

БИЭКСИТОН В СПЕКТРЕ ИЗЛУЧЕНИЯ ОДНООСНО ДЕФОРМИРОВАННОГО КРЕМНИЯ

В.Д.Кулаковский, В.Б.Тимофеев

В спектре излучения Si, упруго деформированного вдоль оси $\langle 100 \rangle$, при больших плотностях возбуждения и низких температурах обнаружена новая линия, соответствующая излучательному распаду биэкситона. Оценена энергия связи биэкситона $\Delta \approx 1,3 \text{ мэв}$.

Вопрос об экспериментальном обнаружении биэкситонов в спектрах излучения непрямых полупроводников Si и Ge остается открытым. Существующие здесь сложности связаны с тем, что биэкситон в этих кристаллах гораздо менее стабилен, чем электрон-дырочная жидкость (ЭДЖ) [1]. Поэтому газ биэкситонов остается сильно диссоциированным даже при плотностях насыщенного экситонного газа, при которых наступает конденсация в ЭДЖ. Для наблюдения биэкситона ситуация становится более благоприятной в условиях действия одноосных напряжений. Известно, что в непрямых полупроводниках Si и Ge одноосные деформации снимают вырождение в зонах, вследствие чего возрастает средняя кинетическая энергия на пару частиц в ЭДЖ [2, 3]. В результате энергия связи ЭДЖ уменьшается, а плотность насыщенных паров экситонного газа заметно возрастает. Оценки показывают, что в деформированном вдоль $\langle 100 \rangle$ Si парциальные давления газа экситонов и биэкситонов практически сравниваются вдоль линии сосуществования газ экситонов — ЭДЖ.

Исследовались спектры излучения кремния, сильно деформированного вдоль оси $\langle 100 \rangle$ (так называемый Si (1-2), где первая цифра означает кратность вырождения валентной зоны, а вторая — число электронных долин). Использовались высокочистые образцы с концентрацией электрически активной примеси $N_a \lesssim 3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$. Образцы имели вид прямоугольных параллелепипедов с размером $1 \times 3 \times 7 \text{ мм}^3$. Однородность деформаций вдоль наибольшего линейного размера кристалла была достаточно высокой и контролировалась по форме линии излучения свободного экситона. Спектры возбуждались с помощью импульсного лазера на парах меди и GaAs-лазера непрерывного действия и регистрировались по методике, описанной в [4].

Кинетика спектров излучения Si (1-2) при импульсном возбуждении средней плотности e - h -пар $\bar{n} \sim 3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и $T = 1,8 \text{ К}$ представлена на рис. 1. Здесь же для сравнения приведен спектр недеформированного Si. В момент импульса возбуждения доминирует излучение ЭДЖ (L -полоса на рис. 1). В спектрах отчетливо видны линии излучения свободных экситонов — FE , а линии экситонов, связанных на примеси, отсутствуют. Из анализа формы спектра ЭДЖ, который будет опубликован отдельно, следует, что в Si (1-2) плотность носителей в ЭДЖ — $n_L = 4,5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, энергия связи $\phi = 2 \pm 0,2 \text{ мэв}$. Эти значения хорошо согласуются с расчетом [5]. Заметим, что в Si (2-6) $\phi = 8 \text{ мэв}$ [1, 4]. В результате уменьшения энергии связи ЭДЖ в Si (1-2) плотность насыщенного газа экситонов n_{ex} возрастает примерно на порядок.

Кинетика спектров Si (1-2) показывает, что кроме линий L и FE в спектрах присутствует еще одна линия — M , которая появляется при деформациях $P \gtrsim 20 \text{ кг/мм}^2$. Расстояние между максимумами линий M и FE не зависит от давления и составляет 2 мэв . После затухания полосы излучения ЭДЖ форма длинноволнового крыла M -линии не изменяется.

Поведение линий M и FE при изменении температуры иллюстрирует рис. 2. Спектры измерены в условиях, когда излучение ЭДЖ отсутствует, а отношение интенсивностей в максимумах I_M и I_{FE} постоянно. Это достигалось записью спектров при различных задержках относительно лазерного импульса. С ростом температуры спектрам отвечают мень-

шие задержки, а следовательно, большие значения n_{ex} . Из рис. 2 видно, что чувствительным к температуре является фиолетовый край M -линии.

Линию M нельзя связать с рекомбинацией $e-h$ -пар или экситонов, принадлежащих отщепленным зонам, так как величина $\hbar\omega_{FE} - \hbar\omega_M$ не зависит от давления. Следует исключить из рассмотрения процессы рекомбинации с участием примеси, так как линия излучения связанных экситонов на нейтральной примеси (BE) расположена на 2 мэв "краснее" M -линии. На рис. 2 спектр 1 отвечает стационарной накачке $n \sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$.

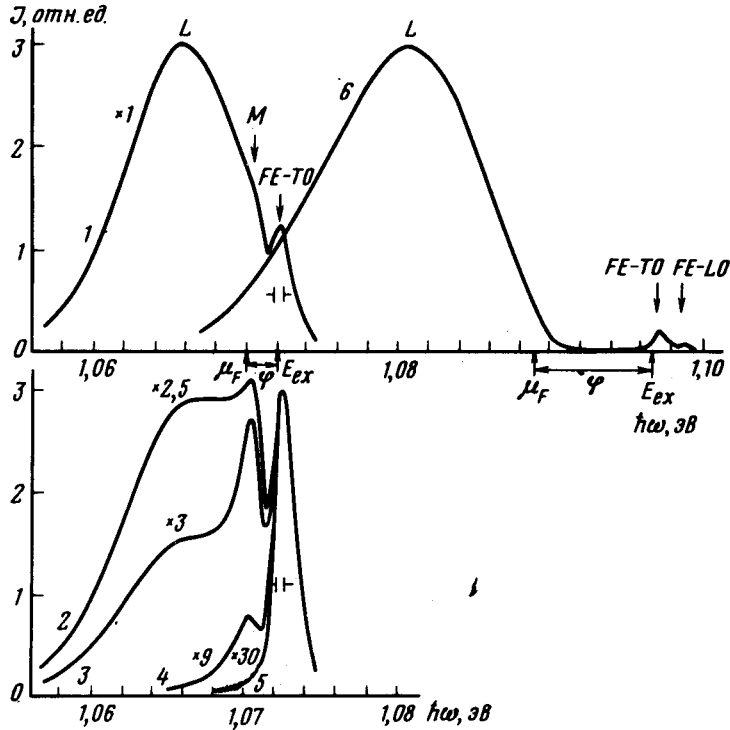


Рис. 1. Кинетика спектров рекомбинационного излучения Si (1-2) при импульсном возбуждении ($\sim 3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$) и $T = 1,8 \text{ К}$. Спектры (1-5) отвечают задержкам t_d (мксек) относительно возбуждающего импульса - 0; 0,25; 0,35; 0,7; 1,1 мксек соответственно. (6) - спектр недеформированного кремния в момент импульса возбуждения

При таких относительно небольших плотностях возбуждения I_{BE} сублинейно зависит от I_{FE} и практически насыщается, в то время как M -линия только зарождается и с дальнейшим ростом возбуждения увеличивается сверхлинейно.

На наш взгляд, наиболее вероятным механизмом рекомбинации, ответственным за появление M -линии в спектре Si (1-2), есть излучательный распад биекситона с рождением экситона и TO -фонона. Спектр излучения биекситона в непрямом полупроводнике определяется выражением

$$I(\hbar\omega) \sim \iint d\mathbf{K} d\mathbf{k} |D|^2 \exp\left(-\frac{\hbar^2 \mathbf{K}^2}{4mk_0 T}\right) \delta(E_M(\mathbf{K}) - E_{ex}(\mathbf{k}) - \hbar\Omega^{TO} - \hbar\omega), \quad (1)$$

где E_M и E_{ex} — энергии основного состояния биэкситона и экситона, K и k — соответствующие им квазиимпульсы, D — матричный элемент дипольного момента, для вычисления которого нужно знать волновую функцию биэкситона. Поскольку волновая функция биэкситона имеет характерный размер, порядка радиуса экситона — a_{ex} , естественно считать, что $D(K, k)$ существует при $|\frac{1}{2}K - k| < a_{ex}^{-1}$. Тогда характерная энергия отдачи экситона, определяющая ширину линии, есть $\hbar^2/2ma_{ex}^2$. Отсюда ширина линии излучения биэкситона Γ имеет порядок $\Gamma \sim \frac{\mu}{m} R_{ex}$, где μ, m — приведенная и трансляционная массы экситона, а R_{ex} — экситонный ридберг. Таким образом, ширина полосы излучения биэкситона в Si должна быть около 3 мэВ , что соответствует наблюдаемой ширине M -линии. Далее, согласно (1) длинноволновое крыло линии биэкситона не зависит от T при $k, T < \frac{\mu}{m} R_{ex}$, тогда как фиолетовый край должен уширяться в соответствии с распределением биэкситонов в зоне, что также согласуется с экспериментом.

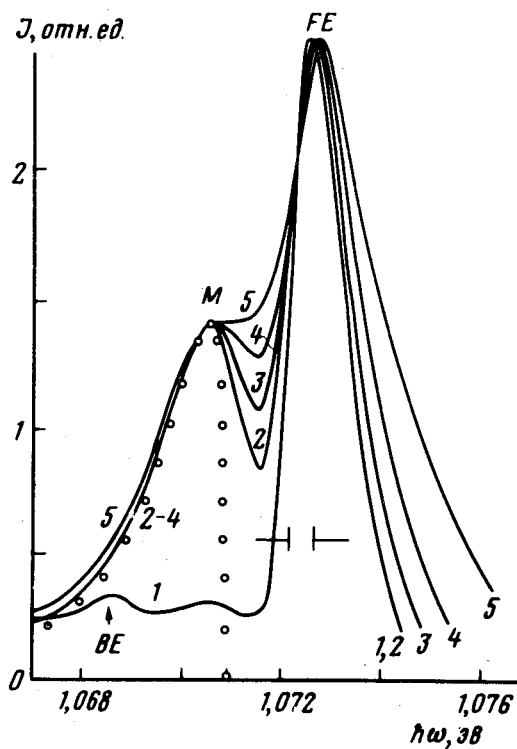


Рис. 2. Температурная зависимость спектров излучения экситонов (FE) и биэкситонов (M) при импульсной накачке ($\sim 3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$). Спектры (2–4) записаны при следующих температурах и временных задержках относительно импульса возбуждения: (2) — 2К, 0,3 мксек, (3) — 4,2К, 0,25 мксек; (4) — 7К, 0,17 мксек; (5) — 10К, 0,1 мксек. Кривая 1 отвечает стационарной накачке ($\sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$)

Если для $D(K, k)$ использовать модельное выражение [6] —

$$D(K, k) \sim [(\frac{1}{2}K - k)^2 + a_{biex}^{-2}]^{-2}, \quad (2)$$

то расчет для $I(\hbar\omega)$ при $T = \text{OK}$ хорошо описывает длинноволновое крыло экспериментального контура M -линии (пунктир на рис. 2). При такой аппроксимации формы линии для энергии связи биэкситона в Si получаем $\Delta = 1,3 \text{ мэВ}$ или $\Delta/R_{ex} = 0,09$. Согласно расчету [7] $\Delta = 0,4 \text{ мэВ}$, $\Delta/R_{ex} \approx 0,03$.

Наконец заметим, что нами исследовались также спектры рекомбинации кристаллов Si, деформированных вдоль осей $\langle 111 \rangle$ и $\langle 110 \rangle$ (соответственно Si (1-6) и Si (1-4)). При таких деформациях обнаружить линию излучения биэкситона не удалось, однако в спектрах наблюдалось заметное возрастание фона излучения между полосами ЭДЖ и экситонов по сравнению с недеформированными кристаллами.

В заключение авторы глубоко благодарят Л.В.Келдыша, Э.И.Рашба и В.М.Эдельштейна за обсуждения.

Институт физики твердого тела
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
18 апреля 1977 г.

Литература

- [1] Я.Е.Покровский. Phys. Stat. Sol., (a), 11, 385, 1972.
 - [2] В.С.Багаев, Т.И.Галкина, О.В.Гоголин, Л.В.Келдыш. Письма в ЖЭТФ, 10, 309, 1969.
 - [3] К.Н.Ашкинадзе, И.П.Крецу, Л.А.Патрин, И.Д.Ярошецкий. ФТП, 4, 2206, 1970.
 - [4] А.Ф.Дите, В.Д.Кулаковский, В.Б.Тимофеев. ЖЭТФ, 72, 1156, 1977.
 - [5] P.Vashishta, S.G.Das, K.S.Singwi. Phys. Rev. Lett., 33, 911, 1974.
 - [6] K.Cho. Optics comm., 8, 412, 1973.
 - [7] W.F.Brinkman, T.M.Rice, B.Bell. Phys. Rev., 8B, 1570, 1973.
-