

## ЯВЛЕНИЕ НУТАЦИИ В СИСТЕМЕ КОГЕРЕНТНЫХ ЭКСИТОНОВ ФОТОНОВ И БИЭКСИТОНОВ В ОБЛАСТИ $M$ -ПОЛОСЫ

*П.И.Хаджи, С.А.Москаленко, С.Н.Белкин*

Изучены закономерности явления когерентного превращения экситонов и фотонов в биэкситоны и обратно в области  $M$ -полосы люминесценции полупроводников. Показано, что частота этих превращений существенно зависит от начального состояния системы.

Мощная монохроматическая волна, действующая на двухуровневую атомную систему, вызывает периодическое изменение ее населенности (нутацию) с частотой, зависящей от матричного элемента дипольного момента и напряженности поля. В [1] предсказан эффект сверхнутаии для случая, когда концентрация фотонов на много меньше концентрации двухуровневых атомов. Если частота лазерного излучения находится в резонансе с экситонным уровнем, то в кристалле быстрее образуются экситоны, нежели успеет произойти процесс нутаии в отдельном атоме. Это обстоятельство приводит к принципиально новым условиям протекания когерентных нелинейных эффектов в экситонной области спектра. Явление когерентной экситон-фотонной нутаии с учетом экситон-экситонного взаимодействия рассмотрено в [2], а в гармоническом приближении для открытых квантовых систем изучено в [3].

В данном сообщении предлагается метод идентификации биэкситонов, основанный на рассмотренном явлении когерентной экситон-биэкситонной нутации в области  $M$ -полосы люминесценции для времен на много меньших времени релаксации экситонов и биэкситонов. С помощью пикосекундных импульсов когерентного резонансного лазерного излучения можно создавать высокие концентрации когерентных биэкситонов. В дальнейшем эти биэкситоны будут излучательно рекомбинировать, образуя экситон и кванты света в области  $M$ -полосы люминесценции. Процесс неоднократного взаимного превращения когерентных биэкситонов в когерентные экситоны и фотоны и обратно будем называть экситон-биэкситонной нутацией, а частоту таких превращений — частотой нутации. Динамика этого процесса существенно отличается от динамики экситон-фотонной нутации.

Гамильтониан системы когерентных экситонов, фотонов и биэкситонов представлен в виде

$$\frac{1}{\hbar}H = \Omega_{\mathbf{k}+\mathbf{q}} a_{\mathbf{k}+\mathbf{q}}^+ a_{\mathbf{k}+\mathbf{q}} + \omega_{\mathbf{q}} b_{\mathbf{q}}^+ b_{\mathbf{q}} + ck C_{\mathbf{k}}^+ C_{\mathbf{k}} + i \frac{g(\mathbf{k}, \mathbf{q})}{\sqrt{V}} \times \\ \times (C_{\mathbf{k}}^+ b_{\mathbf{q}}^+ a_{\mathbf{k}+\mathbf{q}} - a_{\mathbf{k}+\mathbf{q}}^+ b_{\mathbf{q}} C_{\mathbf{k}}), \quad (1)$$

где  $a_{\mathbf{k}}$ ,  $b_{\mathbf{k}}$ ,  $C_{\mathbf{k}}$  — операторы уничтожения биэкситона, экситона и фотона соответственно с волновым вектором  $\mathbf{k}$ ,  $\hbar\Omega_{\mathbf{k}}$  и  $\hbar\omega_{\mathbf{k}}$  — энергии образования биэкситона и экситона,  $\hbar ck$  — энергия фотона,  $g(\mathbf{k}, \mathbf{q})$  — матричный элемент оптического превращения экситона в биэкситон [4, 5],  $V$  — объем системы. Так как сила осциллятора экситон-биэкситонного превращения на много больше силы осциллятора экситонного перехода [4, 5], то мы не рассматриваем переходы из основного состояния кристалла в экситонное. Предполагается, что энергия связи биэкситона достаточно велика, как это имеет место в кристаллах  $\text{CuCl}$  и  $\text{CuBr}$ , и положения  $M$ - и  $A$ -полос достаточно хорошо разделены. Состояния экситонов, фотонов и биэкситонов считаются макрозаполненными, поэтому операторы можно заменить на функции от времени.

Исходя из гайзенберговских уравнений движения для операторов, можно получить два независимых первых интеграла движения, связывающие концентрации биэкситонов  $n_a$ , экситонов  $n_b$  и фотонов  $n_c$ :

$$n_a + n_b = \text{const}, \quad n_a + n_c = \text{const}. \quad (2)$$

Вводя затем амплитуды и фазы соответствующих функций ( $a = A e^{i\phi}$  и т. д.), можно получить систему нелинейных дифференциальных уравнений второго порядка для амплитуды  $A$  и фазы  $\phi$  биэкситонов (здесь и далее простоты ради опускаем индексы волновых векторов у операторов и связанных с ними величин):

$$\ddot{A} - A\dot{\phi}^2 - (\Omega + \omega + ck)A\dot{\phi} - \Omega(\omega + ck)A + \frac{g^2}{V}(B^2 + C^2)A = 0,$$

$$A\ddot{\phi} + 2\dot{A}\dot{\phi} + (\Omega + \omega + ck)\dot{A} = 0, \quad (3)$$

где точка означает дифференцирование по времени.

Система (3) допускает стационарные решения вида

$$A = \text{const}, \quad B = \text{const}, \quad C = \text{const}, \quad \dot{\phi} = -\omega_p = \text{const}, \quad (4)$$

где

$$\omega_p = \frac{1}{2}(\Omega + \omega + ck) \pm \frac{1}{2}\sqrt{(\Omega - \omega - ck)^2 + 4g^2(n_b + n_c)}. \quad (5)$$

В случае стационарного возбуждения выражение (5) можно рассматривать как закон дисперсии поляритонного типа для оптических переходов экситон-бизекситон в области  $M$ -полосы, имеющего две ветви, положение и форма которых зависят от стационарных концентраций экситонов  $n_b$  и фотонов  $n_c$ , т. е. от уровня возбуждения кристалла (рис. 1). На рис. 1 предполагается, что волновой вектор экситона  $q$  задан, волновой вектор фотона  $k$  меняется, а волновой вектор бизекситона равен сумме волновых векторов экситона и фотона. Верхняя ветвь дисперсионных кривых представляет собой квазиэнергию бизекситона, а нижняя — квазиэнергию фотона плюс экситона в области  $ck + \omega < \Omega$ . Расщепление между ветвями максимально в актуальной области  $k$ -пространства, где  $\Omega - \omega = ck$  и тем больше по величине, чем больше стационарные концентрации экситонов и фотонов.

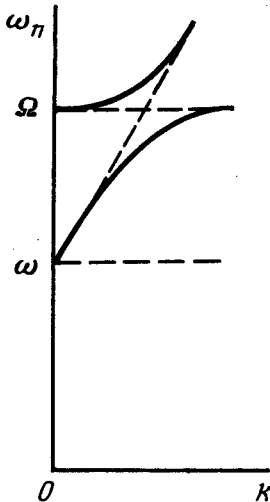


Рис. 1. Дисперсионные кривые поляритонного типа для оптических переходов в области  $M$ -полосы люминесценции бизекситонов в зависимости от волнового вектора фотона  $k$

Система уравнений (3) имеет и нестационарные решения. Предполагая, что расстройка резонанса равна нулю ( $\Delta = \Omega - \omega - ck = 0$ ) и что в начальный момент концентрации экситонов, фотонов и бизекситонов соответственно равны  $n_{b0}$ ,  $n_{c0}$  и  $n_{a0}$ , для частоты нутации  $\omega_H$  получаем выражение:

$$\omega_H = \frac{\pi g \sqrt{n_{max}}}{K(k)}, \quad k^2 = \frac{n_{min}}{n_{max}}, \quad (6)$$

$$n_{min} = \min (n_{a_0} + n_{b_0}, n_{a_0} + n_{c_0}),$$

$$n_{max}$$

где  $K(k)$  – (полный) эллиптический интеграл первого рода [6] с модулем  $k$ ;  $n_{min}$  и  $n_{max}$  соответственно минимальное и максимальное из двух выражений в скобках, причем  $0 \leq n_a \leq n_{min}$ ,  $n_{a_0} + n_{b_0} - n_{min} \leq n_b \leq n_{a_0} + n_{b_0}$ ,  $n_{a_0} + n_{c_0} - n_{min} \leq n_c \leq n_{a_0} + n_{c_0}$ . Концентрации экситонов, фотонов и биекситонов периодически изменяются с частотой  $\omega_H$ . Одна из величин  $n_b$  или  $n_c$  при колебаниях изменяется до нуля, тогда как другая колеблется над постоянным фоном. Это связано с тем, что при  $n_{b_0} \neq n_{c_0}$  только меньшая из этих величин определяет добавочное количество образующихся биекситонов. Частота нутации  $\omega_H$  сложным образом зависит от начальных концентраций системы. При постоянной концентрации биекситонов частота нутации определяется модулем разности концентраций экситонов и фотонов  $\Delta n = |n_{b_0} - n_{c_0}|$ .

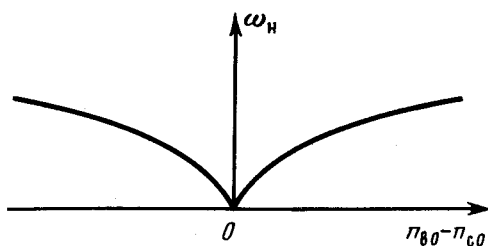


Рис. 2. Зависимость частоты нутации когерентных экситонов, фотонов и биекситонов от разности начальных концентраций экситонов и фотонов при фиксированной начальной концентрации биекситонов

В окрестности  $\Delta n = 0$  получаем  $\omega_H = \pi g \sqrt{n_{max}} / \ln(4 \sqrt{n_{max}} / \Delta n)$ . При  $\Delta n \rightarrow 0$  частота нутации убывает, обращаясь в нуль, а с ростом  $\Delta n$  она монотонно растет (рис. 2). При  $n_b = n_c$  в системе отсутствуют колебания и концентрация монотонно растет от значения  $n_{a_0}$  до  $n_{a_0} + n_{b_0}$ , после чего прекращается изменение концентраций. Если положить  $n_{a_0} \approx n_{b_0} \ll n_{c_0}$  либо  $n_{a_0} \approx n_{c_0} \ll n_{b_0}$ , то легко получить соответственно  $\omega_H = 2g \sqrt{n_{a_0} + n_{c_0}}$  либо  $\omega_H = 2g \sqrt{n_{a_0} + n_{b_0}}$ , т. е. изменение частоты нутации в зависимости от большей из концентраций происходит по корневому закону. Решение уравнений (3) при  $n_{a_0} = 0$  имеет простой вид

$$n_a = n_{a_{min}} sn^2(\sqrt{n_{a_{max}}} gt), \quad \omega_H = \frac{\pi g \sqrt{n_{a_{max}}}}{K(k)},$$

$$k^2 = \frac{n_{a_{min}}}{n_{a_{max}}}, \quad n_{a_{min}} = \min (n_{b_0}, n_{c_0}),$$

где  $sn(x)$  – эллиптическая функция [6] с модулем  $k$ . Частота нутации по-прежнему определяется большей из концентраций, а амплитуда изменения  $n_a$  – меньшей. Зависимость  $\omega_H$  от  $\Delta n$  имеет вид, показанный на рис. 2. По аналогии с [1], непрерывный рост частоты нутации с ростом концентрации фотонов (или экситонов) назовем явлением сверхнутации в системе когерентных экситонов, фотонов и биекситонов.

При отличной от нуля расстройке резонанса частота нутации начинает зависеть от величины расстройки. Однако, этот факт не приводит к принципиально новым явлениям по сравнению со случаем  $\Delta = 0$ .

Значительный интерес для эксперимента представляет предсказываемое изменение частоты нутации в зависимости от уровня возбуждения кристалла. Рост частоты экситон-биэкситонной нутации (сверхнутация) будет способствовать проявлению и усилению эффекта поляритонной индуцированной прозрачности в области  $M$ -полосы люминесценции биэкситонов. В заключение заметим, что явление когерентной экситон-биэкситонной нутации на много богаче явления экситон-фотонной нутации и нутации в системе двухуровневых атомов.

Институт прикладной физики  
Академии наук Молдавской ССР

Поступила в редакцию  
29 декабря 1979 г.

### Литература

- [1] А.И.Бурштейн, А.Ю.Пусеп. ЖЭТФ, **69**, 1927, 1975.
- [2] С.А.Москаленко, А.Х.Ротару, П.И.Хаджи. Сб. "Теоретическая спектроскопия", М., изд. АН СССР, 1977, стр. 203; Сб. "Собственные полупроводники при больших уровнях возбуждения", Кишинев, "Штиинца", 1978, стр. 3.
- [3] A.S.Davydov, A.A.Serikov. Phys. Stat. Sol. (b), **56**, 351, 1973.
- [4] А.А.Гоголин, Э.И.Рашба. Письма в ЖЭТФ, **17**, 690, 1973; А.А.Гоголин. ФТТ, 2746, 1973; Э.И.Рашба. ФТП, **8**, 1241, 1974.
- [5] П.И.Хаджи. "Кинетика рекомбинационного излучения экситонов и биэкситонов в полупроводниках", Кишинев, "Штиинца", 1977.
- [6] И.С.Градштейн, И.М.Рыжик. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. М., ГИФМЛ, 1963.