

ФОТОМОДУЛЯЦИОННАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ИНТЕГРАЛЬНОГО ЭКСИТОННОГО ПОГЛОЩЕНИЯ В ОДИНОЧНЫХ КВАНТОВЫХ ЯМАХ

© И.А.Аверуцкий, Ю.Н.Пырков

Институт общей физики Российской академии наук,
117942 Москва, Россия
(Получена 31 марта 1994 г.)
Принята к печати 8 февраля 1995 г.)

Фотомодуляционные спектры одиночных квантовых ям на основе InGaAs/GaAs исследованы при плотностях мощности накачки от 0.5 до 300 мВт/см². Обнаружено, что спектры, измеренные при различных мощностях накачки, отличаются не только по амплитуде, но и по спектральному положению. Более того, имеет место линейная зависимость между амплитудой и спектральным положением модуляционного спектра. Мы объясняем эту зависимость в рамках общепринятой схемы моделирования модуляционных спектров с учетом второго порядка разложения экситонного вклада в поглощение и рефракцию по резонансной частоте экситона. Построив зависимость спектрального положения модуляционного спектра как функции его амплитуды, мы можем найти предельное положение экситонного резонанса при амплитуде, стремящейся к нулю. Этот предел соответствует спектральному положению экситонного резонанса в отсутствие излучения накачки. Мы нашли, что наблюдаемое спектральное смещение по отношению к положению в отсутствие накачки равно половине смещения резонансной частоты экситона, вызванного внешней модуляцией. Используя определенную таким образом величину модуляции резонансной частоты экситона, расчетные значения производных $\partial R/\partial n$ и $\partial R/\partial k$ и модуляционный спектр $\Delta R/R$, несложно определить абсолютное значение экситонного поглощения (силу осциллятора экситона) в квантовой яме.

Модуляционная спектроскопия широко используется для исследования структур с одиночными квантовыми ямами (КЯ) (см. обзор [1] и ссылки в нем). Эта методика обладает высокой чувствительностью и позволяет легко регистрировать спектры одиночных КЯ при комнатной температуре. Традиционный способ обработки модуляционных спектров КЯ позволяет определить спектральное положение, ширину и форму экситонного пика поглощения. Обычно полагают, что интегральное поглощение этих пиков не может быть определено из модуляционных спектров вследствие того, что амплитуда спектров пропорциональна как амплитуде экситонного пика поглощения, так и сдвигу резонансной частоты экситона, обусловленному модуляцией. Поскольку последняя величина, вообще говоря, не известна, определить интегральное поглощение из этих спектров нельзя.

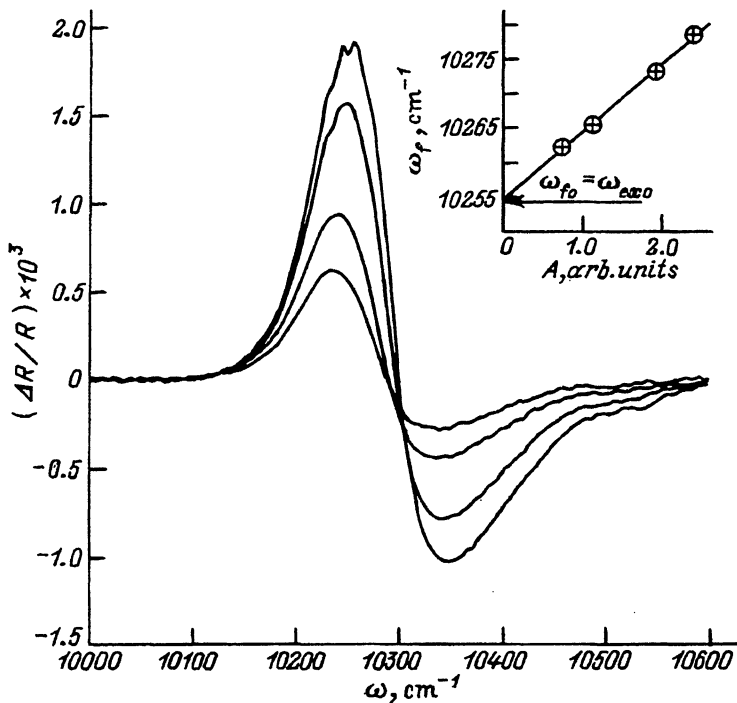


Рис. 1. Спектры фотоотражения образца Z1022. Мощность накачки, мВт/см²: 1 — 300, 2 — 40, 3 — 5, 4 — 0.5. На вставке — зависимость спектрального положения ω_f от амплитуды A .

Мы обнаружили, что для фотомодуляционных спектров структур с одиночными квантовыми ямами (КЯ) InGaAs/GaAs изменение плотности мощности накачки от 0.5 до 300 мВт/см² приводит не только к увеличению амплитуды спектра, но и к сдвигу спектра по частоте как целого. При этом имеет место линейная зависимость между спектральным положением модуляционного спектра и его амплитудой (рис. 1, 2). Параметры образцов приведены в таблице, экспериментальная установка описана в [2,3].

Образец	Концентрация In	Ширина ямы, Å	Толщина покрывающего слоя, Å	Интегральное поглощение в КЯ, мэВ	Ширина спектра, мэВ
Z1022	0.2	84	220	0.29	16
Z1371	0.2	88	600	0.19	9.5

В условиях эксперимента КЯ расположена в области приповерхностного объемного заряда, плотность мощности накачки не превышает (0.3 Вт/см²) спектр фотоотражения формируется в основном за счет модуляции резонансной частоты экситона и в малой степени за счет модуляции других параметров экситона — спектральной ширины и интегрального поглощения в экситонном пике [4]. Предлагаемая ниже методика обработки модуляционных спектров опирается только на это обстоятельство, является достаточно общей и не связана с

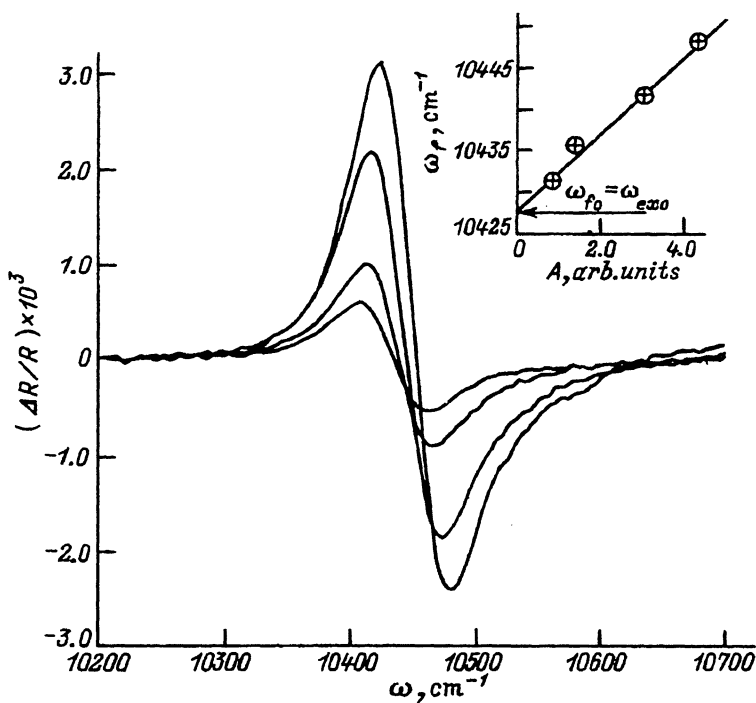


Рис. 2. Спектры фотоотражения образца Z1371. Мощность накачки, мВт/см²: 1 — 300, 2 — 40, 3 — 5, 4 — 0.5. На вставке — зависимость спектрального положения ω_f от амплитуды A .

конкретным механизмом модуляции. В итоге она позволяет на основе модуляционных измерений определить не только положение и ширину экситонных резонансов, но и интегральное поглощение в экситонном пике, в структурах с одиночными КЯ. Такое расширение возможностей модуляционной спектроскопии представляется нам актуальным. Например, эта методика может применяться для изучения структур с сильно напряженными слоями, когда сложно вырастить структуру, содержащую большое количество слоев, необходимое для прямого измерения поглощения в КЯ.

Для объяснения наблюдаемой корреляции между амплитудой и спектральным положением модуляционного спектра используем традиционную схему моделирования спектров фотоотражения с учетом второго порядка разложения частотной зависимости оптических констант КЯ по частоте экситонного резонанса. Вклад экситонного пика в контуры поглощения $k(\omega)$ и показателя преломления $n(\omega)$ можно записать в следующем виде:

$$k(\omega) = S \frac{1}{\pi} \frac{\Gamma}{(\omega_{\text{ex}} - \omega)^2 + \Gamma^2}; \quad n(\omega) = S \frac{1}{\pi} \frac{(\omega_{\text{ex}} - \omega)}{(\omega_{\text{ex}} - \omega)^2 + \Gamma^2}, \quad (1)$$

где $S = \int k(\omega) d\omega$, ω_{ex} и Γ — резонансная частота и феноменологическое затухание экситона. При этом экситонный пик поглощения имеет лоренцеву форму. Отметим, что предлагаемая схема рассуждений без труда распространяется на случай Гауссова или любого другого контура линии поглощения.

Интегральное поглощение в экситонном пике в яме шириной L будет равно

$$S_0 = \frac{4\pi}{\lambda_{\text{ex}}} LS = \frac{2\omega_{\text{ex}}}{c} LS, \quad (2)$$

где λ_{ex} — длина волны света в вакууме, соответствующая частоте ω_{ex} .

Нормированный спектр изменения отражения можно представить в виде линейной комбинации спектров изменения показателя преломления и коэффициента поглощения:

$$\Delta R(\omega) = \frac{R_1(\omega) - R_0(\omega)}{R_0(\omega)} = \alpha \Delta n(\omega) + \beta \Delta k(\omega), \quad (3)$$

$$\alpha = \frac{1}{R_0(\omega)} \frac{\partial R}{\partial n}, \quad \beta = \frac{1}{R_0(\omega)} \frac{\partial R}{\partial k}, \quad (4)$$

где $R_0(\omega)$ — спектр отражения без накачки, а $R_1(\omega)$ — при включенной накачке. Коэффициенты α и β можно получить, рассмотрев отражение от многослойной структуры, состоящей из покрывающего слоя, с КЯ и подложки. При вычислении отражения света от многослойной структуры и производных $\partial R/\partial n$ и $\partial R/\partial k$ мы полагали, что КЯ может быть представлена как однородный слой толщины L с некоторым эффективным показателем преломления. Такое представление, как следует из строгого вычисления отражения света от КЯ [5,6], приемлемо при близких к нормали углах падения.

Представляя функции (1) в виде разложения в ряд Тейлора до 2-го порядка по ω_{ex} , находим $\Delta n(\omega)$ и $\Delta k(\omega)$:

$$\Delta n(\omega) = \frac{\partial n(\omega)}{\partial \omega_{\text{ex}}} \Delta \omega_{\text{ex}} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 n(\omega)}{\partial \omega_{\text{ex}}^2} \Delta \omega_{\text{ex}}^2 \approx \frac{\partial}{\partial \omega_{\text{ex}}} \left(n \left(\omega + \frac{1}{2} \Delta \omega_{\text{ex}} \right) \right) \Delta \omega_{\text{ex}},$$

$$\Delta k(\omega) = \frac{\partial k(\omega)}{\partial \omega_{\text{ex}}} \Delta \omega_{\text{ex}} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 k(\omega)}{\partial \omega_{\text{ex}}^2} \Delta \omega_{\text{ex}}^2 \approx \frac{\partial}{\partial \omega_{\text{ex}}} \left(k \left(\omega + \frac{1}{2} \Delta \omega_{\text{ex}} \right) \right) \Delta \omega_{\text{ex}}. \quad (5)$$

В итоге модуляционный спектр отражения

$$\Delta R(\omega) = \left[\alpha \frac{\partial}{\partial \omega_{\text{ex}}} \left[n \left(\omega + \frac{1}{2} \Delta \omega_{\text{ex}} \right) \right] + \beta \frac{\partial}{\partial \omega_{\text{ex}}} \left[k \left(\omega + \frac{1}{2} \Delta \omega_{\text{ex}} \right) \right] \right] \Delta \omega_{\text{ex}} \quad (6)$$

по мере увеличения $\Delta \omega_{\text{ex}}$ увеличивается по амплитуде пропорционально $\Delta \omega_{\text{ex}}$ и сдвигается как целое на $1/2 \Delta \omega_{\text{ex}}$. Важно, что при разложении до 1-го порядка (что традиционно применялось для обработки модуляционных спектров) такой сдвиг не объясняется. Такая корреляция между амплитудой и спектральным положением модуляционного спектра позволяет экспериментально определить сдвиг экситонного пика, вызванный внешней модуляцией.

Процедура определения $\Delta \omega_{\text{ex}}$ и интегрального поглощения в экситонном пике состоит в следующем. Для каждого из спектров, измеренных при разных мощностях накачки, найдем путем подгонки амплитуду A и спектральное положение ω_f . Имея набор параметров A и ω_f для всех измеренных спектров и зная, что A и ω_f в силу (6) связаны

линейной зависимостью, найдем предельное значение ω_{f0} при $A \rightarrow 0$. Определенное таким образом ω_{f0} соответствует положению экситонного резонанса ω_{ex0} при отсутствии накачки. Смещение экситонного резонанса, обусловленное накачкой, будет равно $\Delta\omega_{ex} = 2(\omega_f - \omega_{ex0})$. Теперь, когда известно $\Delta\omega_{ex}$, можно, исходя из (6), (4), (1), вычислить интегральное поглощение в экситонном пике.

Результаты обработки спектров приведены в таблице. Образец Z1371 отличается от образца Z1022 наличием δ -легированного слоя n -типа, расположенного на расстоянии 1000 \AA от поверхности образца. Этот слой был введен в структуру для увеличения встроенного поля. Поэтому уменьшение интегрального поглощения в экситонном пике, вероятно, объясняется экранированием экситона свободными электронами.

Отметим также, что, согласно теоретическим оценкам, интегральное поглощение в экситонном пике зависит от размера и энергии связи экситонов [7,8], т.е. экспериментально измеренное значение интегрального поглощения в экситонном пике можно использовать для определения параметров экситона. Для исследуемых InGaAs/GaAs КЯ энергия связи экситона составляет 7–8 мэВ [9] и интегральное поглощение в экситонном пике ~ 0.2 мэВ.

Авторы выражают благодарность Б.Г.Звонкову и сотрудникам его лаборатории (НИФТИ, Нижний Новгород) за изготовление образцов.

Список литературы

- [1] F.H. Pollak, H. Shen. Mater. Sci. Engin., **R10**, 275 (1993).
- [2] I.A. Avrutsky, E.M. Dianov, V.G. Plotnichenko, Yu.N. Pyrkov. Sov. Lightwave Commun., **2**, 321 (1992).
- [3] И.А. Авруцкий, О.П. Осауленко, В.Г. Плотниченко, Ю.Н. Пыркков. ФТП, **26**, 1907 (1992).
- [4] S. Yang, S. Wang, S. Qian, Y. Li, T.G. Andersson, Z.-G. Chen. J. Appl. Phys., **68**, 5388 (1990).
- [5] Е.Л. Ивченко, П.С. Копьев, В.П. Кочерешко, И.Н. Уральцев, Д.Р. Яковлев, С.В. Иванов, Б.Я. Мельцер, М.А. Калигиевский. ФТП, **22**, 784 (1988).
- [6] Е.Л. Ивченко А.В. Кавокин. ФТТ, **34**, 1815 (1992).
- [7] M. Sugawara, T. Fujii, S. Yamazaki, K. Nakajima. Phys. Rev. B, **42**, 9587 (1990).
- [8] M. Sugawara. J. Appl. Phys., **71**, 277 (1992).
- [9] И.А. Авруцкий, В.А. Сычугов, Б.А. Усиевич. ФТП, **25**, 1787 (1991).

Редактор В.В. Чалдышев

Modulation spectroscopy for determination of integral excitonic absorption in single quantum well structure

I.A. Avrutsky, Yu.N. Pyrkov

Fiber Optics Research Center at General Physics Institute of Russian Academy of Sciences, 117942 Moscow, Russia