

ФОНОН-ИНДУЦИРОВАННЫЕ ПЕРЕХОДЫ МЕЖДУ ЭКСИТОННЫМИ ПОДЗОНАМИ В КРЕМНИИ

Н.Н.Зиновьев, Д.И.Ковалев, И.Д.Ярошецкий, А.Ю.Бланк

*Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе АН СССР
194021, Ленинград*

Поступила в редакцию 7 декабря 1990 г.

Обнаружено резонансное поглощение неравновесных акустических фононов на переходах между экситонными подзонами. Найдено пороговое значение кинетической энергии экситонов $E_g = 0,1$ мэВ.

Расщепление ΔE экситонных подзон, обусловленное снятием вырождения энергетических состояний тяжелых и легких дырок при $\vec{k} = 0$ полем электронов, находящихся в боковых долинах ¹ может обусловить целый ряд оптических и транспортных явлений в многодолинных полупроводниках с вырожденной экситонной зоной (Ge, Si и др.) ². В настоящей работе обнаружен порог в поглощении неравновесных акустических фононов, обусловленный межподзонными экситонными переходами в Si.

В экспериментах регистрация фонон-индуцированных переходов между экситонными подзонами осуществлялась путем измерения интегральной интенсивности дифференциального сигнала люминесценции, индуцируемого неравновесными акустическими фононами $\delta\Sigma$, величины отношения интенсивностей люминесценции экситонов с испусканием продольного (I_{EX}^{LO}) и поперечного (I_{EX}^{TO}) оптических фононов $\eta = I_{EX}^{LO}/I_{EX}^{TO}$ и формы спектров экситонной люминесценции (дублет $LO - TO$) - рис.1. Образцы монокристаллического Si : В с концентрациями $N_B < 10^{13}$ см⁻³ и размерами $\sim 2 \times 5 \times 10$ мм подвергались стационарному возбуждению излучением Ar⁺-лазера (вставка к рис. 1) с интенсивностью ниже порога, соответствующего конденсации в капли электронно-дырочной жидкости. При этом с целью исключения эффектов, обусловленных пространственной неоднородностью распределения экситонов (фононное увлечение и др.) обеспечивалось оптическое возбуждение боковой поверхности образца (в пятне 5×5 мм, однородность возбуждения G характеризовалась $\delta G/G < 0,1$). Из центральной области пятна накачки "вырезалась" полоска размером ~ 200 мкм \times 5 мм, люминесценция которой регистрировалась с помощью двойного монохроматора ДФС-24 и стробируемой системы счета фотонов. На торцевую грань образца Si напылялся константановый нагреватель размерами $0,1 \times 1$ мм, генерирующий неравновесные акустические фононы в полосе энергий $\sim 0 - 5$ мэВ с числами заполнения заметно превышающими равновесные (подаваемая мощность < 25 Вт, длительность электрического импульса $U(t) = 0,1 - 1$ мкс) - рис. 1. Записывались одновременно (рис. 1) дифференциальный спектр люминесценции (а), спектры люминесценции в отсутствие фононов (б) и в момент прихода баллистического импульса (в).

Эксперименты проводились в He^4 , в интервале температур $T = 1,5 - 4,2\text{K}$.

На рис. 1 представлены два семейства спектров люминесценции из серии, снятые в He^4 при двух температурах: $T = 1,5\text{K}$ и $T = 4,2\text{K}$. В обоих случаях наблюдается разогрев экситонного газа неравновесными фононами (смещение максимума линии люминесценции и увеличение интенсивности на высокоэнергетичном крыле линии при неизменном положении ее "красной" границы). Однако, в то время как при $T = 1,5\text{K}$ полный интеграл дифференциального спектра $\delta\Sigma^{LO+TO} \sim 0$ (что свидетельствует о доминирующей роли энергетического перераспределения экситонов в нижней зоне вследствие взаимодействия с неравновесными акустическими фононами), при $T = 4,2\text{K}$ инжекция неравновесных фононов приводит к значительному увеличению относительной интенсивности люминесценции TO компоненты (рис. 2) - величина η уменьшается в два раза, по сравнению с таковой в отсутствие фононов. При этом эффективность разогрева экситонов в этом случае заметно выше, чем в области $T = 1,5\text{K}$. Качественное изменение характера взаимодействия экситонов с акустическими фононами мы начинаем наблюдать при температурах $T \sim 2,3\text{K}$ (рис. 2): резкое увеличение интегральной интенсивности $\delta\Sigma^{TO}/\Sigma^{TO}$ при $T \simeq 1,9 - 2\text{K}$ и относительно плавное уменьшение от $T > 2,7\text{K}$ вплоть до $4,2\text{K}$.

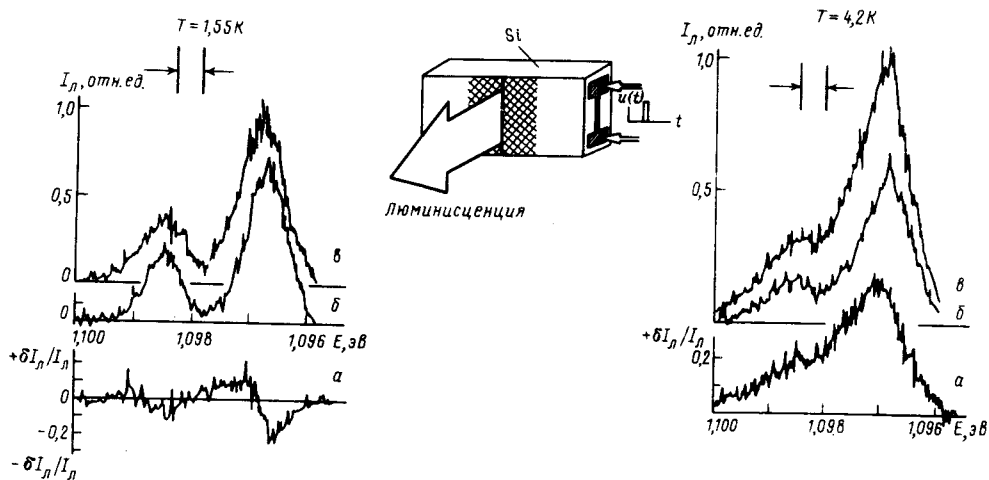


Рис. 1. Спектры люминесценции свободных экситонов ($LO - TO$ реплики): a - дифференциальный спектр; b - спектр люминесценции в отсутствие неравновесных фононов; v - спектр люминесценции в условиях инжекции неравновесных фононов. На вставке: геометрия эксперимента; заштрихованная область образца - "пятно" возбуждения

Обсудим кратко результаты экспериментов. На рис. 3 представлены дисперсионные зависимости $E_{\pm}(\vec{k})$ для экситонов в Si , построенные согласно работе ³, и акустических фононов. В акте поглощения фонона экситон совершает косой переход внутри подзоны, а также, начиная с определенных энергий начального состояния, межподзонный переход. С экситонами взаимодействуют фононы, удовлетворяющие законам сохранения (рис. 2):

$$\hbar\Omega_q = E_+(\vec{k}_f) - E_-(\vec{k}_i), \quad (1)$$

где "+" и "-" относятся к соответствующим экситонным подзонам ³; \vec{k}_i и \vec{k}_f - волновой вектор начального и конечного состояния экситона, q - волновой вектор фонона. Изменяя температуру ванны He^4 , мы сдвигаем максимум бoльцмановского распределения экситонов в зоне ($E_{max} = kT/2$) и тем самым

- начальную энергию основной массы экситонов, участвующих в процессе поглощения), достигая области на дисперсионной зависимости $E_-(\vec{k})$, откуда возможны переходы в верхнюю подзону (рис. 3). Заметим, что именно в этих условиях при инжекции в образец неравновесных фононов с числами заполнения, превышающими равновесные, мы и наблюдаем пороговое изменение величин $\delta\Sigma^{TO}/\Sigma^{TO}$ и η , обусловленное резонансным поглощением акустических фононов при межподзонных переходах ¹⁾ (см. рис. 1 и 2). Заселенность верхней экситонной подзоны, определяющей интенсивность люминесценции и факторы $\delta\Sigma^{TO}/\Sigma^{TO}$ и η , в данном случае зависит от чисел заполнения акустических фононов, участвующих в поглощении. Максимум $\delta\Sigma^{TO}/\Sigma^{TO} = f(T)$ вблизи "пороговой" энергии $E = E_{max} = kT/2 \approx 0,1$ мэВ (рис. 2) связывается с непараболичностью подзон $E_{\pm}(\vec{k})$ и, как следствие, соответствующим увеличением плотности состояний в этой области энергий экситона. Определенная в этих условиях из анализа характеристик люминесценции пороговая энергия экситонов $E_{max} \approx 0,1$ мэВ вместе с квантом акустического колебания $\hbar\Omega_{\vec{q}} = 0,2$ мэВ, оцененным согласно (1), составляет величину $E_{thresh} = E_{max} + \hbar\Omega_{\vec{q}} = 0,3$ мэВ, равную энергии расщепления ΔE экситонной зоны ²⁾. При температурах выше пороговой спектр люминесценции экситонов обусловлен суперпозицией вкладов обеих подзон, что и обуславливает наблюдаемую большую эффективность разогрева экситонов неравновесными фононами, оцениваемую из формы линии люминесценции в этих условиях.

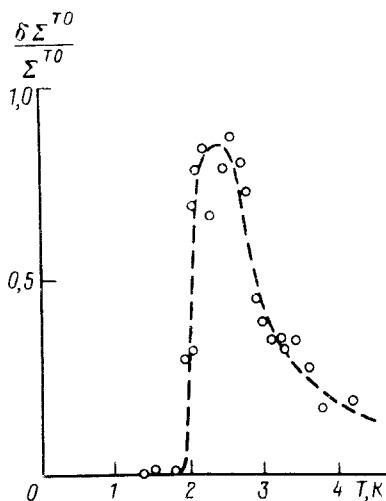


Рис. 2

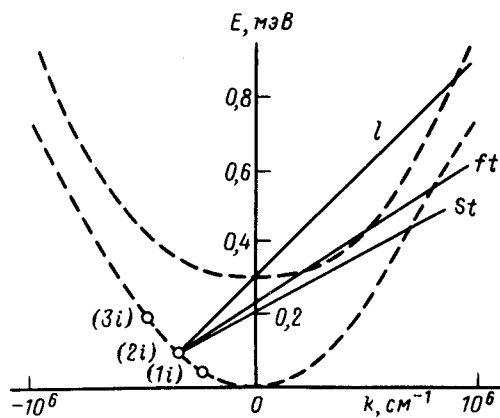


Рис. 3.

Рис. 2. Зависимость относительной величины интегральной люминесценции TO реплики свободного экситона от температуры Ne^4 (изменение температуры осуществлялось откачкой паров Ne^4) - точки. $\delta\Sigma^{TO}$ - интегральная интенсивность дифференциального сигнала на TO -линии, индуцируемая неравновесными фононами. Σ^{TO} - интегральная интенсивность TO -линии в отсутствие неравновесных фононов. Пунктир - усредненная экспериментальная зависимость

Рис. 3. Дисперсионные зависимости $E_{\pm}(\vec{k})$, рассчитанные согласно ³⁾, - пунктирные линии; сплошные - дисперсионные зависимости для акустических фононов ($c_l = 9,19 \cdot 10^5$ см/с, $c_{ft} = 5,87 \cdot 10^5$ см/с, $c_{st} = 4,89 \cdot 10^5$ см/с ⁴⁾): $\hbar\Omega_{\vec{q}} = c_s q \hbar$. $s = l, ft, st$. $li(T = 1K)$, $2i(T = 2,3K)$, $3i(T = 4,2K)$ - начальные состояния экситонов для процесса поглощения акустических фононов

¹⁾ Заметим, что модуляция линий экситонно-примесных комплексов (ЭПК), вызываемая индуцированным неравновесными фононами процессом безызлучательного распада, в условиях эксперимента заметно не изменяется во всем интервале температур $T = 1,4 - 4,2K$

Таким образом, результаты выполненных исследований убедительно свидетельствуют об обнаружении порогового процесса поглощения неравновесных акустических фононов экситонами. Наличие порога связано с "кристаллическим" расщеплением валентной зоны при $\vec{k} = 0$. Экспериментально установлен факт разогрева экситонного газа неравновесными акустическими фононами. Подобные исследования с привлечением техники фононной спектроскопии с частотным разрешением могут дать ценную информацию о дисперсионных зависимостях экситонных подзон вблизи $\vec{k} = 0$ (точной величины расщепления ΔE , кривизне подзон вблизи $\vec{k} = 0$ и др.).

Литература

1. McLean T.P., Loudon R.J. J. Phys. Chem. Solids, 1960, 13, 1.
 2. Hammond R.B., Smith D.L., McGill T.C. Phys. Rev. Lett., 1975, 35, 1535; Frova A., Thomas G.A., Miller R.E., Kane E.O. Phys. Rev. Lett., 1975, 34, 1572; Hammond R.B., Silver R.N. Sol. St. Comm., 1978, 28, 993; Merle J.C., Capizzi M., Fiorini P., Frova A. Phys. Rev. B, 1978, 17, 4821.
 3. Kane E.O. Phys. Rev. B, 1975, 11, 3850; Lipari N.O. Altarelli M. Phys. Rev. B, 1977, 15, 4883.
 4. Marx D., Eisenmenger W.Z. Phys. B - Cond. Matter, 1982, 48, 227.
-