

## Диаманитный экситон-поляритон в межзонной магнитооптике полупроводников

© Р.П. Сейсян<sup>¶</sup>, Г.М. Савченко, Н.С. Аверкиев

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, 194021 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 27 декабря 2011 г. Принята к печати 30 декабря 2011 г.)

Объяснена зависимость интегрального поглощения в образцах  $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$  от магнитного поля, наблюдаемая экспериментально при 1.7 К. Установлено, что эта зависимость представляет собой конкуренцию двух механизмов: рост интегрального поглощения, связанный с увеличением силы осциллятора вследствие сжатия волновой функции экситона магнитным полем, и падение, обусловленное магнитным вымораживанием заряженных рассеивающих центров. На основе анализа интегрального поглощения показано, что в рассмотренных образцах в магнитном поле возникают диаманитные экситонные поляритоны.

1. В настоящее время можно считать вполне установленным, что практически любые межзонные оптические явления в полупроводниках в сильном магнитном поле определяются свойствами квазичастицы, названной „диаманитным экситоном“ [1,2]. Основную причину экситонного характера оптических процессов можно усматривать в „одномеризации“ кулоновской квантовой ямы сильным магнитным полем и, как следствие, в неизбежном существовании в ней как минимум одного связанного электронно-дырочного состояния [2]. В результате экситонное поглощение „возгорает“ в магнитном поле даже в тех случаях, когда оно без магнитного поля существенно подавлено [1,3].

Как правило, магнитооптические исследования, выполненные ранее, преследовали целью определение величин зонных параметров кристаллов, для чего достаточным являлось установление энергетических положений возникающих спектральных особенностей. Количественные измерения удавалось выполнить в отдельных редких случаях, когда предпринимались специальные меры, сводившиеся прежде всего к одновременной регистрации спектров пропускания и отражения. Такие спектры были измерены, например, в [4] и привели к установлению некоторых неожиданных особенностей. Количественный спектр магнитопоглощения [4], который мы приводим на рис. 1, помимо формы линий поглощения, характерных для эффекта Фано, обнаруживает нестандартное поведение амплитуд максимумов, по крайней мере для самого длинноволнового состояния в спектре, связанного с уровнем Ландау электрона  $l = 0$ . На вставке к рисунку видно, что амплитуда этого максимума сначала несколько падает с увеличением магнитного поля. Однако вследствие сжатия волновой функции экситона в плоскости, перпендикулярной направлению магнитного поля  $\mathbf{B}$ , величина поглощения могла бы расти пропорционально квадрату напряженности  $B^2$  (в пределе слабых магнитных полей), как и сила осциллятора перехода  $f$ . Так как амплитуда максимума зависит от формы линии и ее полуширины, более удобной для

последовательного анализа оказывается площадь линии, или же интегральное поглощение.

2. Эти обстоятельства приводят к необходимости выполнить новые эксперименты по получению количественных спектров диаманитных экситонов и провести их детальный анализ. Мы использовали кристаллы GaAs, в которых причиной диссипативного затухания экситонного поглощения при гелиевых температурах являются главным образом заряженные примесные центры и в существенно меньшей степени акустические фононы, а также кристаллы твердых растворов  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  с  $x = 0.15$ , где, помимо упоминавшихся факторов, может действовать еще рассеяние, обусловленное флуктуациями состава [5]. Исследования выполнялись на тонких (толщиной 1–4 мкм) свободных кристаллах, помещаемых в сверхпроводящий соленоид непосредственно в среду жидкого гелия при откачке (температура  $T \approx 1.7$  К). Схема измерений предусматривала запись спектров пропускания  $\tilde{T}(\omega)$  и отражения  $R(\omega)$  при

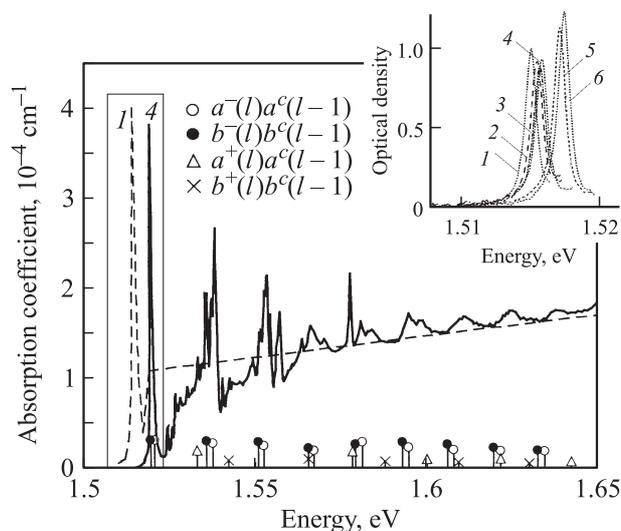


Рис. 1. Спектры поглощения GaAs. На вставке — первая линия экситонного поглощения. 1→6 соответствуют увеличению магнитного поля. Относительно обозначений см. [4].

<sup>¶</sup> E-mail: Rseis@ffm.ioffe.ru

одной и той же установке образца (см., например, [6]). Совместный с  $R(\omega)$  анализ  $\tilde{T}(\omega)$  дает возможность установления оптической плотности  $D(\omega)$  и при известной толщине образца коэффициента поглощения  $\alpha_{\max}$ , свободного от искажающей интерференционной помехи.

Наиболее информативной для нас функцией отклика, как уже отмечалось, можно считать интегральное поглощение экситонной линии, определяемое как

$$K(\gamma) = \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \alpha(\omega - \omega_0, \gamma), \quad (1)$$

где  $\gamma$  — фактор диссипативного затухания. Для волн объемных экситонных поляритонов, распространяющихся в квазиоднородной среде с пространственной дисперсией, интегральный коэффициент поглощения (1) выражается следующей аналитической зависимостью, впервые полученной в работе [7]:

$$K(\gamma) = K_{\max} \begin{cases} \frac{2}{\pi} \left\{ \arctg \frac{\gamma/\gamma_c}{\sqrt{1-(\gamma/\gamma_c)^2}} + \frac{\gamma}{\gamma_c} \sqrt{1-(\gamma/\gamma_c)^2} \right\} & \text{при } \gamma < \gamma_c, \\ 1 & \text{при } \gamma > \gamma_c. \end{cases} \quad (2)$$

Здесь

$$K_{\max} = \frac{\pi}{2} \frac{\sqrt{\epsilon_0} \omega_{LT}^2}{c} \quad (3)$$

— максимальное значение интегрального коэффициента поглощения,

$$\gamma_c = 2\omega_0 \sqrt{\frac{2\epsilon_0 \hbar \omega_{LT}}{Mc^2}} \quad (4)$$

— критическое значение параметра затухания, при котором излучательное время жизни экситона становится равным времени его нерадикационного затухания. Существенное для нас свойство экситонных поляритонов заключается в том, что функция (2) возрастает от значения  $K = 0$  при  $\gamma = 0$  по закону  $K(\gamma) = (4K_{\max}/\pi)\gamma/\gamma_c$  (при  $\gamma/\gamma_c \ll 1$ ) до значения (3), которое достигается при  $\gamma = \gamma_c$  и остается постоянным при  $\gamma/\gamma_c > 1$ . Установлено, что величина  $\gamma$  является монотонной функцией температуры [8]. Критическая температура  $T_c$ , при которой исчезают поляритонные эффекты, определяется условием  $\gamma(T_c) = \gamma_c$ .

3. Параметры экситонного поляритона были измерены экспериментально при исследовании температурных зависимостей  $K(T)$  для образцов GaAs и Al<sub>0.15</sub>Ga<sub>0.85</sub>As [9]. В [10] из экспериментальных данных [9] было установлено, что величины  $K_{\max}$  и следующие из них  $\hbar\omega_{LT}$  равны 73, 89.5 эВ/см, и 0.09–0.11 мэВ для образцов GaAs и AlGaAs соответственно. При этом критические величины диссипативного затухания оказываются равными для них 0.22 и 0.32 мэВ.

Эти данные нанесены на зависимости  $K(\gamma)$ , построенные согласно (2) (см. рис. 2). Исходя из них можно сделать вывод о том, что величина интегрального поглощения в основном состоянии экситона для наиболее

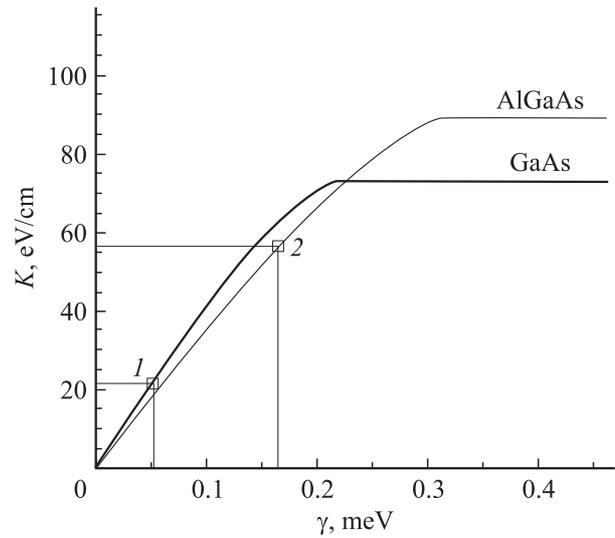


Рис. 2. Зависимости интегрального поглощения  $K$  от фактора диссипативного затухания  $\gamma$  для GaAs и AlGaAs, построенные согласно (2). Точки 1, 2 получены из эксперимента [10].

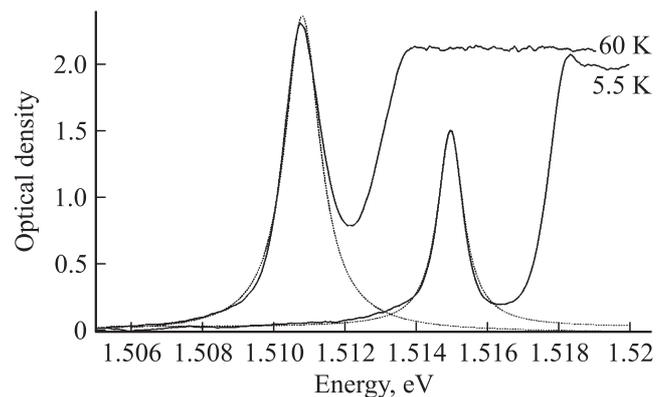
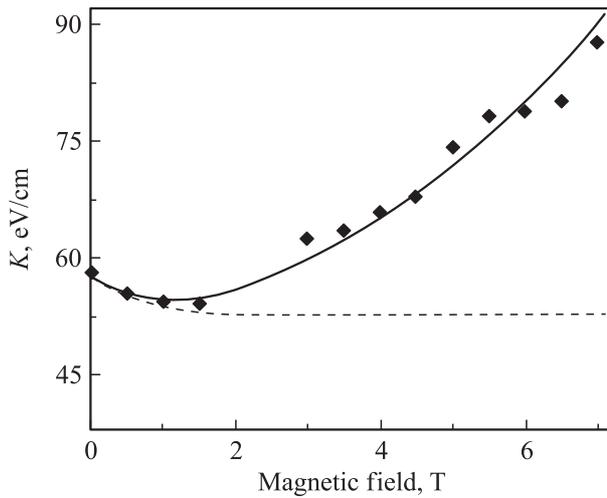


Рис. 3. Край поглощения GaAs при температурах 5.5, 60 К и аппроксимация экситонной полосы лорентцианом.

чистых образцов при низкой температуре составляет 21.8 эВ/см для GaAs и 57.89 эВ/см для AlGaAs с  $x = 0.15$ . Вычисляя полуширину линии при гелиевой температуре, легко убедиться, что амплитуда поглощения такого экситона при лорентцевой форме линии окажется существенно ниже уровня континуума состояний. Таким образом, для экситонного поляритона оказывается вполне типичной структура экситонного края поглощения с основным состоянием, не достигающим уровня континуума. Эти уровни выравниваются при повышении температуры (рис. 3). В работе [7] показано, что зависимость интегрального поглощения от фактора диссипативного затухания является проявлением пространственной дисперсии среды, которая может быть в свою очередь интерпретирована как возбуждение в среде экситонных поляритонов. Поэтому повышение максимума поглощения, а также интегрального поглощения с



**Рис. 4.** Зависимость  $K$  от величины магнитного поля для  $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$ : точки — экспериментальные данные; линии — результат расчета (см. пояснения в тексте).

увеличением температуры может рассматриваться как признак экситонных поляритонов.

4. Зависимость  $K(B)$  была получена экспериментально в [11]. Приложение магнитного поля  $B$ , как указывалось выше, приводит к росту силы осциллятора  $f$  экситонных переходов в полупроводниках и, следовательно, должно вызвать увеличение  $K$ . Однако экспериментально [11] (см. точки на рис. 4) наблюдается уменьшение  $K$ . Только с увеличением магнитного поля до величин порядка  $B_{\min} = 2-2.5$  Тл наблюдается общий рост  $K$ .

Для объяснения падающей части  $K(B)$  нами привлечен эффект магнитного „вымораживания“ примеси. Исходя из рис. 2 можно заключить, что падение интегрального поглощения вызывается уменьшением фактора диссипативного затухания с увеличением магнитного поля. Увеличение магнитного поля приводит к росту энергии связи электрона на доноре  $E_D$ , что приводит к уменьшению концентрации заряженных доноров и, как следствие, к уменьшению соответствующей диссипации.

Оказалось, что расчет, выполненный для чистых нескомпенсированных полупроводниковых образцов  $n$ -типа проводимости с концентрацией электронов  $10^{13} \text{ см}^{-3}$ , приводит к резкому уменьшению числа заряженных примесей с ростом магнитного поля, что не позволяет объяснить наблюдаемое относительно плавное падение интегрального поглощения (см. рис. 4). Эта зависимость, однако, существенно выполаживается при учете возможной компенсации, вносящей определенную концентрацию акцепторов с зарядом, изначально „замороженным“ и не зависящим от вымораживания магнитным полем.

При расчете концентрации заряженных доноров мы использовали вариационный расчет  $E_D$ , выполненный авторами работы [12], который дает теоретическую зави-

симость  $E_D(B)$ , хорошо согласующуюся с результатами измерений эффекта Холла в широком диапазоне магнитных полей [13].

Концентрация свободных электронов в зоне проводимости в общем виде определяется следующим образом:

$$n_c = \int_0^{\infty} \rho(E_c) f(E_c) dE_c. \quad (5)$$

Здесь

$$\rho(E_c) = \frac{m^{3/2}}{\sqrt{2}} \frac{\omega_H}{(2\pi\hbar)^2} \frac{1}{\sqrt{E_c}}$$

представляет собой электронную плотность состояний для основного уровня Ландау  $l = 0$  (мы предполагаем, что все электроны переходят с примесных атомов на нижний уровень Ландау; иными словами, расстояние между дном зоны проводимости при  $B = 0$  и первым уровнем Ландау  $\hbar\omega_H/2$  считается большим по сравнению с тепловой энергией электрона  $kT$ ), а

$$f(E_c) = \frac{1}{\exp[(E - \mu)kT] + 1}$$

— функция распределения Ферми–Дирака. Интегрирование ведется по всем значениям кинетической энергии электрона  $E_c$ . С другой стороны, число ионизованных примесных центров равно

$$N_D^+ = \frac{N_D}{1 + 2 \exp[(\mu - E)/kT]}, \quad (6)$$

где  $N_D$  — полное число доноров.

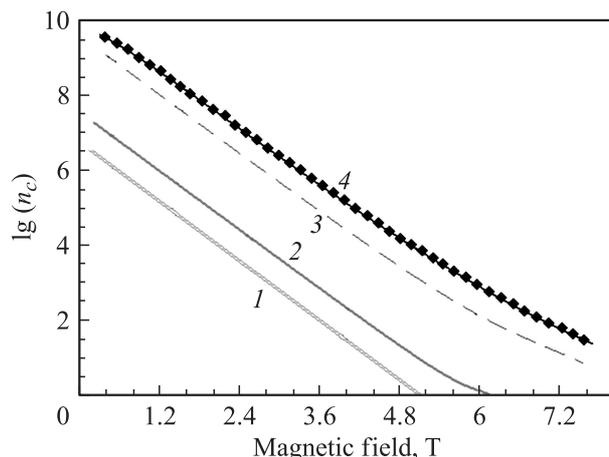
В уравнениях (5) и (6) не известен уровень химического потенциала  $\mu$ , который может быть найден из условия электронейтральности

$$n_c = N_D^+ - N_A^-, \quad (7)$$

в котором  $N_A^-$  — концентрация ионизованных акцепторов. Понятно, что  $n_c = 0$  до тех пор, пока  $N_A^- < N_A$ , где  $N_A$  — общее число акцепторных состояний. Поэтому в уравнении (7) можно заменить  $N_A^-$  на  $N_A$ . Уравнение (7) решается численно, после чего найденные значения химического потенциала подставляются в выражения (5) или (6).

Число акцепторов  $N_A$  обычно задается компенсационным отношением  $\beta = N_A/N_D$ . В обсуждаемых экспериментах есть основания полагать компенсацию крайне малой:  $\beta = 10^{-2} - 10^{-5}$  [10].

Результаты численного расчета, выполненного с использованием уравнения (7) при различных значениях энергии ионизации примесей, показаны на рис. 5. В расчете использованы следующие исходные данные: энергия ионизации донора при нулевом магнитном поле 5.18 мэВ, эффективная масса электрона  $0.063m_0$ , исходный уровень легирования  $N_D = 10^{13} \text{ см}^{-3}$ , уровень компенсации  $\beta = 1.6 \cdot 10^{-4}$ , температура 2 К. Видно, что зависимость концентрации свободных носителей



**Рис. 5.** Зависимости концентрации электронов в  $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$  от магнитного поля при разных значениях энергии ионизации, мэВ: 1 — 6.17, 2 — 5.18, 3 — 4.5, 4 — 4.

(а вместе с ней и концентрации заряженных доноров) в зависимости от магнитного поля представляет собой быстро убывающую экспоненту.

В приведенном выше расчете флуктуации концентрации примесей, согласно [14], не принимались во внимание.

Для исследуемого нами случая твердого раствора следовало бы принять во внимание случайный потенциал, обусловленный флуктуациями состава, приводящими к появлению хвоста плотности состояний, экспоненциально убывающего в глубь запрещенной зоны, что эквивалентно уменьшению эффективной энергии ионизации донора. Если считать этот потенциал гауссовой случайной функцией типа „белый шум“, экспоненциальная зависимость плотности состояний в области хвоста может быть определена методом оптимальной флуктуации как [15]

$$\rho(E) = 0.1 \left( \frac{m|E|}{\hbar^2} \right)^{3/2} \frac{1}{E_0} \exp \left( -\sqrt{\frac{|E|}{E_0}} \right), \quad |E| \gg E_0,$$

$$E_0 = \frac{1}{178} \frac{\eta^2 m^2}{\hbar^6}, \quad \eta = \frac{\alpha^2}{N} \chi(1 - \chi). \quad (8)$$

Здесь  $N$  — полная концентрация узлов в подрешетке  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}$ , параметр  $\alpha$  представляет собой скорость изменения энергетического положения дна зоны проводимости с составом.

Оценка величины  $E_0$  для твердого раствора  $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$  дает пренебрежимо малую величину, подстановка которой в формулу (8) не приводит к заметному хвосту плотности состояний. Таким образом, флуктуации состава в данном случае никак не сказываются на концентрации электронов.

**5.** Рассмотрим теперь связь концентрации рассеивающих центров с фактором диссипативного затухания экситона  $\Gamma$ . Эта связь обусловлена рассеянием

на заряженных примесях и может быть представлена как  $\Gamma(B) = \sigma(N_D^+ + N_A^-)$ , где  $\sigma$  — некоторое „интегральное“ сечение рассеяния экситона заряженным примесным центром. Сопоставляя теоретический расчет концентрации рассеивателей  $N_D^+ + N_A^-$  с данными экспериментальной зависимости  $K(B)$ , мы получаем для твердого раствора  $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$  приемлемое согласие. На рис. 4 показано сравнение результатов экспериментального измерения  $K(B)$  (точки) с результатами теоретического расчета (штриховая линия — расчет, не учитывающий влияние увеличения силы осциллятора, т.е. учитывающий только концентрацию рассеивающих центров в пересчете на интегральное поглощение с коэффициентом пересчета  $1.7 \cdot 10^{-9}$  эВ·см<sup>2</sup>; сплошная линия — расчет, учитывающий рост силы осциллятора как  $f_0(1 + 0.014B^2)$ , где использован числовой коэффициент, являющийся результатом подгонки). При этом не зависящая от магнитного поля концентрация акцепторов  $N_A^-$  рассматривается как составляющая независимой от  $B$  части интегрального поглощения  $K(0)$ , в которую также входят все иные механизмы рассеяния, среди которых существенную роль может играть рассеяние на нейтральной примеси, сопровождающееся захватом экситона в экситон-примесный комплекс [16].

**6.** Таким образом, анализ интегрального поглощения  $K$  в зависимости от напряженности магнитного поля для двух видов полупроводниковых кристаллов — бинарного соединения GaAs и квазибинарного твердого раствора  $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$  — убедительно показывает на примере нижнего состояния, связанного с нулевым уровнем Ландау, что возникающие в магнитном поле диаманитные экситоны на самом деле представляют собой не просто диаманитные экситоны (ДЭ), а квазичастицу более сложного вида — диаманитный экситонный поляритон (ДЭП). Не вызывает сомнений, что ДЭП окажутся основой межзонных магнитооптических явлений и в других кристаллах, как правило, изучаемых на наиболее совершенных образцах и проявляющих „экситонное“ поведение уже и без включения магнитного поля. Роль ДЭП в более высоких состояниях по числу Ландау ( $l \geq 1$ ), а также в образовании эффекта Фано требует дальнейшего изучения.

Работа поддержана грантами РФФИ, Министерством образования и науки Российской Федерации (договор 11.G34.31.0001 с СПбГПУ и ведущим ученым Г.Г. Павловым, ГК 14.740.11.0892), Грантом Президента РФ НШ-5442.2012.2.

## Список литературы

- [1] Р.П. Сейсян. *Спектроскопия диаманитных экситонов* (М., Наука, 1984).
- [2] R.P. Seisyan, B.P. Zakharchenya. In: *Landau Level Spectroscopy*, ed by G. Landwehr, E.I.Rashba (Amsterdam, Elsevier Science Publishers B.V., 1991) p. 345.

- [3] Р.П. Сейсян, А.В. Варфоломеев, Б.П. Захарченя. ФТП, **2**, 1276 (1968).
- [4] Д.В. Василенко, Н.В. Лукьянова, Р.П. Сейсян. ФТП, **33** (1), 19 (1999).
- [5] С.А. Марков, Р.П. Сейсян, В.А. Кособукин. ФТП, **38** (2), 230 (2004).
- [6] Р.П. Сейсян, В.А. Кособукин, М.С. Маркосов. ФТП, **40** (11), 1321 (2006).
- [7] Н.А. Ахмедиев. ЖЭТФ, **79** (4), 1534 (1980).
- [8] В.А. Кособукин, А.Н. Поддубный. ФТТ, **49** (10), 1883 (2007).
- [9] R.P. Seisyan, V.A. Kosobukin, S.A. Vaganov, M.A. Markosov, T.A. Shamirzaev, K.S. Zhuravlev, A.K. Bakanov, A.I. Toropov. Phys. Status Solidi C, **2**, 900 (2005).
- [10] М.С. Маркосов, Р.П. Сейсян. ФТП, **43** (5), 656 (2009).
- [11] М.С. Маркосов. Автореф. канд. дис. (СПб., ФТИ, 2009).
- [12] Е.П. Покатилов, М.М. Русанов. ФТТ, **10** (10), 3117 (1968).
- [13] B. Jouault, A. Raymond, W. Zawadzki. Phys. Rev. B, **65**, 245 210 (2002).
- [14] M.I. Dyakonov, A.L. Efros, D.L. Mitchell. Phys. Rev., **180** (3), 813 (1969).
- [15] E. Brezin, G. Parisi. J. Phys. C, **13**, 307 (1980).
- [16] M.D. Sturge. In: *Excitons*, ed. by E.I. Rashba, M.D. Sturge (North-Holland, Amsterdam, 1982) p. 10.

Редактор Л.В. Шаронова

## Diamagnetic exciton—polariton in interband magneto-optics of semiconductors

R.P. Seisyan, G.M. Savchenko, N.S. Averkiev

Ioffe Physicotechnical Institute,  
Russian Academy of Sciences,  
194021 St. Petersburg, Russia

**Abstract** A theoretical explanation of the observed experimentally at 1.7 K magnetic field dependence of the integral absorbance in  $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$  samples has been proposed. It is shown that this dependence presents the competition of two mechanisms: integral absorbance increase associated with an increase in oscillator strength due to the exciton wave function compression in magnetic field and integral absorbance decline due to the magnetic freezeout of charged scattering centers. Based on the analysis of integral absorbance it is shown that diamagnetic exciton polaritons arise in the considered samples in a magnetic field.