).
- [12] F. Ancillotto, A. Fasolino, J. C. Maan. Phys. Rev. B, 38, 1788 (1988).

- [13] К. И. Гейман, С. И. Кохановский, Р. П. Сейсян, Ал. Л. Эфрос, В. А. Юкиш. ФТТ, 28, (1986).
- [14] М. А. Абдуллаев, Б. П. Захарченя, Р. П. Сейсян. ФТП, 7, 958 (1973).
- [15] С. Weisbush. In: *Semicond. Semimet.*, 24 (ed. by K. Dingle), ch. 1. N. Y. (1987).
- [16] R. C. Miller, D. A. Kleiman, A. C. Gossard. *Phys. Rev. B*, 29, 7085 (1984).

Редактор Л. В. Шаронова
