*а). Кубический кристалл симметрии $T_d$.*

В основном состоянии экситона орбитальный момент равен нулю, и зеемановское расщепление определяется только спиновым расщеплением электронов и дырок. Зависящая от спина часть экситонного гамильтониана для кубического кристалла выглядит так [**14**]:

$$\begin{gathered} H_{spin} = \Delta_1(\boldsymbol{\sigma}\cdot\mathbf{J}) + \Delta_2\left(\sigma_x J_x^3 + \sigma_y J_y^3 + \sigma_z J_z^3\right) + g_e\mu_0(\boldsymbol{\sigma}\cdot\mathbf{H}) - \\ -2\mu_0\left[\kappa(\mathbf{J}\cdot\mathbf{H}) + q\left(H_x J_x^3 + H_y J_y^3 + H_z J_z^3\right)\right] \end{gathered} . \tag{5.22}$$

Здесь $\boldsymbol{\sigma}$ - вектор матриц Паули, действующих на электроны. $\mathbf{J}$ - вектор составленный из матриц $J_x, J_y, J_z$ углового момента 3/2 для дырок, $\kappa$ и $q$ - параметры играющие роль $g$ -фактора дырки, $\mu_0$ - магнетон Бора. Этот гамильтониан содержит изотропную $\Delta_1$ и анизотропную $\Delta_2$ части обменного взаимодействия. Обычно анизотропная часть обмена мала по сравнению с изотропной, и мы ей пренебрежем. Обменное взаимодействие приводит к расщеплению 8-кратно вырожденного основного состояния экситона на оптически активные (с моментом 1) и дипольно-запрещенные (с моментом 2) состояния. Для расчета величинв зеемановского расщепления основного состояния экситона необходимо найти собственные значения спинового гамильтониана. Линейное по магнтному полю расщепление энергий получим уже в первом порядке теории возмущений на волновых функциях основногосостояния экситона.

При учете спина волновые функции экситона (Приложение 1.51) - (Приложение 1.53) следует дополнить спиновыми индексами $\mathbf{s}_e = \pm 1/2$ для электрона и $\mathbf{s}_h = \pm 3/2$ для тяжелой или $\mathbf{s}_h = \pm 1/2$ для легкой дырки:

$$u_{e\mathbf{k}_e}(\mathbf{r}_e)\,u_{h\mathbf{k}_h}(\mathbf{r}_h) \equiv u_{e\mathbf{k}_e}(\mathbf{r}_e,\mathbf{s}_e)\,u_{h\mathbf{k}_h}(\mathbf{r}_h,\mathbf{s}_h) \ . \tag{5.23}$$

При рассмотрении экситона удобно перейти к экситонному спиновому базису $\left|\mathbf{J}^{(t)}, J_i^{(t)}\right\rangle$, здесь $\mathbf{J}^{(t)} = \mathbf{J} + \boldsymbol{\sigma}$, ( $J^{(t)} =$ 1 или 2), ось квантования выбирается вдоль магнитного поля.

В кубическом кристалле картина зеемановского расщепления экситона довольно громоздка [**15**] и для простоты будем рассматривать только оптически активные состояния экситона $|1,1\rangle$, $|1,0\rangle$, $|1,-1\rangle$ в $\sigma^+$, $\pi$ и $\sigma^-$ поляризациях соответственно. Тогда матрица спинового гамильтониана в экситоном базисе в сферическом приближении ( $\Delta_2 = 0$, $q = 0$ ) будет выглядеть следующим образом:

| $\vert 1,1\rangle$ | $\vert 1,0\rangle$ | $\vert 1,-1\rangle$ |
|---|---|---|
| $E_0 + \mu\left(\frac{g}{2} + 5\kappa\right)H$ | 0 | 0 |
| 0 | $E_0$ | 0 |
| 0 | 0 | $E_0 + \mu\left(\frac{g}{2} + 5\kappa\right)H$ |

(5.24)

Схема расщепления уровней экситона в кубическом кристалле в сферическом приближении представлена на Рисунке 5.4. Как видно из рисунка, в кубическом кристалле состояния оптически активного и оптически запрещенного экситона в нулевом магнитном поле расщеплены обменным взаимодействием. В магнитном поле в геометрии Фарадея они расщепляются линейно по полю независимо друг от друга.

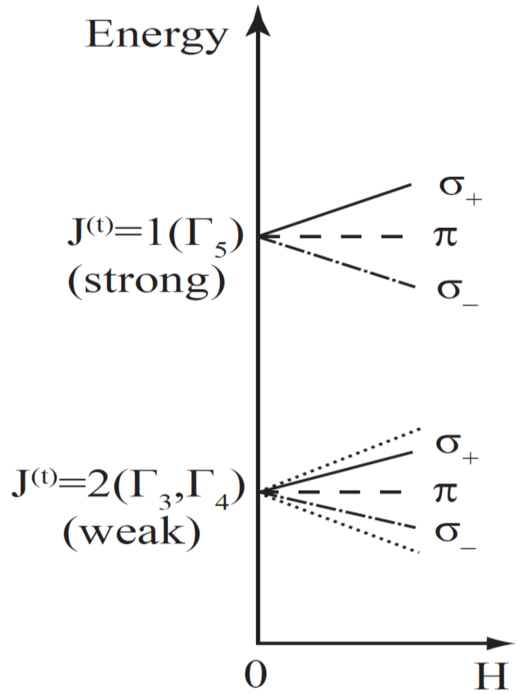


Рис 5.4. Схема зеемановского расщепления экситона в кубическом кристалле с симметрией $T_d$. $J^{(t)}=1$ соответствует оптически активному состоянию экситона. $J^{(t)}=2$ соответствует оптически запрещенному состоянию экситона. Эти состояния расщеплены обменным взаимодействием.

*б).Гексагональный кристалл симметрии $C_{6v}$.*

Спиновый гамильтониан для экситона $A$ в кристаллах вюрцита в магнитном поле [**16**] имеет вид:

$$H_{spin} = \Delta_1\left(\sigma_z^e \cdot \sigma_z^h\right) + g_h^{\parallel}\mu\left(\sigma_z^h \cdot B_z\right) + g_e^{\parallel}\mu\left(\sigma_z^e \cdot B_z\right) + g_e^{\perp}\left(\sigma_+ \cdot B_+ + \sigma_- \cdot B_-\right) \qquad (5.25)$$

Здесь $\sigma_\pm = \sigma_x \pm i\sigma_y$ - матрицы Паули, $B_\pm = B_x \pm iB_y$, $\Delta_1$ - константа обменного взаимодействия, ось $z$ совпадает с гексагональной осью кристалла $C_6$. Для основного состояния экситона серии А получим в геометрии $H \parallel C_6$:

| $\left\|1/2,-3/2\right\rangle$ | $\left\|-1/2,3/2\right\rangle$ | $\left\|1/2,3/2\right\rangle$ | $\left\|-1/2,-3/2\right\rangle$ |
|---|---|---|---|
| $E_0+\Delta_1$ | $i\tilde{H}$ | | |
| $-i\tilde{H}$ | $E_0+\Delta_1$ | | |
| | | $E_0-\Delta_1$ | $-i\tilde{\tilde{H}}$ |
| | | $i\tilde{\tilde{H}}$ | $E_0-\Delta_1$ |

, (5.26) ,

здесь $\tilde{H} = \frac{1}{2}\mu\left(g_e^{\parallel} - g_h^{\parallel}\right)H_z$ и $\tilde{\tilde{H}} = \frac{1}{2}\mu\left(g_e^{\parallel} + g_h^{\parallel}\right)H_z$.

В геометрии $H \perp C_6$

| $\|1/2,-3/2\rangle$ | $\|-1/2,3/2\rangle$ | $\|1/2,3/2\rangle$ | $\|-1/2,-3/2\rangle$ |
|---|---|---|---|
| $E_0+\Delta_1$ | | | $\tilde{H}_-$ |
| | $E_0+\Delta_1$ | $\tilde{H}_+$ | |
| | $\tilde{H}_-$ | $E_0-\Delta_1$ | |
| $\tilde{H}_+$ | | | $E_0-\Delta_1$ |

(5.27)

здесь $\tilde{H}_\pm = \frac{1}{2}\mu g_e\left(H_x \pm iH_y\right)$ .

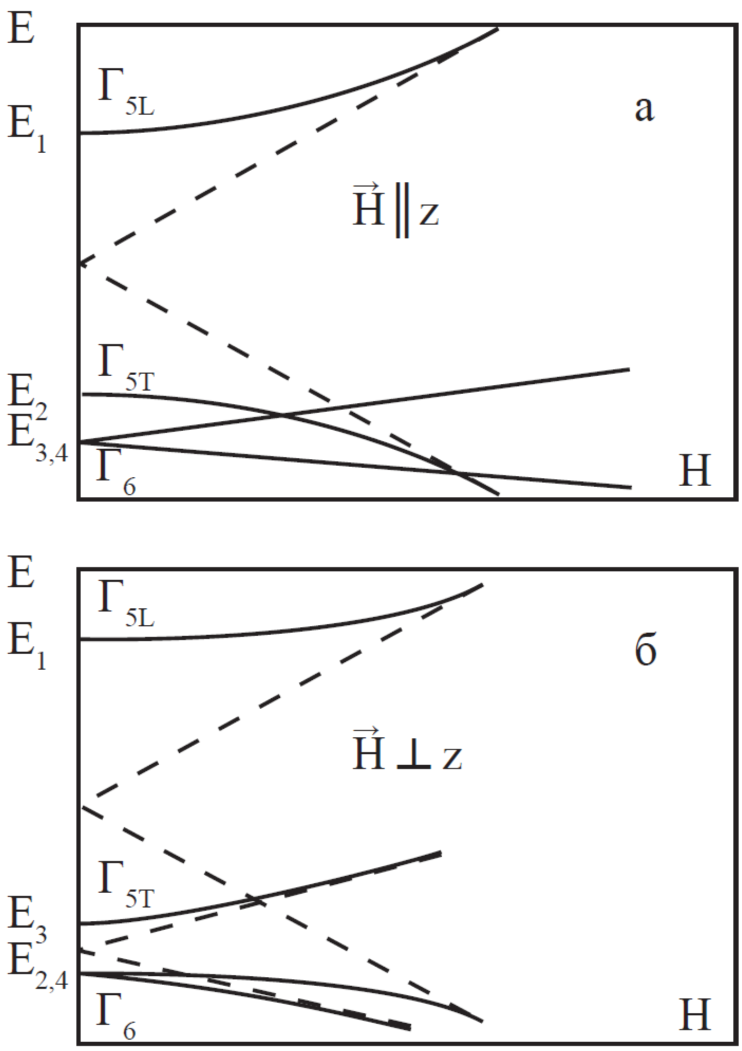


Рис 5.5а,б. Схема зеемановского расщепления экситона в кристалле со структурой вюрцита с симметрией $C_{6v}$. а) Магнитное поле направлен вдоль гексагональной оси, б) магнитное поле перпендикулярно гексагональной оси.

В геометрии $H \| C_6$ состояния оптически активного и запрещенного экситона расщепляются независимо друг от друга. В этой геометрии можно наблюдать эффект Фарадея при распространении света вдоль оптической оси кристалла.

В геометрии $H \perp C_6$ магнитное поле смешивает состояния оптически активного и запрещенного экситонов, расщепленных обменным взаимодействием. Таким образом, в этой геометрии имеет место эффект Фогта.

*в). Квантовая яма на основе кубического полупроводника выращенная в направлении (100) и имеющая симметрию $D_{2d}$ :*

Пусть ось ямы направлена по оси $z$. В квантовой яме состояния легких и тяжелых дырок расщепляются вследствии размерного квантования. Для тяжелого экситона в геометрии $H \| z$ получим:

| $\left\|1/2,-3/2\right\rangle$ | $\left\|-1/2,3/2\right\rangle$ | $\left\|1/2,3/2\right\rangle$ | $\left\|-1/2,-3/2\right\rangle$ |
|---|---|---|---|
| $E_0+\Delta_1$ | $i\tilde{H}$ | | |
| $-i\tilde{H}$ | $E_0+\Delta_1$ | | |
| | | $E_0-\Delta_1$ | $-i\tilde{\tilde{H}}$ |
| | | $i\tilde{\tilde{H}}$ | $E_0-\Delta_1$ |

(5.28)

В квантовой яме, аналогично случаю гексагонального кристалла, состояния оптически активного экситона с моментом 1 и дипольно-запрещенного экситона, с моментом 2 расщепляются независимо друг от друга.

Используя матрицы гамильтониана (5.24), (5.26), (5.27) или (5.28) можно с помощью (2.25) построить тензор восприимчивости и /или тензор диэлектрической проницаемости и найти вклад зеемановского расщепления экситона в эффекты Фарадея и Фогта.

### *5.4. Магнитооптический эффект Керра*

При отражении линейно поляризованного света от кристалла во внешнем магнитном поле отраженный свет приобретает, вообще говоря, эллиптическую поляризацию, и это явление называют *магнитооптическим эффектом Керра*. Рассмотрим нормальное падение линейно поляризованного света на поверхность изотропного тела. Амплитуда отраженной волны $\mathbf{E}_r$ в этом случае связана с амплитудой падающей волны $\mathbf{E}_0$ формулами Френеля:

$$\mathbf{E}_r = \frac{1-n}{1+n}\mathbf{E}_0 . \qquad (5.29)$$

Линейно поляризованный свет можно представить, как сумму двух циркулярно поляризованных компонент. Если падающая волна поляризована вдоль оси $x$, то

$$\mathbf{E}_0 = \mathbf{E}_0^+ + \mathbf{E}_0^- , \qquad (5.30)$$

или

$$E_{0x}^+ = iE_{oy}^+ = (1/2)E_0 ,$$

$$E_{0x}^{-} = -iE_{oy}^{-} = \left(1/2\right)E_0 \ . \qquad (5.31)$$

Из уравнения (5.14) следует:

$$E_{rx} = \frac{E_0}{2}\left[\frac{1-n_+}{1+n_+} + \frac{1-n_-}{1+n_-}\right] \approx E_0 \frac{1-n_0}{1+n_0} \ , \qquad (5.32)$$

$$E_{ry} = \frac{iE_0}{2}\left[\frac{1-n_-}{1+n_-} - \frac{1-n_+}{1+n_+}\right] \approx iE_0 \frac{g}{n_0\left(1+n_0\right)^2} \ .$$

Получаем, что отраженная волна оказывается эллиптически поляризованной, большая ось эллипса направлена по оси $x$, а отношение малой оси к большой равно:

$$\frac{g}{n_0\left(1+n_0\right)^2} \ .$$

<u>Пример 1: *Эффект Фарадея в квантовой яме (100) на основе кубических полупроводников*</u>

В квантовой яме симметрии $D_{2d}$ добавка в тензор диэлектрической проницаемости от магнитного поля, направленного вдоль оси $z$ в геометрии Фарадея ($\mathbf{k} \,||\, \mathbf{H}$), имеет вид:

$$\delta\varepsilon_{ij}(\omega,\mathbf{H}) = \begin{pmatrix} \varepsilon_{\perp}\left(\omega,H\right) & iA^{(1)}H_z & 0 \\ -iA^{(1)}H_z & \varepsilon_{\perp}\left(\omega,H\right) & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_z\left(\omega\right) \end{pmatrix} . \qquad (5.33)$$

Для определения компонентов тензора диэлектрической проницаемости $\varepsilon_{\perp}\left(\omega\right)$, $\varepsilon_z\left(\omega\right)$, $iA^{(1)}H_z$ необходимо выбрать конкретную модель среды. Рассмотрим экситонный резонанс в квантовой яме. Пусть магнитное поле $H_z$ направлено по оси $z \,||\, (001)$ перпендикулярно плоскости квантовой ямы. Пренебрегаем квадратичной пространственной дисперсией. Если волны распространяющиеся перпендикулярно плоскости квантовой ямы, их продольные компоненты не играют никакой роли, и мы рассматриваем только поперечные компоненты поля и поляризации. Тензор восприимчивости (2.26) в этом случае запишется как

$$\chi_{ij}(\omega) = \frac{d^2}{\left(\omega_0 - \omega - i\Gamma\right)^2 - \left(\mu_0 g H_z\right)^2}\begin{bmatrix} \omega_0 - \omega - i\Gamma & -i\mu_0 g H_z \\ i\mu_0 g H_z & \omega_0 - \omega - i\Gamma \end{bmatrix} . \qquad (5.34)$$

Здесь $\Gamma$ - экситонное затухание, $g$ - эффективный $g$-фактор экситона, $d$ - дипольный момент экситонного перехода, $\mu_0$ - магнетон Бора.

Отсюда видно, что вблизи резонанса, когда $\omega \approx \omega_0$ восприимчивость сильно возрастает и эффект Фарадея максимален на частотах вблизи резонансной частоты экситона $\omega = \omega_0$. Нормальные волны представляют собой две волны, поляризованные по правому и левому кругу. Компоненты $A^{(1)}\left(\omega\right)$ тензора $\delta\varepsilon_{ij}(\omega,\mathbf{H})$ в (5.33) в данном случае имеют вид:

$$A^{(1)}\left(\omega\right) = \frac{\mu g d^2}{\left(\omega_0 - \omega - i\Gamma\right)^2 - \left(\mu_0 g H_z\right)^2} \ .$$

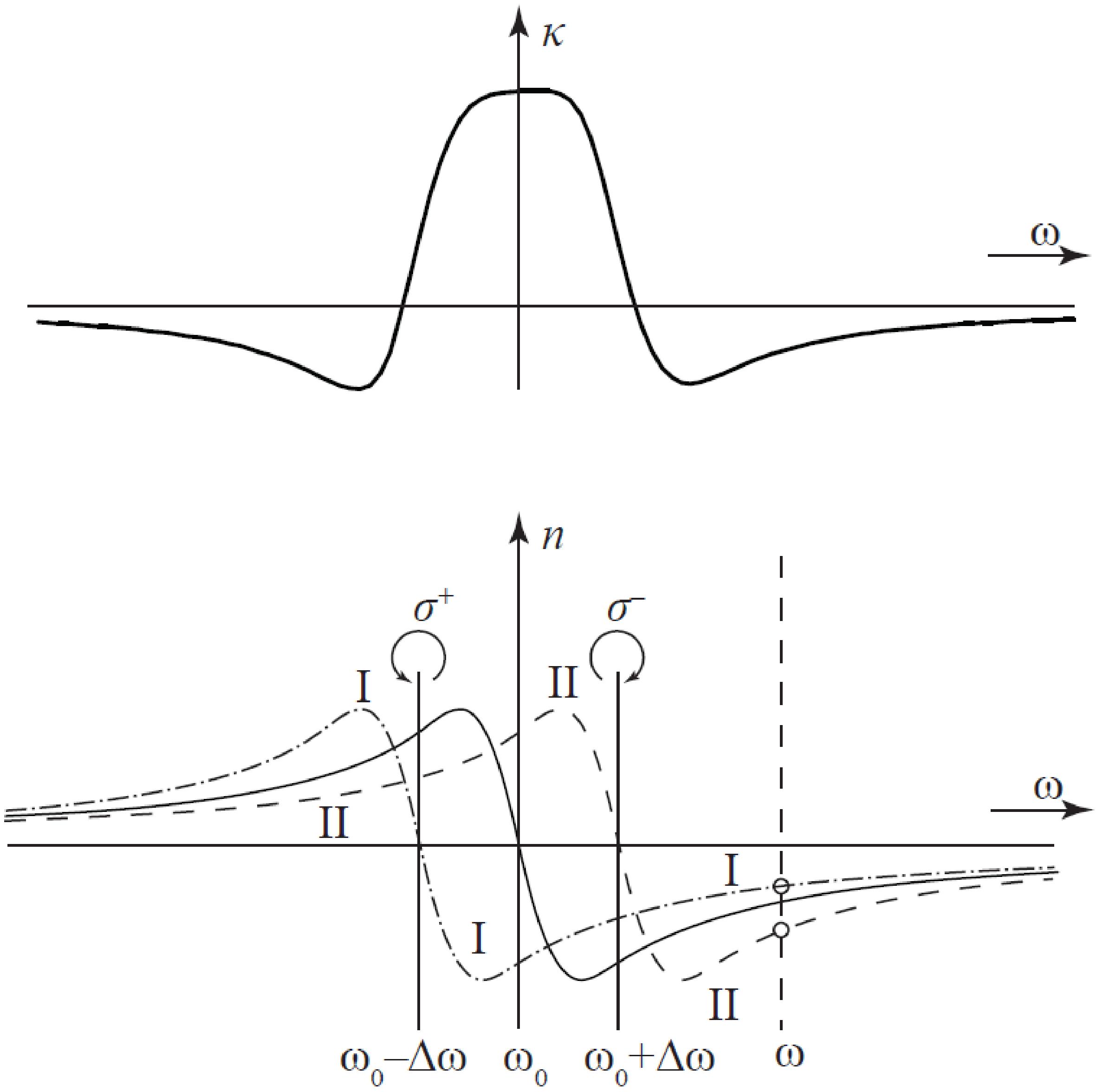


Рис 5.6. Связь зеемановского расщепления и фарадеевского вращения вблизи экситонного резонанса. а) зависимость постоянной Верде $\kappa$ от частоты; б) зеемановское расщепление.

<u>Пример 2а: *Эффект Фарадея в гексагональном кристалле* $\mathbf{k} \perp C_6$</u>

В этом случае эффект Фарадея осложнен эффектом двулучепреломления. Пусть ось шестого порядка направлена вдоль оси $z$, магнитное поле направлено перпендикулярно оси $z$ например вдоль оси $y$. Рассматривается геометрия Фарадея $\mathbf{k} \parallel \mathbf{H}$. Линейный по полю вклад в тензор диэлектрической проницаемости имеет вид

$$\delta\varepsilon_{ij}(\omega,\mathbf{H}) = \begin{pmatrix} \varepsilon_{\perp}(\omega) & 0 & iA^{(1)}H_y \\ 0 & \varepsilon_{\perp}(\omega) & 0 \\ -iA^{(1)}H_y & 0 & \varepsilon_{\parallel}(\omega) \end{pmatrix} \tag{5.35}$$

Магнитное поле смешивает состояния с поляризацией вдоль оси $z$ и вдоль оси $x$, т.е. состояния соответствующие с обыкновенному и необыкновенному лучами (3.7). В гексагональном кристалле резонансные частоты экситонов ($\omega_0^z$) и ($\omega_0^x$), поляризованных вдоль и поперек гексагональной оси отличаются друг от друга. Отсюда

$$\chi_{ij}(\omega) = \frac{d_x d_z}{\left(\omega_0^x - \omega - i\Gamma^x\right)\left(\omega_0^z - \omega - i\Gamma^z\right) - \left(\mu g H\right)^2} \begin{bmatrix} \omega_0^z - \omega - i\Gamma^z & -i\mu g H \\ i\mu g H & \omega_0^x - \omega - i\Gamma^x \end{bmatrix}. \tag{5.36}$$

Это дает степень эллиптичности $\dfrac{D_y}{D_x} = i\rho \approx \dfrac{\mu g H}{\left|\omega_0^x - \omega_0^z\right|}$, откуда следует, что двулучепреломление подавляет эффект Фарадея.

Пример 2б: *Эффект Фогта в гексагональном кристалле* $\mathbf{H} \parallel C \parallel z$, $\mathbf{k} \perp C$, $\mathbf{k} \parallel y$

В этой геометрии магнитное поле смешивает состояния продольного и поперечного экситонов. Линейный по полю вклад в тензор диэлектрической проницаемости имеет вид

$$\delta\varepsilon_{ij}(\omega,\mathbf{H}) = \begin{pmatrix} \varepsilon(\omega) & i\mu g_{ex} H_z & 0 \\ -i\mu g_{ex} H_z & \varepsilon(\omega) & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{\parallel}(\omega) \end{pmatrix}. \tag{5.37}$$

Магнитное поле не влияет на компоненту поляризации вдоль поля, но смешивает продольную $E_y$ и поперечную $E_x$ компоненты поляризации. Таким образом магнитное поле вообще не влияет на поляризацию света при распространении света точно вдоль оси $y$. Эллиптичность может наблюдаться только при распространении света под углом к гексагональной оси.

### 6. Эффекты квадратичной пространственной дисперсии

Слагаемое $B^{(2)}_{ijkl}(\omega)k_k k_l$ в (2.3) описывает эффекты квадратичной пространственной дисперсии. Очевидно, что тензор $B^{(2)}_{ijkl}(\omega)$ должен быть симметричен по первой и второй паре индексов, но не обязан быть симметричным по обеим одновременно: $B^{(2)}_{ijkl} = B^{(2)}_{jikl} = B^{(2)}_{ijlk}$. В изотропной среде тензор сводится к единичному тензору $B^{(2)}k^2$. В кубическом кристалле он выглядит следующим образом:

$$\delta\varepsilon_{ij}(\omega,\mathbf{k}) = \begin{pmatrix} B^{(2)}_1 k_x^2 & B^{(2)}_2 k_x k_y & B^{(2)}_2 k_z k_x \\ B^{(2)}_2 k_x k_y & B^{(2)}_1 k_y^2 & B^{(2)}_2 k_z k_y \\ B^{(2)}_2 k_z k_x & B^{(2)}_2 k_z k_y & B^{(2)}_1 k_z^2 \end{pmatrix}. \qquad (6.1)$$

Без учета этих слагаемых оптические свойства кубического кристалла эквивалентны свойствам изотропной среды (Глава 3). В кубическом кристалле тензор $\varepsilon^0_{ij}(\omega)$ диагонален и все его диагональные компоненты одинаковы. Учет $B^{(2)}_{ijkl}(\omega)k_k k_l$ приводит к тому, что оптические свойства кубического кристалла приобретают кубическую анизотропию [**17**].

При распространении света вдоль осей [001], [010] или [100] тензор $\delta\varepsilon_{ij}(\omega,\mathbf{k})$ имеет диагональный вид с коэффициентами $B^{(2)}_1 k_x^2$, $B^{(2)}_1 k_y^2$ и $B^{(2)}_1 k_z^2$ соответственно.

При распространении света вдоль оси [111] $k_x = k_y = k_z \equiv k$ , тензор имеет вид

$$\delta\varepsilon_{ij}(\omega,\mathbf{k}) = \begin{pmatrix} B^{(2)}_1 k^2 & B^{(2)}_2 k^2 & B^{(2)}_2 k^2 \\ B^{(2)}_2 k^2 & B^{(2)}_1 k^2 & B^{(2)}_2 k^2 \\ B^{(2)}_2 k^2 & B^{(2)}_2 k^2 & B^{(2)}_1 k^2 \end{pmatrix}. \qquad (6.2)$$

Квадратичная пространственная дисперсия ярко проявляется в дисперсии экситона. Экситон может свободно перемещаться по кристаллу, кинетическая энергия экситона, обратно пропорциональна его массе $E_{kin} = \dfrac{\hbar^2 k^2}{2M}$, здесь $M$ - масса экситона как целого, $k$ - волновой вектор экситона.

В наноструктурах движения экситона квантуется, поэтому зависимость $\varepsilon_{ij}(\omega,\mathbf{k},\mathbf{H})$ от непрерывного волнового вектора $k$ пропадает. Вместо этого появляется зависимость от дискретных уровней энергии $E_n \approx \hbar^2\pi^2 n^2 / 2ML^2$, где $n = 1, 2, 3, \ldots$ . В этом случае в формуле (6.2) следует заменить значения $k^2$ на $2ME_N / \hbar^2$.

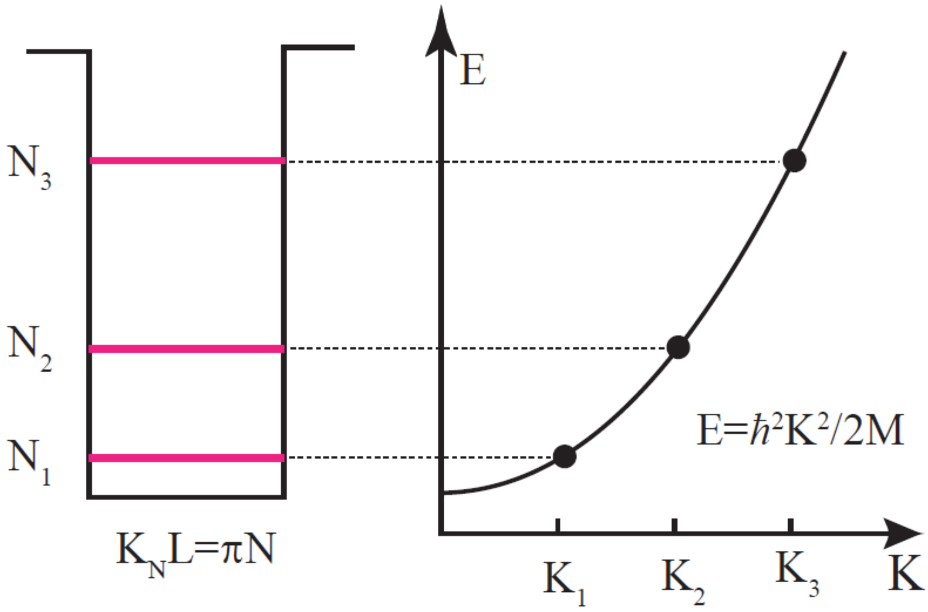


Рис 6.1. Дисперсия экситона в квантовой яме. Вместо непрерывной зависимости энергии от волнового вектора $E = \hbar^2 K^2 / 2M$ имеем дискретные уровни $E_N = \hbar^2 \pi^2 N^2 / 2ML$, где $L$ - ширина квантовой ямы.

## 7. Билинейные по магнитному полю и волновому вектору слагаемые

Особенно много новых явлений связано с билинейными по магнитному полю и волновому вектору слагаемыми $C^{(2)}_{ijkl}(\omega)H^{(0)}_k k_l$ (2.3), (2.4). Как следует из симметрии по отношению к обращению времени (2.1) тензор $C^{(2)}_{ijkl}(\omega)$ симметричен по первым двум индексам. Это слагаемое появляется только в кристаллах, в которых отсутствует центр инверсии. Именно это слагаемое ответственно за «*эффект инверсии магнитного поля*» [**18**] и «*эффект магнито-индуцированной пространственной дисперсии оптических осей кристалла*» [**19, 20**]. В квантовой яме эти слагаемые является ответственным за недавно обнаруженный «*эффект четности*» [**21**].

Рассмотрим подробно билинейное по магнитному полю и волновому вектору слагаемое в разложении тензора диэлектрической проницаемости (2.3). Запишем тензор $C^{(2)}_{ijkl}$ в виде $C^{(2)}_{ijkl} = C^{(\mathrm{S})}_{ijkl} + C^{(\mathrm{A})}_{ijkl}$ где $C^{(\mathrm{S})}_{ijkl}$ симметричен по индексам $k,l$ ($C^{(\mathrm{S})}_{ijkl} = C^{(\mathrm{S})}_{ijlk}$), $C^{(\mathrm{A})}_{ijkl}$ асимметричен по индексам $k,l$ ($C^{(\mathrm{A})}_{ijkl} = -C^{(\mathrm{A})}_{ijlk}$). Асимметричный тензор $C^{(\mathrm{A})}_{ijkl}$ можно записать как $C^{(A)}_{ijkl} = C_{mij} e_{klm}$, где $e_{klm}$ антисимметричный тензор Леви-Чивита. Тогда:

$$C^{(2)}_{ijkl} H^{(0)}_k k_l = C_{ijm}\left[\mathbf{H}\times\mathbf{k}\right]_m + C^{(\mathrm{S})}_{ijkl} H^{(0)}_k k_l \,. \tag{7.1}$$

<u>*Объемный кристалл типа вюрцита с симметрией*</u> $C_{6v}$ [**16, 22**].

Отличны от нуля следующие компоненты тензоров $\mathbf{C}$ и $\mathbf{C}^{(\mathrm{S})}$ :

$$\begin{gathered} C_{zzz};\; C_{yyz} = C_{yzy} = C_{xxz} = C_{xzx};\; C_{zxx} = C_{zyy} \\ C^{(\mathrm{S})}_{xxxy} = C^{(\mathrm{S})}_{xyyy} = -C^{(\mathrm{S})}_{yyxy} = -C^{(\mathrm{S})}_{xyxx};\; C^{(\mathrm{S})}_{yzxz} = -C^{(\mathrm{S})}_{xzyz} \,. \end{gathered} \tag{7.2}$$

Антисимметричная добавка имеет вид

$$\delta\varepsilon^{(A)}_{ij}(\omega,\mathbf{k},\mathbf{H}) = \begin{pmatrix} C_\perp\left[\mathbf{H}\times\mathbf{k}\right]_z & 0 & C\left[\mathbf{H}\times\mathbf{k}\right]_x \\ 0 & C_\perp\left[\mathbf{H}\times\mathbf{k}\right]_z & C\left[\mathbf{H}\times\mathbf{k}\right]_y \\ C\left[\mathbf{H}\times\mathbf{k}\right]_x & C\left[\mathbf{H}\times\mathbf{k}\right]_y & C_\perp\left[\mathbf{H}\times\mathbf{k}\right]_z \end{pmatrix}. \tag{7.3}$$

Симметричная добавка в тензоре имеет вид

$$\delta\varepsilon^{(\mathrm{S})}_{ij}(\omega,\mathbf{k},\mathbf{H}) = \begin{pmatrix} C_1(H_x k_y + H_y k_x) & C_1(H_y k_y - H_x k_x) & -C_2(H_y k_z + H_z k_y) \\ C_1(H_y k_y - H_x k_x) & -C_1(H_x k_y + H_y k_x) & C_2(H_x k_z + H_z k_x) \\ -C_2(H_y k_z + H_z k_y) & C_2(H_x k_z + H_z k_x) & 0 \end{pmatrix}. \tag{7.4}$$

<u>*Замечание:*</u> Диагональные компоненты тензоров (7.3) и (7.4) описывают эффект инверсии магнитного поля. Все остальные, недиагональные компоненты, описывают изменение свойств поляризации в магнитном поле, т.е. эффекты магнито-индуцированной пространственной дисперсии оптических осей кристалла.

<u>*Объемный кристалл симметрей цинковой обманки $T_d$.*</u>

Билинейные по волновому вектору и магнитному полю слагаемые [**20, 22**] имеют вид