

УДК 535.311.33

©1993

ОПТИЧЕСКИЙ ШТАРК-ЭФФЕКТ В ЭКСИТОННОЙ ОБЛАСТИ СПЕКТРА. УЧЕТ ПОЛЯРИТОННОГО ЭФФЕКТА.

В.Р.Мисько, С.А.Москаленко, М.И.Шмиглюк

Рассмотрено явление оптического Штарк-эффекта в полупроводниках в экситонной области спектра в стационарных условиях при различных константах экситон-фотонной связи и учете экситон-экситонного взаимодействия. Показано, что при учете поляритонного эффекта энергетический спектр квазичастиц тождественен с ранее обнаруженным в случае бозе-эйнштейновской конденсации дипольно-активных экситонов и фотонов. Различие состоит в том, что роль химического потенциала квазиравновесной задачи в неравновесных стационарных условиях играет частота возбуждающего лазера.

Когерентные дипольно-активные экситоны и фотоны в кристаллах изучались в работах Келдыша [1], Елесина, Копаева [2], двух авторов этой статьи [3] и др. Когерентные состояния могут быть созданы различными способами. Благодаря обнаружению оптического Штарк-эффекта в экситонной области спектра [4] в литературе обсуждается вынужденная бозе-эйнштейновская конденсация экситонов, вызванная нерезонансным лазерным излучением. Это виртуальный Бозе-конденсат экситонов, существующих только в течение действия возбуждающего импульса, а не в течение их времени жизни [5]. Елесин и Копаев [2], Шмитт-Ринк, Чемла и Хауг [5,6] указали: роль хипотенциала играет частота лазера, амплитуда лазерного излучения играет роль источника и определяет амплитуду конденсата, энергетический спектр квазичастиц является квазиэнергетическим. Фактически это новое состояние среды и конкретное описание тех поляризационных процессов, которые возникают в присутствии нерезонансного с экситонным уровнем когерентного электромагнитного излучения. Его частота $\omega_L = ck_0$ может быть больше или меньше частоты экситонной моды $\omega_{ex}(k_0)$ с тем же значением волнового вектора k_0 . Однако ω_L предполагается меньше ширины запрещенной зоны E_g и энергий других экситонных уровней.

Несмотря на то что Бозе-конденсат экситонов является виртуальным, во всех остальных отношениях поведение квазичастиц, их взаимодействия и взаимные превращения такие же, как и при реальном Бозе-конденсате дипольно-активных экситонов и фотонов, рассмотренных в работах [7-10]. Как будет видно из дальнейшего, это объясняется тем, что в обоих случаях предполагается существование в системе когерентной макроскопически заполненной моды. В обоих случаях в системе имеется резервуар, насыщенный энергией; различие состоит лишь в том,

каковы природа и происхождение этого резервуара. В [3,7-10] предполагалось, что первоначально имеются реальные когерентные экситоны, которые рождают когерентные фотоны и с ними взаимодействуют. В другой постановке [5,6] предполагается, что вначале имеются когерентные фотоны, которые вызывают появление когерентных экситонов. Если $\omega_{\text{ex}}(k_0) \neq ck_0$, то в первом случае фотоны, а во втором случае экситоны являются виртуальными. Но в обоих случаях имеются реальный резервуар энергии (экситонный или фотонный) и макроскопическая поляризация среды. С точки зрения экспериментального осуществления последних, лазерный, вариант [2,4-6] представляется более простым и доступным; его особенность состоит в большой роли длительности импульса.

Экситонный вариант [3,7-10] изучался ранее. В нем существование самой моды и процессов рассеяния определяется временем жизни когерентных экситонов в резонансе, но его по-видимому, труднее реализовать экспериментально. Важно подчеркнуть, что многие процессы в обеих моделях совпадают и описываются одинаковым образом. Отмеченное единство проистекает из особенностей экситон-фотонного взаимодействия — из того факта, что поляритон есть суперпозиция состояний экситона и фотона с тем же значением волнового вектора, если не учитывать антирезонансные слагаемые. Если допустить, что одна компонента каким-либо способом создана и является реальной, то другая является виртуальной, так как экситон-фотонные превращения являются виртуальными и не ограничены законом сохранения энергии. Поскольку один партнер является реальным, а другой виртуальным и они существуют всегда одновременно, то нет принципиальной разницы между двумя постановками задачи: иметь ли реальные фотоны лазера, вызывающие виртуальный Бозе-конденсат экситонов, либо иметь реальные Бозе-конденсированные экситоны, порождающие виртуальные фотоны, с которыми они взаимодействуют.

Обе задачи становятся тождественными, когда имеется резонансное совпадение $ck_0 = \omega_{\text{ex}}(k_0)$. Тогда лазерное излучение создает реальные экситоны, которые продолжают существовать со своим временем жизни, даже если источник накачки быстро выключается. Этот вариант индуцированной Бозе-конденсации был предложен в [9]. Экспериментально двухфотонное возбуждение биэкситонов и бозе-эйнштейновская конденсация биэкситонов такого типа были реализованы в работе [11]. В дополнение к работе [12] ниже мы обсудим неустойчивости в спектре элементарных возбуждений, проистекающие из существования экситон-фотонного взаимодействия на других частотах и волновых векторах, отличающихся от значений для внешней когерентной волны. Речь идет об учете фотонов вакуума и слабого пробного сигнала, а не только внешней лазерной накачки.

1. Перестройка и неустойчивости энергетического спектра

Обобщая работу [12] на случай учета фотонов вакуума и экситон-фотонного взаимодействия во всей области k -пространства, рассмотрим гамильтониан экситонов и фотонов

$$H = \sum_{\mathbf{p}} \hbar \omega_{\text{ex}}(\mathbf{p}) a_{\mathbf{p}}^{\dagger} a_{\mathbf{p}} + \sum_{\mathbf{p}} \hbar c p c_{\mathbf{p}}^{\dagger} c_{\mathbf{p}} + \sum_{\mathbf{p}} \lambda_{\mathbf{p}} (a_{\mathbf{p}}^{\dagger} c_{\mathbf{p}} + c_{\mathbf{p}}^{\dagger} a_{\mathbf{p}}) +$$

$$+ \lambda_{\mathbf{k}_0} (a_{\mathbf{k}_0}^+ c_{\mathbf{k}_0} + c_{\mathbf{k}_0}^+ a_{\mathbf{k}_0}) + \frac{1}{2V} \sum_{\mathbf{p}, \mathbf{g}, \mathbf{k}} \nu(\mathbf{k}) a_{\mathbf{p}}^+ a_{\mathbf{g}}^+ a_{\mathbf{g}+\mathbf{k}} a_{\mathbf{p}-\mathbf{k}}, \quad (1)$$

где $a_{\mathbf{p}}^+$, $a_{\mathbf{p}}$, $c_{\mathbf{p}}^+$, $c_{\mathbf{p}}$ — операторы рождения и уничтожения экситонов и фотонов; $\nu(\mathbf{k})$, $\lambda_{\mathbf{p}}$ — константы экситон-экситонного и экситон-фотонного взаимодействия соответственно. Предполагается, что лазерное излучение имеет волновой вектор \mathbf{k}_0 и частоту фотонов $\omega_L = c k_0$. Антирезонансные члены взаимодействия не учитываются: Когерентное лазерное излучение вводится в (1) заменой операторов $c_{\mathbf{k}_0}^+$, $c_{\mathbf{k}_0}$ на выражения $\sqrt{F_{\mathbf{k}_0}} \exp(-i\omega_L t)$, где $F_{\mathbf{k}_0} \approx V$. Квантовые одночастичные состояния с $\mathbf{p} \neq \mathbf{k}_0$ описывают электромагнитное поле вакуума и слабого широкополосного пробного сигнала. Явная зависимость от времени в гамильтониане (1), возникающая после замены операторов $c_{\mathbf{k}_0}^+$, $c_{\mathbf{k}_0}$, может быть исключена переходом во вращающуюся с частотой ω_L систему координат. Это достигается унитарным преобразованием

$$\hat{V} = e^{-i\omega_L t \hat{N}}, \quad \hat{N} = \sum_{\mathbf{p}} (a_{\mathbf{p}}^+ a_{\mathbf{p}} + c_{\mathbf{p}}^+ c_{\mathbf{p}}) \quad (2)$$

и рассмотрением нового гамильтониана

$$\mathcal{H} = \hat{V}^+ H \hat{V} - i\hbar \hat{V}^+ \frac{d\hat{V}}{dt} = \hat{V}^+ H \hat{V} - \hbar\omega_L \hat{N}, \quad (3)$$

у которого свободные квазичастицы характеризуются квазиэнергетическим спектром

$$\begin{aligned} \mathcal{H} = & \sum_{\mathbf{p}} \hbar[\omega_{\text{ex}}(\mathbf{p}) - \omega_L] a_{\mathbf{p}}^+ a_{\mathbf{p}} + \sum_{\mathbf{p}} \hbar(c_{\mathbf{p}} - \omega_L) \times \\ & \times c_{\mathbf{p}}^+ c_{\mathbf{p}} + \sum_{\mathbf{p}} \lambda_{\mathbf{p}} (c_{\mathbf{p}}^+ a_{\mathbf{p}} + a_{\mathbf{p}}^+ c_{\mathbf{p}}) + \lambda_{\mathbf{k}_0} (a_{\mathbf{k}_0}^+ + a_{\mathbf{k}_0}) \sqrt{F_{\mathbf{k}_0}} + \\ & + \frac{1}{2V} \sum_{\mathbf{p}, \mathbf{g}, \mathbf{k}} \nu(\mathbf{k}) a_{\mathbf{p}}^+ a_{\mathbf{g}}^+ a_{\mathbf{g}+\mathbf{k}} a_{\mathbf{p}-\mathbf{k}}. \end{aligned} \quad (4)$$

Линейные по операторам $a_{\mathbf{k}_0}^+$, $a_{\mathbf{k}_0}$ члены устранены операцией сдвига Боголюбова [13]

$$a_{\mathbf{p}} = \sqrt{N_{\mathbf{k}_0}} e^{i\varphi} \delta_{\mathbf{p}, \mathbf{k}_0} + \alpha_{\mathbf{p}}. \quad (5)$$

Макроскопическое заполнение $N_{\mathbf{k}_0}$ экситонной моды \mathbf{k}_0 связано с $F_{\mathbf{k}_0}$ соотношением [12]

$$N_{\mathbf{k}_0} = F_{\mathbf{k}_0} \frac{\lambda_{\mathbf{k}_0}^2}{\tilde{\Delta}^2}, \quad \tilde{\Delta} = \hbar[\omega_{\text{ex}}(\mathbf{k}_0) - \omega_L] + L_0. \quad (6)$$

Здесь введено обозначение

$$L_{\mathbf{k}} = \frac{\nu(\mathbf{k}) N_{\mathbf{k}_0}}{V}. \quad (7)$$

После введения феноменологической константы затухания γ_{ex} соотношение (6) принимает вид, известный из работы [2]

$$n_{\mathbf{k}_0} = \frac{\lambda_{\mathbf{k}_0}^2 f_{\mathbf{k}_0}}{\Delta^2 + \gamma_{\text{ex}}^2}, \quad (8)$$

где

$$n_{\mathbf{k}_0} = \frac{N_{\mathbf{k}_0}}{V}, \quad f_{\mathbf{k}_0} = \frac{F_{\mathbf{k}_0}}{V}.$$

Выражение вида (8) обсуждается во многих работах, посвященных явлению оптической бистабильности в экситонной области спектра, в частности в [14].

После разложения гамильтониана (4) по малым операторам $a_{\mathbf{k}_0+\mathbf{k}}$, где $\mathbf{k} \neq 0$, и выделения аддитивной константы U , квадратичных $\mathcal{H}^{(2)}$, тройных $\mathcal{H}^{(3)}$ и четверных $\mathcal{H}^{(4)}$ слагаемых найдем

$$\mathcal{H} = U + \mathcal{H}^{(2)} + \mathcal{H}^{(3)} + \mathcal{H}^{(4)}. \quad (9)$$

Рассмотрим квадратичную часть

$$\begin{aligned} \mathcal{H}^{(2)} = & \sum_{\mathbf{k}} \{ \hbar [\omega_{\text{ex}}(\mathbf{k}_0 + \mathbf{k}) - \omega_L] + L_0 + L_{\mathbf{k}} \} \times \\ & \times \alpha_{\mathbf{k}_0+\mathbf{k}}^+ \alpha_{\mathbf{k}_0+\mathbf{k}} + \sum_{\mathbf{k}} \hbar (c|\mathbf{k}_0 + \mathbf{k}| - \omega_L) c_{\mathbf{k}_0+\mathbf{k}}^+ c_{\mathbf{k}_0+\mathbf{k}} + \\ & + \sum_{\mathbf{k}} \lambda_{\mathbf{k}_0+\mathbf{k}} (c_{\mathbf{k}_0+\mathbf{k}}^+ \alpha_{\mathbf{k}_0+\mathbf{k}} + \alpha_{\mathbf{k}_0+\mathbf{k}}^+ c_{\mathbf{k}_0+\mathbf{k}}) + \\ & + \frac{1}{2} \sum_{\mathbf{k}} L_{\mathbf{k}} (e^{-2i\varphi} \alpha_{\mathbf{k}_0+\mathbf{k}}^+ \alpha_{\mathbf{k}_0-\mathbf{k}}^+ + e^{2i\varphi} \alpha_{\mathbf{k}_0+\mathbf{k}} \alpha_{\mathbf{k}_0-\mathbf{k}}). \end{aligned} \quad (10)$$

Уравнения движения для операторов $\alpha_{\mathbf{k}_0+\mathbf{k}}$, $\alpha_{\mathbf{k}_0-\mathbf{k}}^+$, $c_{\mathbf{k}_0+\mathbf{k}}$, $c_{\mathbf{k}_0-\mathbf{k}}^+$ образуют замкнутую систему и могут быть записаны в матричном виде

$$i \frac{d}{dt} \begin{vmatrix} \alpha_{\mathbf{k}_0+\mathbf{k}} \\ \alpha_{\mathbf{k}_0-\mathbf{k}}^+ \\ c_{\mathbf{k}_0+\mathbf{k}} \\ c_{\mathbf{k}_0-\mathbf{k}}^+ \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \sigma(+), & l_{\mathbf{k}} e^{-2i\varphi}, & \varkappa(+), & 0 \\ -l_{\mathbf{k}} e^{-2i\varphi}, & -\sigma(-), & 0, & -\varkappa(-) \\ \varkappa(+), & 0, & \Omega(+), & 0 \\ 0, & -\varkappa(-), & 0, & -\Omega(-) \end{vmatrix} \begin{vmatrix} \alpha_{\mathbf{k}_0+\mathbf{k}} \\ \alpha_{\mathbf{k}_0-\mathbf{k}}^+ \\ c_{\mathbf{k}_0+\mathbf{k}} \\ c_{\mathbf{k}_0-\mathbf{k}}^+ \end{vmatrix}. \quad (11)$$

Здесь введены обозначения

$$\begin{aligned} \sigma(\pm) = \omega_{\text{ex}}(\mathbf{k}_0 \pm \mathbf{k}) - \omega_L + l_{\mathbf{k}} + l_0, \quad l_{\mathbf{k}} = \frac{L_{\mathbf{k}}}{\hbar}, \\ \Omega(\pm) = c|\mathbf{k}_0 + \mathbf{k}| - \omega_L, \quad \varkappa(\pm) = \frac{\lambda_{\mathbf{k}_0 \pm \mathbf{k}}}{\hbar}. \end{aligned} \quad (12)$$

Стационарное решение уравнений (11)

$$i \frac{d}{dt} \begin{vmatrix} \alpha_{\mathbf{k}_0+\mathbf{k}} \\ \alpha_{\mathbf{k}_0-\mathbf{k}}^+ \\ c_{\mathbf{k}_0+\mathbf{k}} \\ c_{\mathbf{k}_0-\mathbf{k}}^+ \end{vmatrix} = \omega \begin{vmatrix} \alpha_{\mathbf{k}_0+\mathbf{k}} \\ \alpha_{\mathbf{k}_0-\mathbf{k}}^+ \\ c_{\mathbf{k}_0+\mathbf{k}} \\ c_{\mathbf{k}_0-\mathbf{k}}^+ \end{vmatrix} \quad (13)$$

имеет энергетический спектр $\omega(\mathbf{k})$, который находится из рассмотрения алгебраического уравнения четвертого порядка

$$\omega^4 + A\omega^3 + B\omega^2 + C\omega + D = 0. \quad (14)$$

Коэффициенты A, B, C, D имеют вид

$$\begin{aligned} A &= \Omega(-) - \Omega(+) + \sigma(-) - \sigma(+), \\ B &= l_{\mathbf{k}}^2 - \sigma(+)\sigma(-) - [\varkappa^2(+) + \varkappa^2(-)] - \\ &\quad - \Omega(+)\Omega(-) + [\sigma(-)\sigma(+)][\Omega(-) - \Omega(+)], \\ C &= [\Omega(+) - \Omega(-)]\sigma(+)\sigma(-) + \\ &\quad + [\sigma(+) - \sigma(-)]\Omega(+)\Omega(-) - \varkappa^2(+)[\sigma(-) + \Omega(-)] + \\ &\quad + \varkappa^2(-)[\sigma(+) + \Omega(+)] + l_{\mathbf{k}}^2[\Omega(-) - \Omega(+)], \\ D &= -\varkappa^2(-)\sigma(+)\Omega(+) - \varkappa^2(+)\sigma(-)\Omega(-) + \\ &\quad + \varkappa^2(-)\varkappa^2(+) - l_{\mathbf{k}}^2\Omega(+)\Omega(-) + \\ &\quad + \sigma(-)\sigma(+)\Omega(-)\Omega(+). \end{aligned} \quad (15)$$

В общем случае, при произвольных значениях \mathbf{k} , найти аналитическое выражение для перестроенного спектра невозможно. Это удастся сделать в частном случае $\mathbf{k} \perp \mathbf{k}_0$, когда $|\mathbf{k}_0 + \mathbf{k}| = |\mathbf{k}_0 - \mathbf{k}|$, $\sigma_{\mathbf{k}} = \sigma(+)$ и $\sigma(-)$, $\Omega(+)$ и $\Omega(-) = \Omega_{\mathbf{k}}$, $\varkappa(-) = \varkappa(+)$ и $\varkappa_{\mathbf{k}}$. Уравнение (14) сводится при этом к биквадратному, решение которого есть

$$\omega^2 = \frac{\Omega_{\mathbf{k}}^2 + \sigma_{\mathbf{k}}^2 - l_{\mathbf{k}}^2 + 2\varkappa_{\mathbf{k}}^2}{2} \pm \frac{1}{2} \sqrt{[\Omega_{\mathbf{k}}^2 - \sigma_{\mathbf{k}}^2 + l_{\mathbf{k}}^2]^2 + 4\varkappa_{\mathbf{k}}^2 [\Omega_{\mathbf{k}}^2 + \sigma_{\mathbf{k}}^2 - l_{\mathbf{k}}^2 - 2\sigma_{\mathbf{k}}\Omega_{\mathbf{k}}]}. \quad (16)$$

Выражения (14)–(16) в точности совпадают с формулами (2.44)–(2.48) (см. [10], с.90–91), описывающими закон дисперсии элементарных возбуждений в случае бозе-эйнштейновской конденсации дипольно-активных экситонов и фотонов. Это подтверждает сделанный в начале статьи вывод о внутренней общности двух, казалось бы, различных задач.

Наряду с обычными пассивными ветвями спектра $\sigma(+)$ и $\Omega(+)$ возникают новые квазиэнергетические активные ветви $\sigma(-)$ и $-\Omega(-)$. Пересечение четырех ветвей спектра происходит в восьми точках волнового синхронизма, удовлетворяющих условиям

$$2\omega_L = \omega_{\text{ex}}(\mathbf{k}_0 + \mathbf{k}) + \omega_{\text{ex}}(\mathbf{k}_0 - \mathbf{k}) + 2l_0 + 2l_{\mathbf{k}},$$

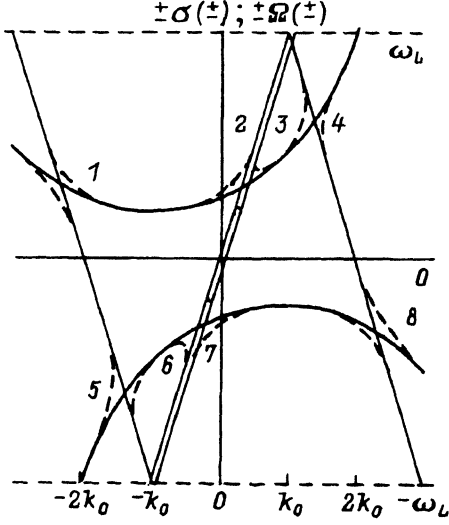


Рис. 1. Затравочные экситонные и фотонные ветви спектра $\pm\hbar\sigma(\pm)$ и $\pm\hbar\Omega(\pm)$ (сплошные линии) и качественная картина перестроенного спектра в восьми точках волнового синхронизма (штриховые линии).

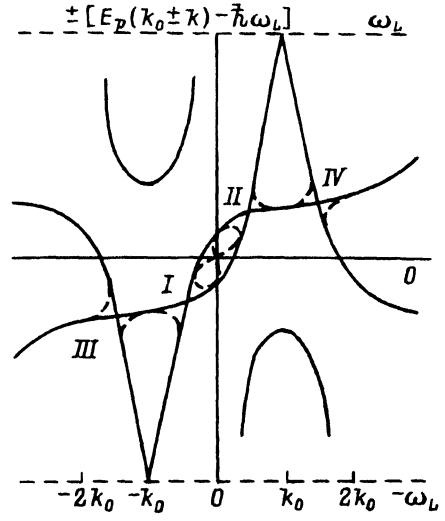


Рис. 2. Качественная картина перестроенного спектра поляритонов в присутствии сильной когерентной моды k_0 на нижней ветви. [15]

$$2\omega_L = \omega_{ex}(k_0 + k) + c|k_0 - k| + l_0 + l_k. \quad (17)$$

Качественная картина перестройки спектра приведена на рис. 1. В точках волнового синхронизма 1 и 8 имеют место поляритонная перестройка спектра и пропускание волн при учете пространственной дисперсии. В окрестностях точек 4 и 5 имеется абсолютная нестабильность спектра, в окрестностях точек 2, 3 и 6, 7 — конвективная нестабильность.

Полученные уравнения и качественный вид перестроенного спектра в предельном случае, когда экситон-экситонное взаимодействие больше экситон-фотонного, совершенно аналогичны тому, что было получено ранее в работах [15–17] при рассмотрении перестройки поляризованного спектра в присутствии сильной когерентной поляритонной моды k_0 на нижней ветви. В этом легко убедиться, если сопоставить рис. 1 с рис. 6 из монографии [15], который мы воспроизводим как рис. 2. Воспроизводим также и комментарий к нему.

На рис. 2 для простоты выделены области перестройки, связанные с нижней поляритонной ветвью; взаимодействие верхней и нижней ветвей не учитывается. В отличие от случая, изображенного на рис. 1, здесь предполагается, что экситон-фотонное взаимодействие больше экситон-экситонного. В областях I и II система конвективно неустойчива и может работать в этих областях как усилитель поляритонных волн. Область I при соответствующем подборе k_0 может быть светоподобной. В этом случае в ее существовании можно убедиться по увеличению пропускания кристаллом зондирующего слабого излучения подходящей частоты в присутствии лазерной накачки, создающей моду k_0 . В областях III и IV поляритонная система абсолютно неустойчива и может работать как генератор новых поляритонных волн. В области III генерируются светоподобные поляритоны, которые можно зарегистрировать в излучении, а

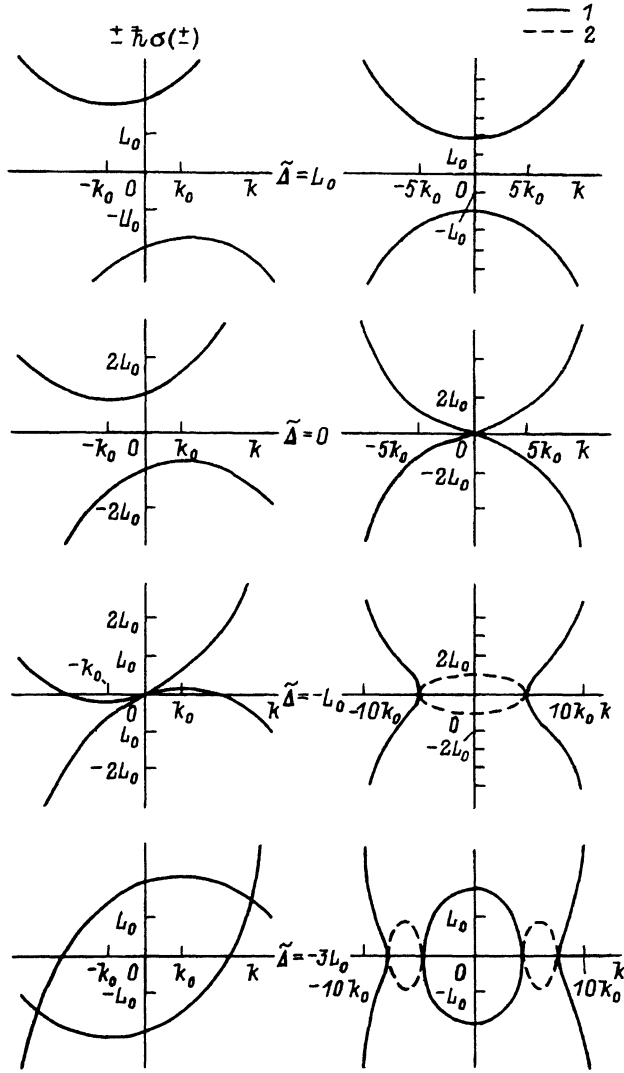


Рис. 3. Слева — затравочные экситонные ветви спектра $\pm \hbar \sigma(\pm)$ при различных значениях расстройки резонанса $\tilde{\Delta}$. Справа — перестроенный энергетический спектр $\pm \text{Re } \epsilon(k)$ (1) и $\pm \text{Im } \epsilon(k)$ (2).

в области IV — экситоноподобные, которые в свет прямо не превращаются [15]. Области I и II, так же как III и IV, связаны между собой, поскольку образуются совместно в результате попарного рождения и уничтожения квазичастиц моды k_0 . В каждом таком акте участвуют два внеконденсатных поляритона. Отличие состоит в том, что в [15] имеется реальный индуцированный Бозе-конденсат поляритонов моды k_0 , в то время как в нашем случае имеются реальные фотоны с частотой ω_L . Сопоставление доказывает внутреннее единство и тождественность энергетического спектра, возникающего в условиях оптического Штарк-эффекта в стационарных условиях в случае сильной экситон-фотонной связи, и

Бозе-эйнштейновской конденсации дипольно-активных экситонов и фотонов либо поляритонов.

Проследим за изменениями в энергетическом спектре элементарных возбуждений в зависимости от величины расстройки резонанса $\tilde{\Delta}$, введенной в (6). Это удобно сделать, воспользовавшись упрощенным гамильтонианом [12,18], не учитывающим взаимодействие экситонов с фотонами вакуума. Опуская в (1) соответствующие члены, имеем

$$H = \sum_{\mathbf{g}} \hbar\omega_{\text{ex}}(\mathbf{g})a_{\mathbf{g}}^{\dagger}a_{\mathbf{g}} + \lambda_{\mathbf{k}_0}(c_{\mathbf{k}_0}^{\dagger}a_{\mathbf{k}_0} + a_{\mathbf{k}_0}^{\dagger}c_{\mathbf{k}_0}) + \frac{1}{2V} \sum_{\mathbf{p},\mathbf{g},\mathbf{k}} \nu(\mathbf{k})a_{\mathbf{p}}^{\dagger}a_{\mathbf{g}}^{\dagger}a_{\mathbf{g}+\mathbf{k}}a_{\mathbf{p}-\mathbf{k}}. \quad (18)$$

Спектр элементарных возбуждений в системе, описанной гамильтонианом (18), известен из работ [12,18]

$$E(\mathbf{k}) = \varepsilon(\mathbf{k}) + \hbar\mathbf{v}_s\mathbf{k},$$

$$\varepsilon(\mathbf{k}) = \sqrt{(\tilde{\Delta} + T_{\mathbf{k}})^2 + 2L_{\mathbf{k}}(\tilde{\Delta} + T_{\mathbf{k}})}, \quad (19)$$

где

$$T_{\mathbf{k}} = \frac{\hbar^2k^2}{2m_{\text{ex}}}, \quad \mathbf{v}_s = \frac{\hbar\mathbf{k}_0}{m_{\text{ex}}}.$$

На рис. 3 приведены затравочные частоты $\pm\sigma(\mathbf{k}_0 \pm \mathbf{k})$ при различных значениях $\tilde{\Delta}$ и рядом с ними — перестроенный энергетический спектр. Первое условие волнового синхронизма (17) принимает вид

$$\tilde{\Delta} + T_{\mathbf{k}} + L_{\mathbf{k}} = 0.$$

При $\tilde{\Delta} > 0$ неустойчивости в системе не возникают. $\varepsilon(\mathbf{k})$ имеет энергетическую щель при $\mathbf{k} = 0$. В случае $\tilde{\Delta} = 0$ энергетический спектр элементарных возбуждений имеет линейный участок в области малых значений \mathbf{k} , таких, что $T_{\mathbf{k}} \lesssim L_{\mathbf{k}}$. Он полностью совпадает с квазиравновесным случаем, когда химический потенциал $\mu = \hbar\omega_{\text{ex}}(\mathbf{k}_0) + L_0$. Виртуальный Бозе-конденсат имеет те же свойства, что и реальный конденсат. В частности, можно ожидать сверхтекучести экситонов, индуцированной светом, если скорость течения Бозе-конденсата v_s меньше критической скорости сверхтекучести u^*

$$u^* = \sqrt{\frac{\nu(0)N_{\mathbf{k}_0}}{m_{\text{ex}}V}}.$$

Это выполняется, если $L_0 > 2T_{\mathbf{k}_0}$ или $N_{\mathbf{k}_0}/V > 2T_{\mathbf{k}_0}/\nu(0)$ при $\nu(0) > 0$. При $\tilde{\Delta} = -L_0$ область неустойчивости охватывает значения волнового вектора, при которых совершаются оптические переходы из основного

состояния кристалла в экситонное. Здесь следует ожидать наличие существенных изменений форм экситонных полос поглощения и люминесценции. При отрицательных значениях $\tilde{\Delta}$, но больших по абсолютной величине области неустойчивости в экситонной зоне смещаются в сторону больших значений волновых векторов, где их труднее наблюдать спектроскопически. Плавно изменяя частоту лазера ω_L , можно добиться всех перечисленных вариантов.

Как уже отмечалось [2,5,6], необходимо помнить, что роль химического потенциала, фигурирующего в квазиравновесной задаче, в неравновесных стационарных условиях играет частота лазерного излучения. Его интенсивность служит источником Бозе-конденсата квазичастиц, плотность которых является многозначной функцией от интенсивности лазера [12,14]. Эта и другие черты, присущие дипольно-активным экситонам в условиях оптического Штарк-эффекта, отсутствуют в модели слабо неидеального скалярного Бозе-газа.

В заключение авторы выражают искреннюю благодарность М.И.Дьяконову, А.С.Иоселевич, В.И.Перелю, Р.А.Сурису и участникам теоретического семинара Физико-технического института им.А.Ф.Иоффе РАН за обсуждение работы.

Список литературы

- [1] Келдыш Л.В. // Проблемы теоретической физики. М.: Наука, 1972. С. 433-444.
- [2] Елесин В.Ф., Копаев Ю.В., // ЖЭТФ. 1972. Т. 63. № 4. С. 1447-1453.
- [3] Москаленко С.А., Миглей М.Ф., Шмиглюк М.И. и др. // ЖЭТФ. 1973. Т. 64. № 5. С. 1786-1798.
- [4] Mysyrowicz A., Hulin D., Antonetti A. et al. // Phys. Rev. Lett. 1986. V. 56. N 25. P. 2748-2751.
- [5] Schmitt-Rink S., Chemla D. // Phys. Rev. Lett. 1986. V. 57. N 21. P. 2752-2755.
- [6] Schmitt-Rink S., Chemla D., Haug H. // Phys. Rev. 1988. V. 37. N 2. P. 941-955.
- [7] Леляков А.В., Москаленко С.А. // ФТТ. 1969. Т. 11. № 11. С. 3260-3265.
- [8] Москаленко С.А. Бозе-Эйнштейновская конденсация экситонов и биэкситонов. Кишинев, РИО, 1970.
- [9] Москаленко С.А. // ФТТ. 1962. Т. 4. № 1. С. 276-284.
- [10] Москаленко С.А., Бобрышева А.И., Леляков А.В. и др. Взаимодействие экситонов в полупроводниках. Кишинев: Штиинца, 1974.
- [11] Revahambarian N., Chase L.L., Mysyrowicz A. // Phys. Rev. b. 1983. V. 37. N 4. P. 2325-2345.
- [12] Москаленко С.А., Мисько В.Р. // УФЖ. 1992. Т. 37. № 12. С. 1812-1817.
- [13] Боголюбов Н.Н. Собрание научных трудов в 3-х томах. Киев: Наукова думка, 1971.
- [14] Хаджи П.И., Шибаршина Г.Д., Ротару А.Х. Оптическая бистабильность в системе когерентных экситонов и биэкситонов в полупроводниках. Кишинев: Штиинца, 1988.
- [15] Шмиглюк М.И., Питей В.Н. Когерентные поляритоны в полупроводниках. Кишинев: Штиинца, 1989.
- [16] Шмиглюк М.И., Питей В.Н. // УФЖ. 1985. Т. 30. № 1. С. 56-62.
- [17] Шмиглюк М.И., Питей В.Н. // УФЖ. 1986. Т. 31. № 11. С. 1670-1676.
- [18] Мисько В.Р., Москаленко С.А. // Нелинейные оптические свойства экситонов в полупроводниках различной размерности. Кишинев: Штиинца, 1992.

Институт прикладной физики АН Молдовы
Кишинев

Поступило в Редакцию
3 июня 1993 г.