

09,03

Невзаимные оптические и магнитооптические эффекты в полупроводниковых квантовых ямах

© Л.В. Котова^{1,2}, А.В. Платонов³, В.Н. Кац³, Т.С. Шамирзаев², Р. André⁴, В.П. Кочерешко³

¹ Университет ИТМО,
Санкт-Петербург, Россия

² Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН,
Новосибирск, Россия

³ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
Санкт-Петербург, Россия

⁴ Institute Neel,
Grenoble, France

E-mail: kotova@mail.ioffe.ru

В работе исследованы эффекты, проявляющиеся в нарушении законов отражения света Френеля в полупроводниковых структурах с квантовыми ямами. Это нарушение связано с проявлением пространственной дисперсии, вызванной спин-орбитальным взаимодействием в структурах, не имеющих центра инверсии. Изменены величины констант спин-орбитального взаимодействия, характеризующие преобразование поляризаций в симметричных и асимметричных структурах с квантовыми ямами.

Работа Котовой Л.В. и Шамирзаева Т.С. выполнена в рамках проекта РФФИ 17-32-50161.

DOI: 10.21883/FTT.2018.11.46668.28NN

1. Введение

Невзаимные оптические и магнитооптические явления все больше и больше привлекают интерес исследователей в последние годы. Это связано с тем, что представляется чрезвычайно заманчивым научиться использовать невзаимные эффекты в полупроводниковой микро- и оптоэлектронике, аналогично тому как они уже используются в СВЧ радиотехнике. Полупроводниковые наноструктуры с квантовыми ямами представляются особенно перспективными для проявления невзаимных эффектов.

Замечательной особенностью невзаимных явлений является то, что скорости распространения волн в прямом и обратном направлении разные. Одно из таких явлений — явление естественной оптической активности (гиротропии). Иногда его также называют эффектом невзаимного циркулярного двулучепреломления. Не все кристаллы являются гиротропными, необходимым условием для наблюдения гиротропии является отсутствие центра инверсии в кристалле. Однако это условие не является достаточным, например, кубические кристаллы с симметрией T_d [1] не являются гиротропными, несмотря на отсутствие центра инверсии.

Удивительно, что в неоднородной негиротропной среде гиротропия может неожиданно проявиться. Простейшим примером неоднородной среды является полубесконечная среда, например гетеропереход. Уже в полубесконечной среде с симметрией $C_{\infty v}$, составленной из изотропных сред, возможно проявление невзаимных оптических эффектов. Причина этого состоит в том, что полубесконечная среда не имеет центра инверсии. Появление невзаимных эффектов в оптически однородной,

изотропной, полубесконечной среде аналогично появлению линейного по волновому вектору расщепления зоны проводимости вблизи гетероперехода, предсказанному Рашбой [2]. Эффект Рашбы для электронов подробно изучался в полупроводниках. Однако для света подобные эффекты до сих пор не наблюдались.

Для классификации различных оптических явлений удобно использовать разложение тензора диэлектрической восприимчивости по степеням волнового вектора света и внешних электрического и магнитного полей

$$\chi_{ij}(\mathbf{B}, \mathbf{q}) = \chi_{ij}^0 + S_{ijk}B_k + i\gamma_{ijk}q_k + C_{ijk}B_kq_l + \dots \quad (1)$$

Здесь волновой вектор \mathbf{q} целиком лежит в плоскости квантовой ямы, первое слагаемое описывает частотную дисперсию и явление двулучепреломления, следующее слагаемое, содержащее тензор третьего ранга \hat{S} , описывает эффект Фарадея и/или магнитооптический эффект Керра. Член, содержащий тензор $\hat{\gamma}$, описывает явление гиротропии, последнее слагаемое в (1), билинейное по магнитному полю \mathbf{B} и волновому вектору \mathbf{q} описывает эффект магнитоиндуцированной пространственной дисперсии [3,4]. Как известно, в квантовых ямах восприимчивость $\chi(z, z', \mathbf{q}_{\parallel})$ зависит от z и z' , а не от их разности, т.е. восприимчивость становится нелокальной и может быть представлена интегральным оператором [5]. Тем не менее, разложение ядра этого оператора по степеням волнового вектора, лежащего в плоскости ямы, остается справедливым. При этом коэффициенты разложения (1) остаются нелокальными по z .

В кристаллах невзаимные оптические эффекты обычно связаны с наличием нечетных по волновому вектору слагаемых в тензоре диэлектрической восприимчивости.

Их появление может быть вызвано как асимметрией кристаллической структуры (асимметрия элементарной ячейки), так и асимметрией структуры как целого. В первом случае линейный по волновому вектору вклад в диэлектрический тензор связывают с именем Г. Дрессельхауса [6], во втором случае — с именем Э.И. Рашбы. Для электронов влияние этих асимметрий на спиновую релаксацию широко исследовалось [7]. В настоящей работе ставится задача исследовать проявление этих вкладов в оптике экситонов.

2. Теория

Рассмотрим структуры с различной симметрией при отсутствии и наличии магнитного поля определенной ориентации и выпишем для каждого случая вклад в восприимчивость, зависящий от волнового вектора в плоскости ямы и магнитного поля.

2.1. Квантовые ямы с симметрией D_{2d} без магнитного поля

Рассмотрим тензор восприимчивости $\chi_{ij}(\omega, \mathbf{q})$ для квантовой ямы с симметрией D_{2d} с учетом только линейной пространственной дисперсии. Воспользовавшись методом инвариантов [8,9], можно определить линейно независимые компоненты тензоров, входящих в формулу (1). В симметричных квантовых ямах вклад в линейную пространственную дисперсию вносит только механизм Дрессельхауса.

$$\chi_{ij}(\omega, \mathbf{q}) = \begin{pmatrix} \chi_{\perp}^0(\omega) & 0 & i\gamma(\omega)q_y \\ 0 & \chi_{\perp}^0(\omega) & i\gamma(\omega)q_x \\ -i\gamma(\omega)q_y & -i\gamma(\omega)q_x & \chi_{\parallel}^0(\omega) \end{pmatrix}. \quad (2)$$

Здесь оси x, y направлены вдоль кристаллографических осей $[100], [010]$. Ось z направлена вдоль оси КЯ.

Из вида этого тензора следует, что благодаря эффектам пространственной дисперсии происходит смешивание продольной компоненты поляризации и поперечной компоненты. Если на образец падает электромагнитная волна с волновым вектором $\mathbf{q} = (0, q_y, q_x)$ под углом падения θ , линейно поляризованная в поляризации (вдоль оси x), то она вызывает внутри КЯ волну, поляризованную эллиптически в плоскости (x, z) . Таким образом, отношение осей эллипса поляризации внутри ямы будет [10]

$$\sim \frac{\kappa_0 |q| \sin \theta_i}{(\omega_{\parallel} - \omega - i\Gamma)}. \quad (3)$$

Здесь считаем, что $\Gamma \gg \kappa_0 q$, θ_i — угол между осью и направлением волнового вектора внутри КЯ, $\sin \theta / \sin \theta_i = n$, n — показатель преломления света в образце, κ_0 — коэффициент при линейном по волновому вектору слагаемом в дисперсии экситона.

Отсюда получаем, что отраженный свет будет поляризованным эллиптически, а амплитуда „неправильной“

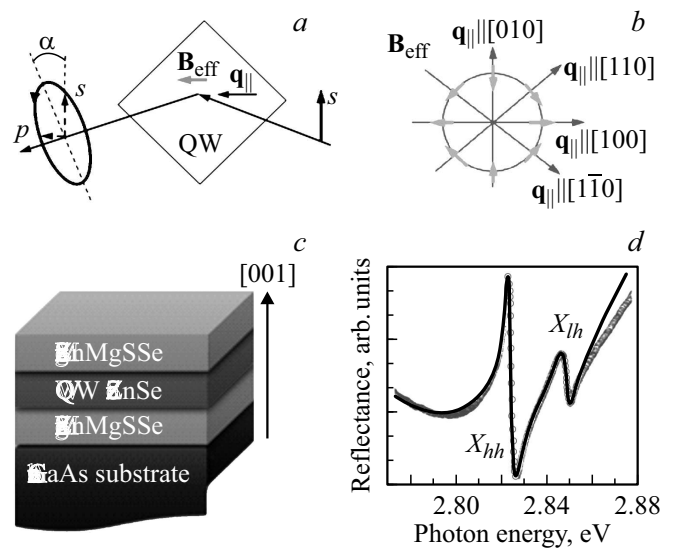


Рис. 1. *a)* Схема эксперимента. На образец падает свет в s -поляризации, анализируется поляризация отраженного света. \mathbf{B}_{eff} — эффективное магнитное поле, связанное со спин-орбитальным взаимодействием; *b)* Направление \mathbf{B}_{eff} относительно кристаллографических осей в квантовой яме; *c)* Схема исследованной структуры; *d)* Спектр отражения от данной структуры, снятый при нормальном падении света.

поляризации, пропорциональная недиагональной компоненте коэффициента отражения $r_{sp} = r_{ps}$, будет

$$\sim \frac{\kappa_0 |q| \sin \theta_i}{(\omega_{\perp} - \omega - i\Gamma)(\omega_{\parallel} - \omega - i\Gamma)} \frac{\sin \theta_i}{\cos \theta_i}. \quad (4)$$

Очевидно, вблизи экситонных резонансов это отношение будет максимальным. Особенно это касается области вблизи экситона с легкой дыркой, так как вблизи резонансной частоты экситона с тяжелой дыркой $\chi_{\parallel}(\omega)$ не имеет полюсов.

Проявление эффектов гиротропии в кристаллах эквивалентно проявлению некоторого эффективного магнитного поля \mathbf{B}_{eff} , пропорционального волновому вектору экситона. Это эффективное поле связано со спин-орбитальным взаимодействием. В объемном кубическом кристалле симметрии T_d , не имеющем центра инверсии, компоненты этого поля выражаются через компоненты волнового вектора электрона $B_{eff} = \xi[q_i(q_{i+1}^2 - q_{i+2}^2)]$ [5,7]. В КЯ из-за множителей оно оказывается пропорциональным энергии размерного квантования. Это поле влияет на поляризацию отраженного света, подобного реальному магнитному полю в магнитооптическом эффекте Керра.

Это эффективное магнитное поле приводит к множеству эффектов в физике экситонов [5,11–14]. Оптическая активность вызвана той частью \mathbf{B}_{eff} , которая имеет ненулевую проекцию на направление волнового вектора, рис. 1, *a*. Поэтому асимметрия структуры, приводящая к $\mathbf{B}_{eff} \perp \mathbf{q}$ [5], не проявляется в оптической активности.

Направление \mathbf{B}_{eff} зависит от ориентации волнового вектора фотона относительно кристаллографических осей, рис. 1, *b*. Максимальное значение поляризационного преобразования достигается, когда плоскость падения содержит одну из кубических осей кристалла.

В осях x', y' направленных вдоль кристаллографических осей $[1\bar{1}0]$, $[110]$, тензор восприимчивости имеет вид

$$\chi_{ij}(\omega, \mathbf{q}) = \begin{pmatrix} \chi_{\perp}^0(\omega) & 0 & i\gamma(\omega)q_{x'} \\ 0 & \chi_{\perp}^0(\omega) & -i\gamma(\omega)q_{y'} \\ -i\gamma(\omega)q_{x'} & i\gamma(\omega)q_{y'} & \chi_{\parallel}^0(\omega) \end{pmatrix}.$$

В этом случае при отражении света с волновым вектором $\mathbf{q} = (0, q_{y'}, q_z)$ отраженная волна остается линейно поляризованной.

2.2. Квантовые ямы с симметрией $C_{\infty v}$ без магнитного поля

В этом случае вклад в линейную пространственную дисперсию может вносить как механизм Дрессельхауса, так и механизм Рашбы.

Тензор восприимчивости $\chi_{ij}(\omega, \mathbf{q})$ для квантовой ямы с симметрией $C_{\infty v}$, записанный с учетом только линейной пространственной дисперсии

$$\chi_{ij}(\omega, \mathbf{q}) = \begin{pmatrix} \chi_{\perp}^0(\omega) & 0 & i\gamma(\omega)q_x \\ 0 & \chi_{\perp}^0(\omega) & i\gamma(\omega)q_y \\ -i\gamma(\omega)q_x & -i\gamma(\omega)q_y & \chi_{\parallel}^0(\omega) \end{pmatrix}. \quad (5)$$

В этом случае также не происходит преобразования поляризаций при отражении света от структуры. Небольшая добавка линейно поляризованной компоненты в отраженный, линейно поляризованный сигнал окажется незаметной на фоне большого сигнала отражения в той же поляризации.

3. КЯ с симметрией D_{2d} в магнитном поле в плоскости КЯ

3.1. Поле сонаправлено с волновым вектором $\mathbf{q} \parallel \mathbf{B}$

В данной геометрии $\mathbf{B} = (B_x, 0, 0)$, $\mathbf{q} = (q_x, 0, 0)$ тензор восприимчивости с учетом билинейного вклада по \mathbf{q} и \mathbf{B} имеет вид

$$\chi_{ij}(\omega, \mathbf{q}, \mathbf{B}) = \begin{pmatrix} \chi_{\perp}^0(\omega) + A(\omega)q_x B_x & 0 & 0 \\ 0 & \chi_{\perp}^0(\omega) & i\gamma(\omega)q_x + C(\omega)B_x \\ 0 & -i\gamma(\omega)q_x + C(\omega)B_x & \chi_{\parallel}^0(\omega) \end{pmatrix}. \quad (6)$$

На легком экситоне в дополнение к гиротропии, связанной со слагаемыми $i\gamma(\omega)q_x$, будет наблюдаться Фарадеевское вращение. Для тяжелого экситона, линейного

по магнитному полю и не зависящему от волнового вектора, вклада нет.

3.2. Поле перпендикулярно волновому вектору $\mathbf{q} \perp \mathbf{B}$

В этом случае $\mathbf{q} = (q_x, 0, 0)$, $\mathbf{B} = (0, B_y, 0)$ и восприимчивость может быть записана как

$$\chi_{ij}(\omega, \mathbf{q}) = \begin{pmatrix} \chi_{\perp}^0(\omega) + A(\omega)q_x B_y & 0 & C(\omega)B_y \\ 0 & \chi_{\perp}^0(\omega) + A(\omega)q_x B_y & i\gamma(\omega)q_x \\ C(\omega)B_y & -i\gamma(\omega)q_x & \chi_{\parallel}^0(\omega) \end{pmatrix}. \quad (7)$$

В этой геометрии возможна конверсия поляризаций. При наклонном падении света в направлении $\mathbf{q} = (q_x, 0, q_z)$, с поляризацией вдоль оси y (s -поляризация), благодаря слагаемым $C(\omega)B_y$ и $i\gamma(\omega)q_x$ на легком экситоне возможно появление компоненты, поляризованной по кругу. Если расщепление уровней легкой и тяжелой дырки в КЯ достаточно велико, то на тяжелом экситоне таких эффектов не будет. Наблюдаемый в магнитном поле эффект будет дополнительным и аналогичным по проявлению со случаем наклонного падения света в отсутствие магнитного поля. При этом он будет зависеть линейно от магнитного поля.

4. КЯ с симметрией $C_{\infty v}$ в магнитном поле в плоскости КЯ

4.1. Поле сонаправлено с волновым вектором $\mathbf{q} \parallel \mathbf{B}$

Восприимчивость будет иметь вид

$$\chi_{ij}(\omega, \mathbf{q}, \mathbf{B}) = \begin{pmatrix} \chi_{\perp}^0(\omega) + C(\omega)q_x B_x & A(\omega)q_x B_x & i\gamma(\omega)q_x \\ A(\omega)q_x B_x & \chi_{\perp}^0(\omega) + C(\omega)q_x B_x & -\beta(\omega)B_x \\ -i\gamma(\omega)q_x & -\beta(\omega)B_x & \chi_{\parallel}^0(\omega) \end{pmatrix}. \quad (8)$$

В данной геометрии, если предположить, что расщепление легких и тяжелых дырок достаточно велико по сравнению с зеемановским и линейным по \mathbf{q} расщеплением, то основной эффект в преобразование поляризаций, линейной в круговую, на тяжелом экситоне будут вносить слагаемые $A(\omega)q_x B_x$. Для отношения осей эллипса поляризации тяжелого экситона будем иметь

$$\propto \frac{a|q|B \sin \theta_i}{\omega_{\perp} - \omega - i\Gamma}. \quad (9)$$

На легком экситоне преобразование линейной поляризации в круговую будет происходить за счет комбинированного действия $\gamma(\omega)q_x$ и $\beta(\omega)B_x$.

4.2. Поле перпендикулярно волновому вектору $q \perp B$

Для восприимчивости будем иметь

$$\chi_{ij}(\omega, \mathbf{q}, \mathbf{B}) = \begin{pmatrix} \chi_{\perp}^0(\omega) + \tilde{A}(\omega)q_x B_y & 0 & i\gamma(\omega)q_x + \beta(\omega)B_y \\ 0 & \chi_{\perp}^0(\omega) - \tilde{A}(\omega)q_x B_y & 0 \\ -i\gamma(\omega)q_x + \beta(\omega)B_y & 0 & \chi_{\parallel}^0(\omega) \end{pmatrix}. \tag{10}$$

В данной геометрии на тяжелом экситоне преобразования поляризаций нет. На легком экситоне эффект Фарадея накладывается на эффект гиротропии, однако в спектре отражения круговая поляризация наблюдаться не будет, так как поляризация лежит в плоскости (x, z) .

Отметим еще раз, что для расчета коэффициентов при q_i, B_i и χ_0 следует учесть нелокальность восприимчивости по z .

5. Эксперимент

Исследовались три типа образцов с квантовыми ямами (КЯ).

1) Структура с одиночной, симметричной квантовой ямой $ZnSe/Zn_{0.64}Mg_{0.18}S_{0.18}Se$ была выращена на подложке $[001]$ GaAs методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МВЕ). Ширина квантовой ямы (КЯ) составляла 10 nm, толщины барьеров 110 nm, полная толщина структуры от поверхности до подложки составляла 230 nm. Схема структуры приведена на рис. 1, с.

2) Структура с асимметричной квантовой ямой GaAs/AlGaAs треугольной формы была выращена методом МВЕ на полуизолирующей подложке GaAs в направлении $[001]$. Структура содержала барьер $Al_{0.28}Ga_{0.72}As$ шириной 200 nm, за которым следовала КЯ шириной 8 nm. Затем другой барьер, наклонный, выращивали с концентрацией Al, плавно увеличивающейся с 4% до 28% на слое шириной 27 nm. Схема структуры приведена на рис. 2, а. Конструкция этой структуры была аналогична конструкции образца, использованного в [7], где наблюдалась анизотропия спиновой релаксации электронов, вызванная конкуренцией механизмов Дрессельхауса и Рашбы.

3) Прямоугольная КЯ CdTe шириной 8 nm с барьерами различной высоты выращивалась на подложке $Cd_{0.96}Zn_{0.04}Te$ в направлении $[001]$. Левый барьер представляет собой слой $Cd_{0.9}Zn_{0.1}Te$ шириной 90 nm, а правый барьер $Cd_{0.4}Mg_{0.6}Te$ имеет ширину 90 nm. Схема структуры приведена на рис. 2, б. На этих образцах были проведены две серии экспериментов. В первой серии экспериментов использовались структуры с симметричной КЯ $ZnSe/Zn_{0.64}Mg_{0.18}S_{0.18}Se$. Измерялись спектры поляризованного отражения от такой структуры при наклонном падении света в зависимости от угла падения и от ориентации плоскости падения по отношению к

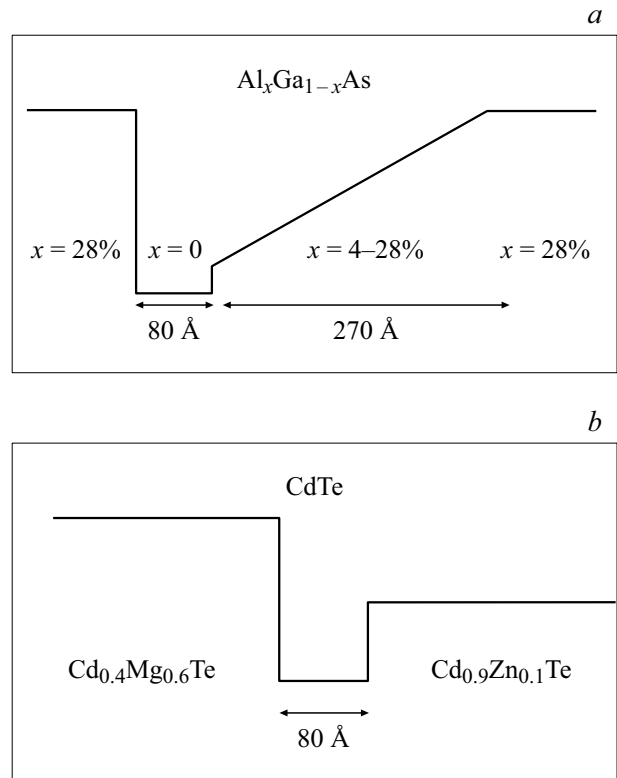


Рис. 2. Схема асимметричной структуры с квантовой ямой. а) Структура на основе GaAs с наклонными барьерами; б) структура на основе CdTe.

кристаллографическим осям образца. Схема эксперимента приведена на рис. 1, а. Измерения проводились в стеклянном цилиндрическом криостате, который позволяет исследовать спектры отражения при произвольных углах падения. Держатель образца позволял вращать образец вокруг нормали на угол до 360° . Для измерения спектров отражения в качестве источника света использовалась галогенная лампа. Параллельный световой пучок был сформирован с использованием линз и щелей. Размер светового пятна превышал диаметр образца примерно в два раза.

Свет, падающий на образец, был линейно поляризован перпендикулярно плоскости падения (s -поляризации). Измерялись все шесть поляризационных составляющих отраженного света, а именно интенсивности двух круговых поляризаций $I_{\sigma^+}, I_{\sigma^-}$, интенсивности двух линейных I_s, I_p поляризаций, соответствующие s - и p -поляризациям, и две линейные составляющие в осях, повернутых на $\pm 45^\circ$ относительно плоскости падения I_{45}, I_{135} . Спектры регистрировались с использованием монохроматора 0.5 m и CCD камеры. Мы оцениваем точность измерения степени поляризации как 0.1%. Поляризация отраженного света характеризовалась параметрами Стокса

$$P_{\text{circ}} = \frac{I_{\sigma^+} - I_{\sigma^-}}{I_{\sigma^+} + I_{\sigma^-}}, \quad P_{\text{lin}}^{45} = \frac{I_{45} - I_{135}}{I_{45} + I_{135}}. \tag{1}$$

На рис. 1, *d* приведен спектр отражения, снятый от исследуемой структуры при нормальном падении света. В спектре видны две линии резонансного отражения экситонов с легкой X_{lh} и тяжелой X_{hh} дыркой. Спектр качественно не изменяется при изменении угла падения θ . Используя расчет этого спектра, выполненный в модели нелокального отклика [5], мы определяем радиационное и диссипативное затухания легкого и тяжелого экситона. Они составляют 0.5 meV и 35 meV соответственно.

Было обнаружено, что вопреки законам отражения света Френеля, при падении на образец света в *s*-поляризации, в отраженном свете появляется *p*-поляризованная и циркулярно поляризованная компонента, см. рис. 1, *a*. При падении на образец света в *p*-поляризации в отраженном свете появляется *s*-поляризованная, а также циркулярно поляризованная компонента. Поэтому два параметра Стокса, отсутствующих в падающей волне, P_{circ} и P_{lin}^{45} , в отраженном свете отличны от нуля. Такая конверсия поляризаций при отражении света, падающего в *s* или *p* линейных поляризациях может быть обусловлена проявлением эффектов пространственной дисперсии, а именно гиротропии (рис. 3).

Максимальная величина преобразования линейной поляризации в круговую достигалась при углах падения $\theta \approx 45^\circ$, где оно достигает $\sim 2.5\%$. Было установлено, что параметры Стокса отраженного света зависят от ориентации плоскости падения относительно кристаллографических осей. На рис. 4 представлена измеренная зависимость $P_{circ}(\varphi)$, где φ — угол между плоскостью падения и осью [100]. Абсолютное значение сигнала до-

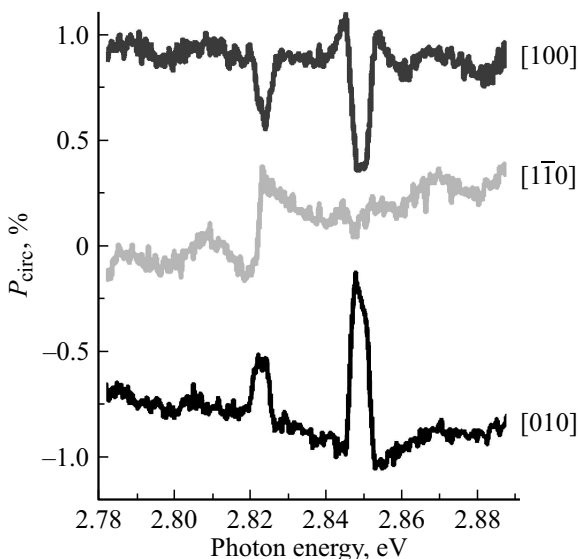


Рис. 3. Конверсия поляризаций из линейной в круговую. На образец с ZnSe КЯ во всех спектрах падал свет в линейной поляризации, перпендикулярной плоскости падения, но при разных направлениях относительно кристаллографических осей, регистрировалась круговая поляризация отраженного света. Пик на энергии 2.85 eV относится к легкому экситону, пик на энергии 2.823 eV относится к тяжелому экситону.

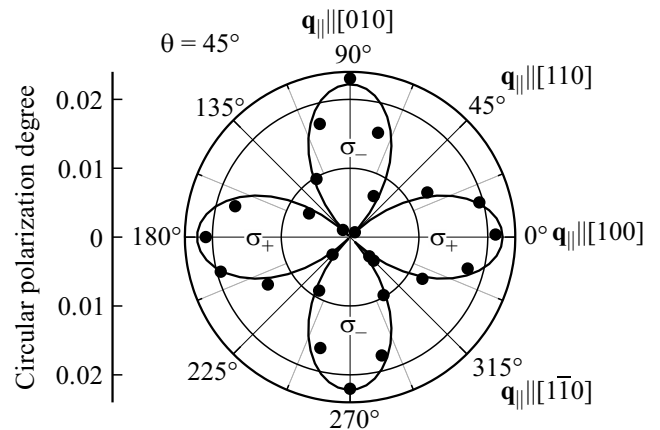


Рис. 4. Зависимость сигнала конверсии поляризаций от угла между плоскостью падения света и кристаллографическими осями для симметричной структуры с одиночной КЯ на основе ZnSe.

стигало максимума, когда плоскость падения содержала кубические оси [100], [010]. $P_{circ}(\varphi)$ меняла знак при повороте на 90° и обращалась в нуль при φ , ориентированном вдоль направлений [110]. Такое поведение полностью отражает симметрию системы и соответствует ориентации эффективного магнитного поля \mathbf{B}_{eff} , рис. 1, *b*.

Во второй серии экспериментов измерялась поляризация света, отраженного от асимметричных структур с КЯ также при наклонном падении, но в присутствии магнитного поля, лежащего в плоскости падения. Падающий свет был линейно поляризован в плоскости падения (*p*-поляризации) и/или перпендикулярно к ней (*s*-поляризацией) так же как и в предыдущей серии экспериментов. Регистрировалась интенсивность линейной и круговой поляризации отраженного света.

Геометрия эксперимента показана на рис. 5, *a*. Магнитное поле создавалось электромагнитом с ферромагнитным сердечником. Это позволило получать магнитное поле до 1 Т. Криостат с замкнутым циклом был помещен в зазор сердечника. Измерения проводились при температуре $T = 3$ К. Геометрия криостата и электромагнита ограничивала максимальный угол падения света, который в нашем случае был $\theta_0 = 27^\circ$. Все измерения проводились именно под этим углом. Мы проверили, что при нормальном падении преобразования поляризаций при отражении света нет.

Спектр отражения образца с асимметричной КЯ на основе GaAs в окрестности экситона X_{hh} с тяжелой дыркой приведен на рис. 5, *b*. В спектре хорошо виден экситонный резонанс на энергии 1.551 eV. Довольно большая ширина линии ~ 5 meV обусловлена изменением содержания Al в градиентной яме.

Четыре поляризационные компоненты отраженного света (интенсивности в круговых поляризациях I_{σ^+} , I_{σ^-} и интенсивности в линейных поляризациях под уг-

лом 45° относительно плоскости падения I_{+45}, I_{-45}) измерялись в магнитных полях от -1 Т до $+1$ Т.

Для анализа эффектов преобразования поляризаций использовались параметры Стокса отраженного света. Параметры Стокса: степень круговой поляризации $P_{\text{circ}} = \frac{I_{\sigma^+} - I_{\sigma^-}}{I_{\sigma^+} + I_{\sigma^-}}$, степень линейной поляризации в осях (s, p) $P_{\text{lin}} = \frac{P_s - P_p}{P_s + P_p}$ и степень линейной поляризации в повернутых на 45° осях $P'_{\text{lin}} = \frac{P_{+45} - P_{-45}}{P_{+45} + P_{-45}}$.

Для того чтобы исключить влияние различных паразитных факторов, мы построили нечетный по магнитному полю вклад в степень поляризации

$$\rho_{\text{circ}} = \frac{P_{\text{circ}}(\mathbf{B}) - P_{\text{circ}}(-\mathbf{B})}{P_{\text{circ}}(\mathbf{B}) + P_{\text{circ}}(-\mathbf{B})},$$

$$\rho'_{\text{lin}}(\mathbf{B}) = \frac{P'_{\text{lin}}(\mathbf{B}) - P'_{\text{lin}}(-\mathbf{B})}{P'_{\text{lin}}(\mathbf{B}) + P'_{\text{lin}}(-\mathbf{B})}. \quad (12)$$

Эти зависимости приведены на рис. 6, когда падающий свет был в s - или p -поляризации. С высокой точностью

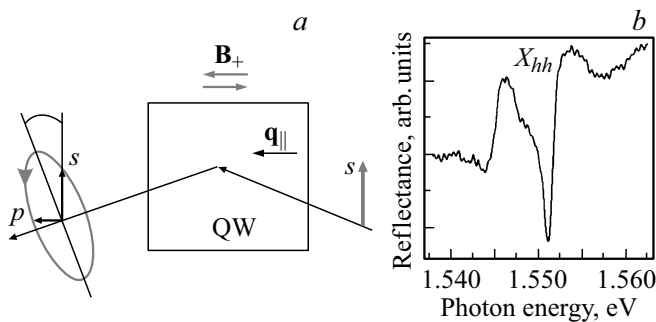


Рис. 5. а) Схема эксперимента с использованием асимметричной квантовой ямы; б) спектр отражения от структуры на основе GaAs, снятый при наклонном падении света под углом 27° в s -поляризации. Пик на энергии 1.551 eV соответствует тяжелому экситону.

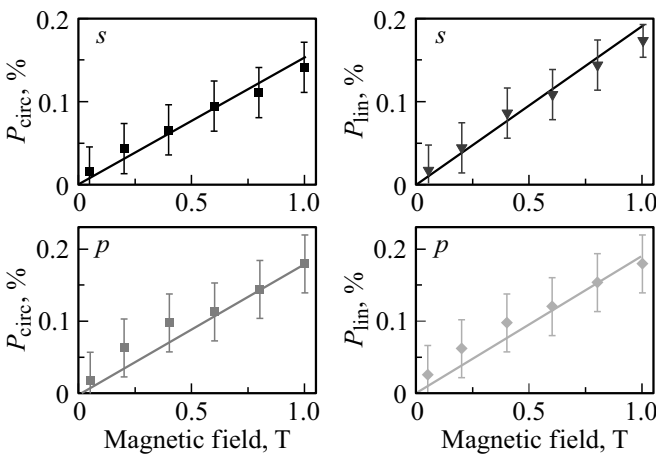


Рис. 6. Зависимости степени круговой P_{circ} и линейной P_{lin} поляризации отраженного света от образца асимметричной структуры на основе GaAs как функция приложенного магнитного поля, при падении света в s -поляризации и p -поляризации.

все эти четыре зависимости от магнитного поля являются линейными. Видно, что зависимости для s и p падающих поляризаций почти одинаковы. Для структур на основе CdTe получены аналогичные зависимости, при этом величина конверсии количественно совпала с результатами для КЯ GaAs.

6. Заключение

Как известно из закона отражения света Френеля следует, что при наклонном падении на кристалл света в s - или p -поляризации отраженный свет также должен оставаться в s - или p -поляризациях. Однако уже давно было замечено, что это не так [15]. Причиной такого отступления от законов Френеля может являться пространственная дисперсия. В данной работе исследованы эффекты конверсии поляризаций и показано, что к эффектам преобразования поляризаций при отражении света от структур с квантовыми ямами приводят линейные по волновому вектору компоненты тензора диэлектрической восприимчивости. Влияние этих компонент многократно усиливается вблизи экситонных резонансов. Природа этих вкладов в тензор диэлектрической проницаемости связана со спин-орбитальным взаимодействием в структурах, не имеющих центра пространственной инверсии. Отсутствие центра инверсии может быть связано как с объемными свойствами кристаллической решетки, так и с асимметрией структуры в целом. В работе исследованы оба случая: конверсия поляризаций в симметричной структуре с КЯ и в асимметричной структуре в присутствии магнитного поля.

В симметричной структуре с КЯ конверсия поляризаций была обусловлена „объемным механизмом“. Из изменения амплитуды этого сигнала получена величина линейного по волновому вектору вклада в дисперсию экситона. Для симметричной КЯ на основе ZnSe/ZnMgSSe константа спин орбитального взаимодействия (3) в экситоне $\kappa_0 \approx 0.14$ eV [16].

Для асимметричной КЯ во внешнем магнитном поле, приложенном в плоскости падения, конверсия, зависящая от поля, может быть обусловлена только асимметрией структуры в целом. Полученные экспериментальные данные показали, что степень конверсии поляризации для структур на основе CdTe и GaAs имеет близкое значение на уровне 0.2% в поле 1 Т. Это позволило оценить константу взаимодействия, ответственную за преобразование поляризации (9) как $a \approx 0.7 \cdot 10^{-8}$ cm \cdot T $^{-1}$, где $A(\omega_\perp) = aq_x B_x$ [17].

Список литературы

- [1] В.М. Агранович, В.Л. Гинзбург. Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов. Наука, М. (1965). С. 374.
- [2] Ю.А. Бычков, Э.И. Рашба. Письма в ЖЭТФ 39, 66–69 (1984).

- [3] Е.Л. Ивченко, В.П. Кочерешко, Г.В. Михайлов, И.Н. Уральцев. Письма в ЖЭТФ **37**, 137–139 (1983).
- [4] В.П. Кочерешко, В.Н. Кац, А.В. Платонов. Изв. РАН. Сер. физ. **78**, 1649 (2014).
- [5] E.L. Ivchenko. *Optical Spectroscopy of Semiconductor Nanostructures*. Alpha Science Int., Harrow, UK (2005).
- [6] G. Dresselhaus. Phys. Rev. **100**, 580 (1955).
- [7] N.S. Averkiev, L.E. Golub, A.S. Gurevich, V.P. Evtikhiev, V.P. Kochereshko, A.V. Platonov, A.S. Shkolnik, Yu.P. Efimov. Phys. Rev. B **74**, 033305 (2006).
- [8] G.L. Bir, G.E. Pikus. *Symmetry and strain-induced effects in semiconductors*. Nauka, Moscow (1972); Wiley, N.Y. (1974).
- [9] E.L. Ivchenko, G.E. Pikus. *Superlattices and Other Heterostructures, Symmetry and Optical Phenomena*. Springer, Berlin (1997).
- [10] В.П. Кочерешко, А.Ю. Серов. *Магнито-оптические явления в полупроводниках и полупроводниковых наноструктурах*. Изд-во СОЛО, СПб (2017) ISBN: 978-5-98340-381-9
- [11] S.D. Ganichev, L.E. Golub. Phys. Status Solidi B **251**, 1801 (2014).
- [12] A.V. Larionov, L.E. Golub. Phys. Rev. B **78**, 033302 (2008).
- [13] A.A. High, A.T. Hammack, J.R. Leonard, S. Yang, L.V. Butov, T.Ostatnick'y, M. Vladimirova, A.V. Kavokin, T.C.H. Liew, K.L. Campman, A.C. Gossard. Phys. Rev. Lett. **110**, 246403 (2013).
- [14] A.V. Nalitov, D.D. Solnyshkov, N.A. Gippius, G. Malpuech. Phys. Rev. B **90**, 235304 (2014).
- [15] Л.И. Мандельштам. Лекции по оптике, теории относительности и квантовой механике. Наука, М. (1972). С. 392.
- [16] L.V. Kotova, A.V. Platonov, V.N. Kats, V.P. Kochereshko, S.V. Sorokin, S.V. Ivanov, L.E. Golub. Phys. Rev. B **94**, 165309 (2016).
- [17] L.V. Kotova, A.V. Platonov, V.N. Kats, V.P. Kochereshko, R. André, L.E. Golub. Phys. Rev. B **97**, 125302 (2018).

Редактор Ю.Э. Китаев