

## Дифракция на экситонной дифракционной решетке

Ю.В. Капитонов<sup>1</sup>, П.Ю. Шапочкин<sup>1</sup>, Ю.В. Петров<sup>1</sup>, В.А. Ловцюс<sup>1</sup>, С.А. Елисеев<sup>1</sup>,  
Ю.П. Ефимов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Санкт-Петербургский государственный университет, Университетская набережная 7-9,  
Санкт-Петербург, Россия, 199034

**Аннотация.** В работе рассмотрены два метода теоретического расчета спектров отражения и дифракции от экситонной дифракционной решетки, представляющей собой квантовую яму с пространственной модуляцией экситонного резонанса. Расчет выполнен в приближении однократного рассеяния, а также путем последовательных приближений точного решения уравнений Максвелла. Итоговые выражения получены для случая модуляции неоднородного уширения экситонного резонанса. Проведено сравнение полученных теоретических выражений с результатами эксперимента для случая роста квантовой ямы на облученной ионами подложке и для квантовой ямы, облученной ионами после роста.

### 1. Введение

Квантовые ямы АЗВ5 являются одними из наиболее перспективных сред для создания функциональных элементов оптических вычислительных устройств. Метод молекулярно-пучковой эпитаксии позволяет изготавливать квантовые ямы высокого качества с неоднородным уширением резонанса, соизмеримым с его радиационной шириной [1]. В работах [2] и [3] были предложены методы создания на основе квантовых ям простейших резонансных дифракционных оптических элементов – экситонных дифракционных решеток. В работе [2] для создания решеток подложка GaAs облучалась пучком ионов до эпитаксиального роста квантовых ям, а в [3] облучение квантовых ям InGaAs/GaAs выполнялось после роста. В обоих случаях модификация приводила к возникновению областей с дополнительным неоднородным уширением экситонного резонанса. Периодически расположенные модифицированные области позволили наблюдать новый оптический отклик от образца – резонансную дифракцию.

Для анализа полученных экспериментальных данных и расчета новых резонансных дифракционных оптических элементов необходимо построить теоретическую модель, описывающую рассеяние плоской электромагнитной волны на такой структуре. В данной работе проводится сравнение двух таких моделей – приближения однократного рассеяния и приближенного решения уравнений Максвелла.

### 2. Постановка задачи

Рассмотрим задачу о рассеянии света на структуре, показанной на рис. 1. На структуру из верхнего полупространства падает плоская монохроматическая волна под углом  $\theta$ . Далее будет решаться задача для случая падения света ТМ-поляризации под углом Брюстера ( $\theta = \arctg(n_{II}/n_I)$ ) и малых углов дифракции, что позволит не учитывать интерференционные

явления, связанные с нерезонансным отражением от границы раздела I/II. Экситонная восприимчивость квантовой ямы, расположенной на глубине  $h$ , является пространственно модулированной вдоль оси  $x$ . Пусть восприимчивость слоя квантовой ямы имеет вид периодического массива полос одинаковой ширины:

$$g(x) = \begin{cases} g_1, x \in [mL, (m + \frac{1}{2})L] \\ g_2, x \in ((m + \frac{1}{2})L, (m + 1)L] \end{cases}, \quad (1)$$

где  $L$  – период пространственной модуляции, а  $g_1$  и  $g_2$  – восприимчивости полос. Восприимчивость полос задана следующим образом:

$$g_{1,2} = \frac{\Gamma_R}{\Delta\omega - i\Gamma_{NR1,2}}, \quad (2)$$

где  $\Delta\omega$  – отстройка частоты падающего света от частоты экситонного резонанса,  $\Gamma_R$  – радиационная ширина экситонного резонанса, а  $\Gamma_{NR1,2}$  – нерезонансные уширения нечетных и четных полос соответственно.

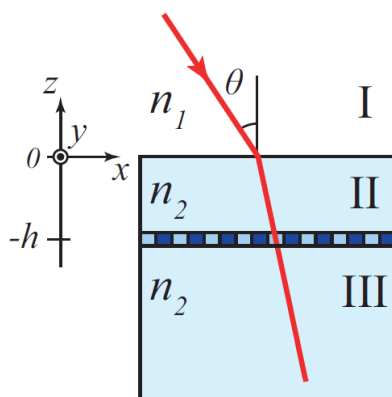


Рисунок 1. Геометрия задачи.

При рассеянии света на такой структуре помимо отраженной волны будут возникать дифракционные рефлексы, распространяющиеся под углами, определяемыми по следующей формуле:

$$\varphi = \arcsin\left(\sin\vartheta - \frac{n\lambda}{L}\right), \quad (3)$$

где  $\lambda$  – длина волны падающего света,  $n$  – номер дифракционного рефлекса ( $n = 0$  соответствует зеркальному отражению).

Необходимо найти коэффициент отражения  $K_0$  и дифракционную эффективность первого рефлекса  $K_1$ , т.е. долю интенсивности падающего света, рассеявшегося в соответствующих направлениях. Для этого в данной работе будут использованы два метода – приближение однократного рассеяния и приближенное решение уравнений Максвелла.

### 3. Приближение однократного рассеяния

Приближение однократного рассеяния может быть выражено как пропорциональность рассеянного  $E_{out}$  и падающего  $E_{in}$  полей на слое квантовой ямы, где коэффициентом пропорциональности является восприимчивость:

$$E_{out}(x, z = h) = g(x)E_{in}(x, z = h), \quad (4)$$

Коэффициент отражения и дифракционная эффективность могут быть найдены путем разложения восприимчивости в ряд Фурье, и выделения компонент, распространяющихся под соответствующими углами:

$$K_0 = \frac{\Gamma_R^2 \left( \Delta\omega^2 + \frac{\Gamma_{NR1} + \Gamma_{NR2}}{2} \right)^2}{(\Delta\omega^2 + \Gamma_{NR1}^2)(\Delta\omega^2 + \Gamma_{NR2}^2)}, \quad (5)$$

$$K_1 = \frac{1}{\pi^2} \cdot \frac{4\Gamma_R^2 (\Gamma_{NR2} - \Gamma_{NR1})^2}{(\Delta\omega^2 + \Gamma_{NR1}^2)(\Delta\omega^2 + \Gamma_{NR2}^2)}$$

#### 4. Приближенное решение уравнений Максвелла

Приближение однократного рассеяния справедливо лишь в случае малой радиационной ширины экситонного резонанса  $\Gamma_R$ . Более точное выражение можно получить путем решения уравнения Максвелла. Данная задача имеет точное аналитическое решение для случая однородной квантовой ямы ( $g_1 = g_2$ ) [1]. Для случая экситонной решетки может быть получено приближенное решение путем разложения по малому параметру, которым является контраст пространственной модуляции. Ниже приведено приближенное решение, полученное при учете первых двух членов разложения:

$$K_0 = \frac{\Gamma_R^2 \left( \Delta\omega^2 + \left( \frac{\Gamma_{NR1} + \Gamma_{NR2}}{2} \right)^2 \right)}{(\Delta\omega^2 + \tilde{\Gamma}_1^2)(\Delta\omega^2 + \tilde{\Gamma}_2^2)}, \tag{6}$$

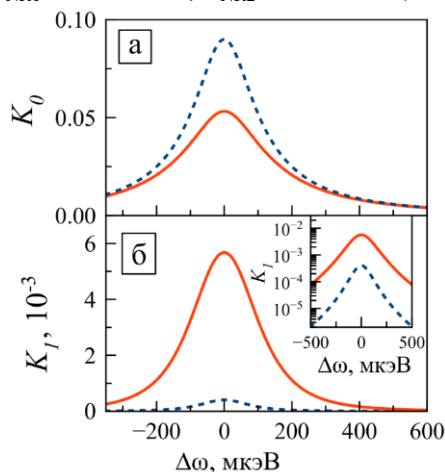
$$K_1 = \frac{1}{\pi^2} \cdot \frac{4\Gamma_R^2 (\Gamma_{NR2} - \Gamma_{NR1})^2 (\Delta\omega^2 + \Gamma_{NR1}^2) (\Delta\omega^2 + \Gamma_{NR2}^2)}{(\Delta\omega^2 + \tilde{\Gamma}_1^2)^2 (\Delta\omega^2 + \tilde{\Gamma}_2^2)^2},$$

где  $\tilde{\Gamma}_{1,2}$  введены следующим образом:

$$\tilde{\Gamma}_{1,2} = \sqrt{\frac{\Gamma_{NR1}^2 + \Gamma_{NR2}^2 + (\Gamma_{NR1} + \Gamma_{NR2} + \Gamma_R) \left( \Gamma_R \pm \sqrt{(\Gamma_{NR2} - \Gamma_{NR1})^2 + \Gamma_R^2} \right)}{2}}.$$

#### 5. Сравнение приближение и обсуждение

На рис. 2 представлены результаты расчета спектров отражения и дифракции по формулам (5) и (6) для типичных значений параметров тонких квантовых ям InGaAs/GaAs при гелиевых температурах ( $\Gamma_R = 40$  мкэВ,  $\Gamma_{NR1} = 100$  мкэВ,  $\Gamma_{NR2} = 200$  мкэВ).

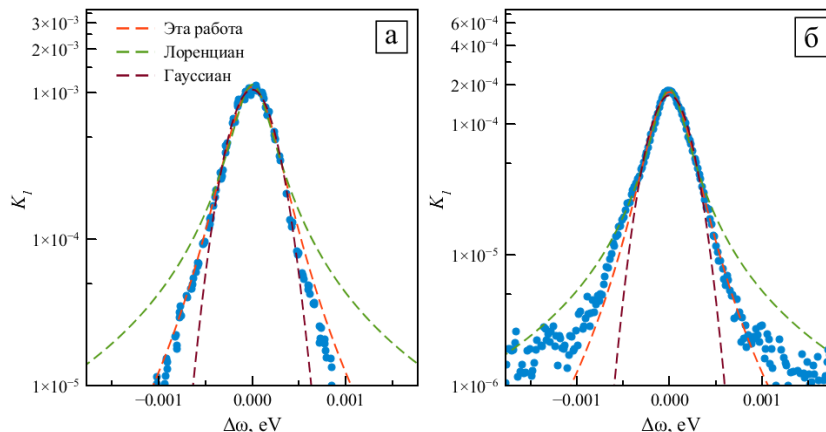


**Рисунок 2.** Спектры отражения (а) и дифракции (б), рассчитанные в приближении однократного рассеяния (пунктир) и приближенного решения уравнений Максвелла (сплошные линии). На вкладке показаны спектры дифракции в логарифмическом масштабе.

Как уже было сказано выше, приближенное решение уравнений Максвелла в отсутствие пространственной модуляции переходит в точное решение для однородной квантовой ямы, представляющее собой функцию Лоренца. При наличии модуляции качественное поведение  $K_0(\Delta\omega) \sim \frac{1}{\Delta\omega^2}$  вдали от резонанса сохраняется. Это поведение описывается и моделью однократного рассеяния, но она приводит к завышению резонансного коэффициента отражения. Это связано с тем, что в этой модели радиационная ширина не входит в выражение для полной ширины резонанса. Такое отличие несущественно для квантовых ям низкого качества или при повышенных температурах, но в высококачественных образцах при гелиевых температурах радиационная ширина и нерадикационное уширение могут быть соизмеримы [1].

Дифракционный отклик формируется благодаря контрасту пространственной модуляции, поэтому спадает он гораздо быстрее:  $K_1(\Delta\omega) \sim \frac{1}{\Delta\omega^4}$ . По этой же причине ширина на половине высоты спектра дифракции меньше, чем у спектра отражения.

На рис. 3 показано сравнение теоретических подгонок и экспериментальных спектров дифракции от различных экситонных решеток для случая облучения квантовой ямы ионами после эпитаксиального роста (а) и подложки до роста квантовых ям (б). Описание образцов приведено в работах [3] и [2] соответственно. В обоих случаях дифракционная эффективность вдали от резонанса спадает медленнее, чем гауссиан ( $\sim e^{-\Delta\omega^2}$ ), но быстрее чем лоренциан ( $\sim \frac{1}{\Delta\omega^2}$ ), и достаточно хорошо описывается теоретической зависимостью  $K_1(\Delta\omega) \sim \frac{1}{\Delta\omega^4}$ .



**Рисунок 3.** Сравнение теоретической подгонки спектров дифракции формулой (5), лоренцианом и гауссианом для экситонной дифракционной решетки, созданной с помощью облучения ионами после роста (а) и облучением подложки до роста (б).

## 6. Заключение

В работе проведено сравнение двух теоретических моделей для описания явления резонансной дифракции на экситонной дифракционной решетке. Полученные выражения качественно описывают наблюдаемые экспериментальные спектры дифракции. К преимуществам метода однократного рассеяния следует отнести возможность расчета дифракции путем простого вычисления преобразования Фурье для произвольного профиля решетки. Также эта модель позволяет качественно описать затухание спектров отражения и дифракции. Однако, для достаточно высококачественных квантовых ям и при низких температурах эта модель завышает величину коэффициента отражения и занижает дифракционную эффективность. В этом случае целесообразно использование приближенного решения уравнения Максвелла.

## 7. Литература

- [1] Poltavtsev, S.V. Extremely low inhomogeneous broadening of exciton lines in shallow (In,Ga)As/GaAs quantum wells / S.V. Poltavtsev, Yu.P. Efimov, Yu.K. Dolgikh, S.A. Eliseev, V.V. Petrov, V.V. Ovsyankin // Solid State Commun. – 2014. – Vol.199. – P. 47-51.
- [2] Kapitonov, Yu.V. Spectrally selective diffractive optical elements based on 2D-exciton resonance in InGaAs/GaAs single quantum wells / Yu.V. Kapitonov, M.A. Kozhaev, Yu.K. Dolgikh, S.A. Eliseev, Yu.P. Efimov, P.G. Ulyanov, V.V. Petrov, V.V. Ovsyankin // Phys. Status Solidi B. – 2013. – Vol.250 (10). – P.2180-2184.
- [3] Kapitonov, Yu.V. Ion-beam-assisted spatial modulation of inhomogeneous broadening of a quantum well resonance: excitonic diffraction grating / Yu.V. Kapitonov, P.Yu. Shapochkin, L.Yu. Beliaev, Yu.V. Petrov, Yu.P. Efimov, S.A. Eliseev, V.A. Lovtcius, V.V. Petrov, V.V. Ovsyankin // Optics Letters. – 2016. – Vol.41(1). – P.104.

## Благодарности

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 17-72-10070. Работа выполнена с использованием оборудования Ресурсных центров СПбГУ «Нанофотоника» и «Нанотехнологии».

## Diffraction from excitonic diffraction grating

Yu.V. Kapitonov<sup>1</sup>, P.Yu. Shapochkin<sup>1</sup>, Yu.V. Petrov<sup>1</sup>, V.A. Lovtcius<sup>1</sup>, S.A. Eliseev<sup>1</sup>,  
Yu.P. Efimov<sup>1</sup>

<sup>1</sup>St. Petersburg State University, University Embankment 7-9, St. Petersburg, Russia, 199034

**Abstract.** In this work we present two methods for theoretical calculation of reflection and diffraction spectra from an excitonic diffraction grating. This grating consist from the quantum well with the spatial modulation of the excitonic resonance. Theoretical calculations were made in the single scattering approximation and by the approximation of the Maxwell equations solution. The theoretical description is in a good agreement with the experimental data for excitonic gratings made by two different methods.