

ВНУТРИЭКСИТОННЫЕ ПЕРЕХОДЫ В ДВУМЕРНЫХ СИСТЕМАХ В СИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

А.Б. Дзюбенко

Институт общей физики РАН
117942 Москва, Россия

Поступила в редакцию 30 сентября 1997 г.

Рассмотрены особенности внутренних переходов двумерных (2D) экситонов в сильном магнитном поле B , обусловленные связью внутреннего движения и движения центра масс. Показано, что для магнитоэкситонов с импульсом центра масс $\mathbf{K} \neq 0$ энергии сильных переходов уменьшаются с ростом \mathbf{K} , а в спектрах поглощения появляются слаборазрешенные переходы, полная интенсивность которых сильно зависит от статистики (функции распределения) экситонов.

PACS: 73.20.-r

1. В последнее время внутризонные переходы квазидвумерных экситонов в квантовых ямах (КЯ) и сверхрешетках в магнитном поле вызывают достаточно большой интерес (см. [1–3] и цитируемую литературу). Прогресс в этой области связан с использованием чувствительного метода исследования – оптически детектируемого циклотронного резонанса. Внутризонная ИК магнитоспектроскопия может оказаться эффективной для изучения кинетики межуровневых экситонных переходов, для исследования коллективных эффектов в системе экситонов конечной плотности, а также для разрешения тонкой структуры основного и возбужденных состояний квази-2D экситонов, например, в двойных связанных КЯ [4].

При внутризонной ИК-спектроскопии отклик дают все заселенные экситонные состояния, в том числе с конечным импульсом центра масс \mathbf{K} , в отличие от межзонных переходов, для которых только при $\mathbf{K} = 0$ экситоны оптически-активны. Физически движение центра масс и относительное движение нейтральной e - h -пары связаны в магнитном поле B . В настоящей работе мы теоретически рассмотрим некоторые особенности экситонного ИК-поглощения в 2D системах в сильном магнитном поле, связанные с этим обстоятельством. Аналогичные эффекты должны существовать в атомной физике (с учетом изменения характерных масштабов магнитных полей и импульсов [5]).

2. Для простоты будем рассматривать чисто 2D ситуацию. Движению 2D нейтральной e - h -пары в перпендикулярном поле $\mathbf{B} = (0, 0, B)$ отвечает гамильтониан

$$H = \frac{1}{2m_e} \left(-i\hbar\nabla_e + \frac{e}{c}\mathbf{A}_e \right)^2 + \frac{1}{2m_h} \left(-i\hbar\nabla_h - \frac{e}{c}\mathbf{A}_h \right)^2 - \frac{e^2}{\epsilon|\mathbf{r}_e - \mathbf{r}_h|} \equiv H_0 + U_{eh}, \quad (1)$$

где $\mathbf{r} = (x, y)$. Движение характеризуется [5] сохраняющимся магнитным импульсом центра масс $\hat{\mathbf{K}} = -i\hbar\nabla_{\mathbf{R}} - \frac{e}{c}\mathbf{A}(\mathbf{r})$. Здесь $\mathbf{R} = (m_e\mathbf{r}_e + m_h\mathbf{r}_h)/M$ – координата центра масс и $\mathbf{r} = \mathbf{r}_e - \mathbf{r}_h$ – относительная e - h -координата, $M = m_e + m_h$, $\mathbf{A} = \frac{1}{2}\mathbf{B} \times \mathbf{r}$. Волновая функция (ВФ) экситона с импульсом \mathbf{K} может быть представлена в виде [5] $\Psi_{\mathbf{K}} = \exp\left(\frac{i}{\hbar}[\mathbf{K} + \frac{e}{c}\mathbf{A}(\mathbf{r})] \cdot \mathbf{R}\right) \Phi_{\mathbf{K}}(\mathbf{r})$. Это также можно рассматривать как унитарное преобразование гамильтониана $H \rightarrow \hat{H}(\mathbf{K}) = \hat{U}^\dagger H \hat{U}$, где $\hat{U}(\mathbf{K}) = \exp\left(\frac{i}{\hbar}[\mathbf{K} + \frac{e}{c}\mathbf{A}(\mathbf{r})] \cdot \mathbf{R}\right)$. Преобразованный гамильтониан имеет вид [5, 6]

$$\tilde{H}(\mathbf{K}) = \tilde{H}_0(\mathbf{K}) + U_{eh}, \text{ и}$$

$$\tilde{H}_0(\mathbf{K}) = -\frac{\hbar^2}{2\mu} \nabla_{\mathbf{r}}^2 + \frac{1}{2} \hbar (\omega_{ch} - \omega_{ce}) \hat{l}_z + \frac{e^2 B^2}{8\mu c^2} r^2 + \frac{e}{Mc} \mathbf{B} \cdot [\mathbf{r} \times \mathbf{K}] + \frac{K^2}{2M}, \quad (2)$$

где $\mu^{-1} = m_e^{-1} + m_h^{-1}$, $\omega_{ce(h)} = eB/m_{e(h)}c$ и $\hat{l}_z = -i[\mathbf{r} \times \nabla_{\mathbf{r}}]_z$ – проекция углового момента относительного движения. Аналогично случаю электронов в магнитном поле B , гамильтониан (2) может быть диагонализирован в представлении лестничных бозевских операторов (см. [7]). Осуществим для этого сначала еще одно унитарное преобразование [5] $\tilde{H}(\mathbf{K}) \rightarrow \tilde{H} = \tilde{W}^\dagger(\mathbf{K}) \tilde{H}(\mathbf{K}) \tilde{W}(\mathbf{K})$, $\tilde{W}(\mathbf{K}) = \exp\left(\frac{i}{2\hbar} \gamma \mathbf{K} \cdot \mathbf{r}\right)$, где $\gamma = (m_h - m_e)/M$, а затем сдвиг координат $\mathbf{r} \rightarrow \bar{\mathbf{r}} = \mathbf{r} - \mathbf{r}_0 = (\bar{x}, \bar{y})$ с $\mathbf{r}_0 = \mathbf{e}_z \times \mathbf{K} l_B^2 / \hbar$. После этого получаем гамильтониан \tilde{H}_0 (очевидно, $\tilde{H} = \tilde{H}_0 + U_{eh}(\bar{\mathbf{r}})$), который в координатном представлении принимает вид гамильтониана $\tilde{H}_0(\mathbf{K} = 0)$ из (2). Чтобы диагонализировать \tilde{H}_0 , введем лестничные операторы

$$\bar{a}^\dagger = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{z}{2l_B} - 2l_B \frac{\partial}{\partial z^*} \right), \quad \bar{b}^\dagger = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{z^*}{2l_B} - 2l_B \frac{\partial}{\partial z} \right), \quad (3)$$

такие, что $[\bar{a}, \bar{a}^\dagger] = [\bar{b}, \bar{b}^\dagger] = 1$, $[\bar{a}, \bar{b}] = [\bar{a}, \bar{b}^\dagger] = 0$; здесь $z = \bar{x} + i\bar{y}$, $l_B = (\hbar c/eB)^{1/2}$. В этом представлении имеем $\tilde{H}_0 = \hbar\omega_{ce}(\bar{a}^\dagger \bar{a} + \frac{1}{2}) + \hbar\omega_{ch}(\bar{b}^\dagger \bar{b} + \frac{1}{2})$, так что ортонормированные собственные состояния имеют вид факторизованных ВФ $|nm\rangle = (\bar{a}^\dagger)^n (\bar{b}^\dagger)^m |00\rangle / \sqrt{n!m!}$ с собственными значениями $\hbar\omega_{ce}(n + \frac{1}{2}) + \hbar\omega_{ch}(m + \frac{1}{2})$. В координатном представлении ВФ $\langle \mathbf{r} | nm \rangle \equiv \phi_{nm}(\mathbf{r})$ совпадают с ВФ электрона в поле B (например, $\langle \mathbf{r} | 00 \rangle = \exp(-\rho^2/4l_B^2) / (2\pi l_B^2)^{1/2}$). В случае магнитоэкситона операторы \bar{a}^\dagger , \bar{a} (\bar{b}^\dagger , \bar{b}) описывают электронные (дырочные) уровни Ландау. Учитывая, что $\hat{S}(\mathbf{K}) \equiv \hat{W}(\mathbf{K}) \hat{U}(\mathbf{K}) = \exp\left(\frac{i}{\hbar} \mathbf{R}_0 [\mathbf{K} + \frac{e}{c} \mathbf{A}(\mathbf{r})]\right)$, где $\mathbf{R}_0 = \frac{1}{2}(\mathbf{r}_e + \mathbf{r}_h)$, ВФ $|nm\mathbf{K}\rangle = \hat{S}(\mathbf{K}) |nm\rangle$, описывающую свободное движение e - h -пары в B , можно представить в виде

$$\Psi_{nm\mathbf{K}}(\mathbf{r}_e, \mathbf{r}_h) = \langle \mathbf{r}_e \mathbf{r}_h | nm\mathbf{K} \rangle = \exp\left(\frac{i}{\hbar} \mathbf{R}_0 \left[\mathbf{K} + \frac{e}{c} \mathbf{A}(\mathbf{r})\right]\right) \phi_{nm}(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0). \quad (4)$$

ВФ $\Psi_{nm\mathbf{K}}(\mathbf{r}_e, \mathbf{r}_h)$ отвечают 2D магнитоэкситонам в пределе сильного магнитного поля (ср. [6]), законы дисперсии которых $E_{nm}(\mathbf{K}) = \langle nm | U_{eh}(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0) | nm \rangle$.

3. Рассмотрим взаимодействие экситонов с ИК-излучением. В геометрии Фарадея (излучение распространяется параллельно \mathbf{B}) гамильтониан, описывающий поглощение при взаимодействии с переменным электрическим полем (с амплитудой \mathcal{F}_0 и частотой ω) циркулярно поляризованного ИК-излучения, имеет вид

$$\delta \hat{V}^\pm = \frac{e\mathcal{F}_0}{\omega} \left(\frac{\pi_e^\pm}{m_e} - \frac{\pi_h^\pm}{m_h} \right) \exp(-i\omega t). \quad (5)$$

Здесь “ \pm ” обозначает левую (правую) σ^\pm круговую поляризацию,

$$\pi_j^\pm = \pi_{jx} \pm i\pi_{jy}, \quad (j = e, h), \quad \pi_e = -i\hbar \nabla_e + \frac{e}{c} \mathbf{A}_e, \quad \pi_h = -i\hbar \nabla_h - \frac{e}{c} \mathbf{A}_h.$$

Как можно показать, $[\delta \hat{V}^\pm, \hat{\mathbf{K}}] = 0$, то есть магнитный импульс сохраняется в процессе ИК-перехода (в дипольном приближении это следует также из закона сохранения полного импульса). При $\mathbf{K} = 0$ магнитоэкситоны могут быть характеризованы сохраняющейся проекцией углового момента относительного e - h -движения l_z ; при

этом $l_z = n - m$ ($\hat{l}_z = \bar{a}^\dagger \bar{a} - \bar{b}^\dagger \bar{b}$). Поэтому для $\mathbf{K} = 0$ экситонов в B правила отбора имеют обычный вид

$$\langle \Psi'_{\mathbf{K}=0, l'_z} | \delta \hat{V}^\pm | \Psi_{\mathbf{K}=0, l_z} \rangle \sim \delta_{l'_z, l_z \pm 1}. \quad (6)$$

При $\mathbf{K} \neq 0$, благодаря присутствию члена $(e/Mc)\mathbf{B} \cdot [\mathbf{r} \times \mathbf{K}]$ (который отвечает однородному электрическому полю в движущейся системе координат в B), гамилтониан (2) не обладает аксиальной симметрией. В результате правила отбора для ИК-переходов сводятся лишь к закону сохранения импульса: вообще говоря, $\langle \Psi'_{\mathbf{K}} | \delta \hat{V}^\pm | \Psi_{\mathbf{K}} \rangle \neq 0$ для всех пар экситонных термов. В пределе сильного поля рассмотрение упрощается. Матричные элементы оператора взаимодействия с полем ИК-излучения между состояниями 2D магнитоэкситонов (4) имеют вид

$$\langle n' m' \mathbf{K} | \delta \hat{V}^\pm | n m \mathbf{K} \rangle = \langle n' m' | \hat{S}(\mathbf{K})^\dagger \delta \hat{V}^\pm \hat{S}(\mathbf{K}) | n m \rangle. \quad (7)$$

Соотношение

$$\hat{S}(\mathbf{K})^\dagger \delta \hat{V}^\pm \hat{S}(\mathbf{K}) = \frac{i\sqrt{2}e\hbar\mathcal{F}_0}{\omega l_B} \left(\frac{\bar{a}^\dagger}{m_e} - \frac{\bar{b}}{m_h} \right) e^{-i\omega t} \quad (8)$$

показывает, что (7) не зависят от импульса \mathbf{K} , и в этом пределе возможны переходы лишь с изменением номеров уровней Ландау $\Delta n(\Delta m) = 1$ для σ^\pm -поляризации. Учет перемешивания уровней Ландау проведен ниже.

4. Рассмотрим ИК-переходы между экситонами с $\mathbf{K} = 0$. В сильных магнитных полях, $1s$ экситонные состояния в основном сформированы состоянием $|00\mathbf{K}=0\rangle$, соответствующим нулевым уровням Ландау e и h . Благодаря кулоновскому $e-h$ взаимодействию имеется также слабое $\sim l_B/a_{Be(h)} \ll 1$ [$a_{Be(h)} = \epsilon\hbar^2/m_{e(h)}e^2$] подмешивание более высоких уровней Ландау $|nn\mathbf{K}=0\rangle$. Похожим образом, $2p^+$ ($2p^-$) экситонные состояния формируются в основном состоянием $|10\mathbf{K}=0\rangle$ ($|01\mathbf{K}=0\rangle$) со слабым подмешиванием состояний $|n+1 n \mathbf{K}=0\rangle$ ($|n n+1 \mathbf{K}=0\rangle$). Поэтому в сильном поле B экситонный переход $1s \rightarrow 2p^+$ ($1s \rightarrow 2p^-$) может рассматриваться [4] как электронный (дырочный) циклотронный резонанс $\phi_{00} \rightarrow \phi_{10}$ ($\phi_{00} \rightarrow \phi_{01}$), который модифицирован экситонными эффектами. В чисто 2D случае и пределе сильного магнитного поля энергии связи $1s$ и $2p^\pm$ магнитоэкситонов равны [6] $E_{00} = E_0$ и $E_{10} = E_{01} = \frac{1}{2}E_0$, соответственно; здесь $E_0 = \sqrt{\pi/2}e^2/\epsilon l_B \sim \sqrt{B}$. Поэтому энергии переходов $1s \rightarrow 2p^\pm$ в этом пределе

$$E_{1s \rightarrow 2p^+} = \hbar\omega_{ce} + \frac{1}{2}E_0, \quad E_{1s \rightarrow 2p^-} = \hbar\omega_{ch} + \frac{1}{2}E_0. \quad (9)$$

Переходы $1s \rightarrow np^\pm$ на более высоколежащие возбужденные состояния оказываются слабыми по параметру $\sim [l_B/a_{Be(h)}]^2$, а их энергии

$$E_{1s \rightarrow np^\pm} = \hbar\omega_{ce(h)} + (n-1)[\hbar\omega_{ce} + \hbar\omega_{ch}] + \left[1 - \frac{[2(n-1)!]}{2^{2(n-1)}[(n-1)!]^2} \right] E_0 \quad (10)$$

содержат вклад, кратный сумме циклотронных энергий e и h [$\hbar\omega_{ce} + \hbar\omega_{ch}$]; последний член $\approx [1 - (\pi n)^{-1/2}]E_0$ при $n \gg 1$ в (10).

Экситонные ИК-переходы, очевидно, чувствительны к кулоновским $e-h$ взаимодействиям. Теорема Кона [8] не применима к этой ситуации, поскольку отношение заряда к массе различны для e и h . Как, однако, видно из (10), *разность*

$$E_{1s \rightarrow np^+} - E_{1s \rightarrow np^-} = \hbar\omega_{ce} - \hbar\omega_{ch} \quad (11)$$

не зависит от e - \hbar -взаимодействий [4]. Результат (11) следует из факта разделения переменных в цилиндрических координатах в (2) и справедлив не только в пределе сильного магнитного поля или для 2D системы. Это можно связать также с существованием некоторой точной симметрии для экситонов в однородном поле B . Чтобы показать это, введем [9] оператор \hat{T} , отвечающий операции обращения времени, которой подвергается *только* рассматриваемая система, а поле B считается внешним: направление \mathbf{B} при операции \hat{T} не изменяется (токи, создающие B , не меняют своего направления). Обычным образом, при действии оператора \hat{T} координаты не меняют знака: $\hat{T}^{-1}\mathbf{r}\hat{T} = \mathbf{r}$, а импульсы и орбитальные угловые моменты — меняют знак: $\hat{T}^{-1}\hat{\mathbf{p}}\hat{T} = -\hat{\mathbf{p}}$, $\hat{T}^{-1}\hat{\mathbf{L}}\hat{T} = -\hat{\mathbf{L}}$. Для полного гамильтониана $\hat{H}(\mathbf{K}) = \hat{U}^\dagger(\mathbf{K})H\hat{U}(\mathbf{K})$, отвечающего внутреннему движению e - \hbar -пары (см. (2)), имеем

$$[\hat{H}(\mathbf{K}), \hat{T}] = [\hat{H}_0(\mathbf{K}), \hat{T}] = (\hbar\omega_{ch} - \hbar\omega_{ce})\hat{T}\hat{l}_z. \quad (12)$$

Учтем, что l_z для экситонов с $\mathbf{K} = 0$ является хорошим квантовым числом, и что $\hat{T}\Psi_{\mathbf{K}=0np^+} = \Psi_{\mathbf{K}=0np^-}$. (Заметим, что $\hat{T}^{-1}\hat{a}^\dagger\hat{T} = \hat{b}^\dagger$, так что $\hat{T}|nm\rangle = |m\bar{n}\rangle$, и последнее равенство очевидно в пределе сильного поля.) Поэтому из операторной алгебры (12) следует соотношение (11). Для выполнения (12) формально важно, что оператор \hat{T} является антиунитарным, так что $\hat{T}^{-1}\hat{U}(\mathbf{K})\hat{T} \neq \hat{U}(\mathbf{K})$ и $[\hat{U}(\mathbf{K}), \hat{T}] \neq 0$. Рассмотрение, основанное на операторной алгебре, аналогичной (12), может оказаться полезным при исследовании более сложных гамильтонианов в B (сравним с теоремой для однокомпонентной многоэлектронной системы [9]).

5. Установим особенности, связанные с ИК поглощением (например, термически-возбужденными) магнитоэкситонами с $\mathbf{K} \neq 0$. Мы предполагаем, что магнитное поле B является достаточно сильным ($l_B \ll a_{Be(h)}$), так что перемешивание между различными уровнями Ландау можно учесть по теории возмущений; можно ожидать, что результаты будут качественно применимы и для более слабых полей $l_B \leq a_{Be(h)}$. Мы будем рассматривать магнитный квантовый предел $\nu_X = 2\pi l_B^2 n_X \ll 1$, когда магнитоэкситоны заполняют нулевой уровень Ландау; n_X — плотность экситонов.

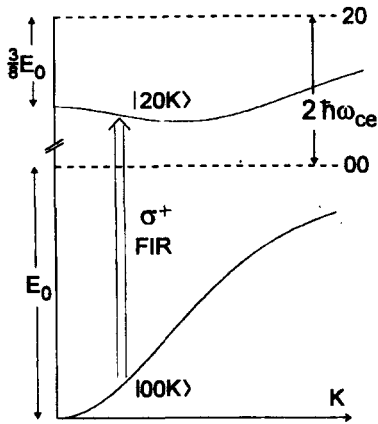
Рассмотрим сначала, как энергия сильного перехода $|00\mathbf{K}\rangle \rightarrow |10\mathbf{K}\rangle$ зависит от K . Предполагая низкие температуры $k_B T \ll E_0$, мы можем ограничиться рассмотрением небольших импульсов $Kl_B/\hbar \ll 1$. Законы дисперсии магнитоэкситонов в этой области являются квадратичными [6]:

$$E_{00}(K) \simeq -E_0 + K^2/2M_{00}, \quad E_{10}(K) \simeq -\frac{1}{2}E_0 + K^2/2M_{10}, \quad (13)$$

где $M_{00} = 2\hbar^2/E_0 l_B^2$ и $M_{10} = -2M_{00}$. Магнитоэкситон $|10\mathbf{K}\rangle$ характеризуется *отрицательной* эффективной массой. Вследствие этого, “кинетические” энергии начального и конечного состояний не компенсируют друг друга, и энергия перехода

$$E_{00 \rightarrow 10} = \hbar\omega_{ce} + \frac{1}{2}E_0 - \frac{K^2}{2M_{00}} \left(1 + \frac{M_{00}}{|M_{10}|} \right) \quad (14)$$

уменьшается с увеличением импульса K . (Похожая ситуация для перехода $|00\mathbf{K}\rangle \rightarrow |20\mathbf{K}\rangle$ показана на рисунке). Таким образом, с увеличением температуры T в сильном магнитном поле можно ожидать уширения линии этого перехода преимущественно в область *меньших* энергий. Поскольку дисперсия 2D магнитоэкситонов возникает только за счет e - \hbar -взаимодействий [6], этот эффект есть не что иное, как влияние межчастичных взаимодействий на экситонные внутризонные ИК-переходы.



Схематический рисунок, показывающий дисперсии $E_{00}(K)$ и $E_{20}(K)$ 2D магнитоэкситонов $|00K\rangle$ и $|20K\rangle$. Вертикальная двойная стрелка показывает слаборазрешенный σ^+ ИК-переход. Штриховые линии отмечают положения свободных уровней Ландау ($n_e n_h$)

Оценим характерную величину третьего члена в (14). Поскольку 2D магнитоэкситоны образуют почти идеальный газ [10], мы предположим для них бозевскую функцию распределения $f_X = (\exp[(\epsilon_K - \mu)/k_B T] - 1)^{-1}$, где $\epsilon_K = K^2/2M_{00} = E_0 K^2 l_B^2 / 4\hbar^2$ из (13), и химический потенциал 2D идеального бозе-газа дается выражением $\mu = k_B T \ln [1 - \exp(-E_0 \nu_X / 2k_B T)]$. Для 2D магнитоэкситонов, таким образом, реализующийся режим определяется параметром $\zeta \equiv E_0 \nu_X / k_B T$. В классическом пределе, $\zeta \ll 1$, имеем статистику Максвелла-Больцмана, и $\langle K^2 \rangle / 2M_{00} = k_B T$. В квантовом вырожденном пределе, $\zeta \gg 1$ (когда химический потенциал $\mu = -k_B T e^{-\zeta/2}$ экспоненциально мал), получаем $\langle K^2 \rangle / 2M_{00} = \pi^2 k_B T / 3\zeta \ll k_B T$, то есть происходит сужение линии поглощения.

Другая особенность, связанная с ИК-поглощением магнитоэкситами с $K \neq 0$, определяется смешиванием различных уровней Ландау. В пределе сильного магнитного поля, когда смешивание не учитывается, ВФ магнитоэкситонов $|nmK\rangle$ даются выражением (4). В следующем порядке по параметру, $l_B/a_{Be(h)} \ll 1$, ВФ принимают вид $|\widetilde{nmK}\rangle = \sum_{n'm'} A_{n'm'}^{(nm)} |n'm'K\rangle$, где коэффициенты $A_{n'm'}^{(nm)} = \mathcal{O}(1)$ и

$$A_{n'm'}^{(nm)} = \frac{U_{n'm'}^{n'm'}(K)}{\hbar\omega_{ce}(n-n') + \hbar\omega_{ch}(m-m')} \sim \frac{l_B}{a_{Be(h)}} \ll 1. \quad (15)$$

Здесь $U_{n'm'}^{n'm'}(K) = \langle n'm'K | U_{eh} | nmK \rangle$ – кулоновский матричный элемент между двумя магнитоэкситонными состояниями. Аналитическое выражение для $U_{n'm'}^{n'm'}(K)$ с произвольными индексами получено в [11] (см. также [6]). Для магнитоэкситонов с $K \neq 0$ e - h -взаимодействие перемешивает все состояния на различных уровнях Ландау $|nmK\rangle$. Это приводит, в частности, к появлению ряда новых линий в спектрах: ИК-излучение связывает основное состояние со всеми возбужденными состояниями [ср. с (6)] $\langle \widetilde{nmK} | \delta\hat{V}^\pm | 00K \rangle \neq 0$. Однако, все переходы с $|n-m| \neq 1$ оказываются слабыми по параметру $\sim (l_B/a_{Be(h)})^2$. Кроме того, при $k_B T \ll E_0$, чем больше разность $|n-m|$, тем слабее оказывается переход. Рассмотрим, например, переход $|00K\rangle \rightarrow |20K\rangle$ (см. рисунок). Подчеркнем, что при $K = 0$ это есть строго запрещенный переход $1s \rightarrow 3d^+$. Полная интенсивность перехода $|00K\rangle \rightarrow |20K\rangle$ (полная поглощаемая мощность $\simeq 2\hbar\omega_{ce} R_{20}$)

$$R_{20} = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_K \left| \langle \widetilde{20K} | \delta\hat{V}^+ | 00K \rangle \right|^2 f_X(K, T) \quad (16)$$

зависит от заселенности различных \mathbf{K} -состояний, $f_X(K, T)$ – бозевская функция распределения 2D магнитоэкситонов на нулевом уровне Ландау. В классическом ($\zeta \ll 1$) и квантовом ($\zeta \gg 1$) предельных случаях получаем

$$R_{20} = \frac{25 e^2 \mathcal{F}_0^2}{32 \hbar} \zeta \left(\frac{k_B T}{\hbar \omega_{ce}} \right)^2 \sim T B^{-5/2}, \quad \zeta \equiv E_0 \nu_X / k_B T \ll 1, \quad (17)$$

$$R_{20} = \frac{25 e^2 \mathcal{F}_0^2}{32 \hbar} \left[\frac{\pi^2}{3} - \zeta e^{-\zeta/2} \right] \left(\frac{k_B T}{\hbar \omega_{ce}} \right)^2 \sim T^2 B^{-2}, \quad \zeta \gg 1. \quad (18)$$

Интересно отметить, что если в классическом пределе (17) полная интенсивность $R_{20} \sim n_X$, то в квантовом пределе (18) R_{20} насыщается и (с точностью до экспоненциальных поправок) не зависит от плотности экситонов n_X . Переходы на высшие уровни Ландау $|\widetilde{00\mathbf{K}}\rangle \rightarrow |\widetilde{n\overline{m}\mathbf{K}}\rangle$ (то есть переходы в σ^+ -поляризации с $N \equiv n - m > 1$) еще более сильно подавлены при низких температурах: их полная интенсивность, например при $\zeta \ll 1$, есть

$$R_{nm} \sim \frac{\nu_X (k_B T)^{N-1}}{[(n+m-1)\hbar\omega_c]^2 E_0^{N-3}} \sim T^{N-1} B^{-(N+3)/2}, \quad (19)$$

где мы положили для простоты $\omega_{ce} \simeq \omega_{ch} = \omega_c$.

6. В заключение мы рассмотрели внутренние магнитооптические переходы 2D экситонов. Установлено, что для экситонов с импульсом центра масс $\mathbf{K} = 0$ в спектрах имеются пары переходов, в точности отличающиеся энергиями на разность циклотронных энергий электрона и дырки $\hbar(\omega_{ch} - \omega_{ce})$. Этот результат получен для случая простых зон с квадратичным законом дисперсии. Недавний эксперимент [12] показал, что это свойство приближенно выполняется и для квази-2D экситонов в GaAs/GaAlAs КЯ со сложной валентной зоной. Теоретически эта ситуация будет рассмотрена в отдельной публикации. Для магнитоэкситонов с $\mathbf{K} \neq 0$ предсказан эффект уширения спектров сильных переходов в область меньших энергий с ростом температуры. Показано также, что слабозапрещенные при $\mathbf{K} \neq 0$ переходы чувствительны к статистике магнитоэкситонов. Тем самым, изучение такого рода переходов может оказаться полезным при исследовании эффектов конденсации 2D магнитоэкситонов.

Автор признателен Г.Е.В.Бауэру (G.E.W.Bauer) и А.Ю.Сиваченко за полезные обсуждения, а также Б.Д.Маккомбу (B.D.McCombe) за сообщение результатов [12] до их опубликования. Настоящая работа поддержана грантами РФФИ и ИНТАС.

1. M.Salib, H.A.Nickel, G.H.Herold et al., Phys. Rev. Lett. **77**, 1135 (1996).
2. J.Cerne, J.Kono, M.S.Sherwin et al., Phys. Rev. Lett. **77**, 1131 (1996).
3. A.A.Dremin, V.B.Timofeev, D.Birkedal, and J.Hvam, Proceed. OECS-5. Göttingen, 1997, to be published in Phys. Status Solidi. A.
4. А.В. Dzyubenko and А.Л. Yablonskii, Письма в ЖЭТФ **64**, 198 (1996).
5. Л.П.Горьков, И.Е.Дзялошинский, ЖЭТФ **53**, 717 (1967).
6. И.В.Лернер, Ю.Е.Лозовик, ЖЭТФ **78**, 1167 (1980).
7. J.E.Avron, I.W.Herbst, and B.Simon, Annals of Phys. **114**, 431 (1978).
8. W.Kohn, Phys. Rev. **123**, 1242 (1961).
9. А.В. Dzyubenko and А.Ю. Sivachenko, Phys. Rev. B **48**, 14690 (1993).
10. И.В.Лернер, Ю.Е.Лозовик, ЖЭТФ **80**, 1488 (1981); А.Б.Дзюбенко, Ю.Е.Лозовик, ФТТ **25**, 1519 (1983); **26**, 1540 (1984).
11. M.Graf, P.Vogl, and А.В. Dzyubenko, Phys. Rev. B **54**, 17003 (1996).
12. H.A.Nickel, G.H.Herold, M.S.Salib et al., Proceed. EP2DS-12, Tokyo, 1997, to be published in Physica B.