

НАКОПЛЕНИЕ ПРОДУКТОВ РАСПАДА НЕРАВНОВЕСНЫХ ОПТИЧЕСКИХ ФОНОНОВ В СВЕРХРЕШЕТКЕ $\text{GaAs} - \text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$

Х. Вайнерт, А. Жукаускас, В. Латинис, В. Степанкевичюс

Обнаружено, что в фотовозбужденной сверхрешетке $\text{GaAs} - \text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ приращение электронной температуры обусловлено долгоживущей неравновесной заселенностью колебательных мод с частотой вдвое меньшей частоты продольного оптического LO -фона.

Представления о релаксации избыточной энергии фотовозбужденных электронов в полупроводниках с момента появления лазерных методов исследования претерпели несколько этапов развития. Первоначальная модель взаимодействия горячих фотоэлектронов с невозбужденной решеткой¹ впоследствии потребовала учета неравновесных оптических фононов². В³ были получены экспериментальные данные, свидетельствующие, что на поздних стадиях остывания неравновесной электронно-дырочной плазмы процесс релаксации энергии замедляется неравновесными фононами второго поколения. Сосредоточение таких фононов в окрестности субгармонической частоты $\omega_0/2$ (ω_0 – частота оптического фона) наблюдалось при когерентном возбуждении оптических колебаний в кристалле⁴. В настоящей

работе впервые выявлено, что накопление долгоживущих продуктов распада LO -фононов способно служить господствующим механизмом сдерживания релаксации энергии носителей заряда.

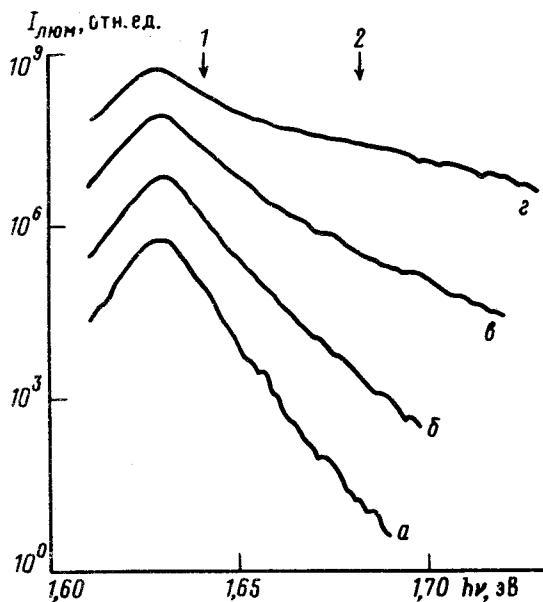


Рис. 1

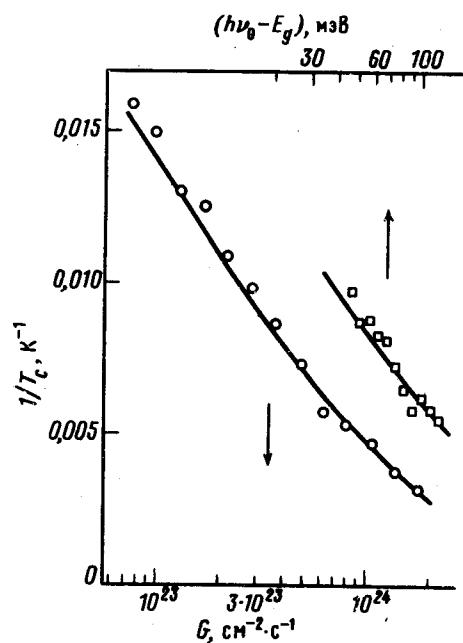


Рис. 2

Рис. 1. Спектры люминесценции сверхрешетки $\text{GaAs} - \text{Al}_{0,41}\text{Ga}_{0,59}\text{As}$ для энергии кванта возбуждения $1,77$ эВ при различных плотностях потока поглощаемых фотонов $G, 10^{22} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ ($T_c, \text{ К}$): $a = 7,5$ (63), $b = 21,6$ (92), $c = 61,7$ (174), $d = 177$ (312). Шкала интенсивности каждого спектра произвольно сдвинута; стрелки указывают положение запрещенной зоны $E_g = 1,641$ эВ (1) и энергию кванта излучения, соответствующую порогу испускания LO -фона на электроном, $E_g + \hbar\omega_0 (m_e/m_h + 1)$ (2).

Рис. 2. Зависимость обратной температуры электронов от уровня возбуждения G ($\hbar\nu_0 = 1,77$ эВ) – (o), и от избыточной энергии неравновесной электронно-дырочной пары $\hbar\nu_0 - E_g$ ($G = 6,17 \cdot 10^{23} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$) – (□). Сплошные линии – зависимость $N_2(T_c) \sim G(\hbar\nu_0 - E_g)$

Было обращено внимание на особенности нарастания электронной температуры в фотовозбужденной полупроводниковой сверхрешетке с повышением интенсивности накачки и избыточной энергии неравновесных электронно-дырочных пар. Исследуемая структура включала по 100 взаимочередующихся слоев GaAs и $\text{Al}_{0,41}\text{Ga}_{0,59}\text{As}$ толщиной $\approx 50 \text{ \AA}$ каждый. Образец, находящийся в парах гелия (температура бани 6 К), возбуждался пучком излучения лазера на оксазиновых красителях (длительность импульса 10 нс), направленным вдоль оси сверхрешетки. Энергия кванта накачки $\hbar\nu_0$ не превышала $1,77$ эВ с тем, чтобы избыточная энергия дырок не была достаточна для их перехода в слой AlGaAs , а электроны возбуждались лишь в пределах первой подзоны. Полученные спектры люминесценции (рис. 1) в области $\hbar\nu > E_g$ (E_g – ширина запрещенной зоны) обусловлены межзонной рекомбинацией неравновесных носителей заряда, эффективная температура которых может быть определена как $T_c = [k_B \partial (\ln I_{\text{люм}}) / \partial (\hbar\nu)]^{-1}$. По сравнению с объемным кристаллом GaAs

в исследованной структуре эффективная температура электронной системы более чувствительна к величине подводимой мощности: во-первых, скорость притока избыточной энергии $G(h\nu_0 - E_g)$ (G – плотность потока поглощаемых фотонов), необходимая для достижения заданного значения T_c (например, 100 К), в монокристалле примерно на порядок выше, чем в данном случае. Во-вторых, температура T_c нарастает в два раза быстрее, приблизительно следуя закону $G(h\nu_0 - E_g) \sim \exp(-\delta E/k_B T_c)$, где δE в отличие от объемного кристалла равняется не целой энергией LO -фона, а ее половине. Причем данная зависимость сохраняется как при изменении уровня накачки при фиксированном $h\nu_0$, так и при варьировании энергии кванта возбуждения при неизменном G (рис. 2). Наблюдаемые особенности разогрева фотоэлектронов вряд ли можно отнести к специфике электрон-фононного взаимодействия в квазидвумерной структуре, поскольку для пятидесяти ангстремных слоев возможно лишь двукратное изменение в сторону увеличения либо уменьшения вероятности испускания внутрислойного, либо межслойного LO -фона соответственно⁵. В то же время в широком интервале интенсивностей возбуждения в функции распределения горячих фотоэлектронов выше энергии $E = \hbar\omega_0$ (стрелка 2 на рис. 2 указывает соответствующую энергию кванта излучения) не наблюдается обеднение, вызванное существенной разностью температур носителей заряда и оптических фононов⁶. Очевидно, здесь эффективная температура электронов мало отличается от "температуры" неравновесных LO -фононов T_1 , сосредоточенных в длинноволновой области k -пространства², ($T_c - T_1 \ll T_1$). Однако среднее число заполнения этих фононов $N_1 = [\exp(\hbar\omega_0/k_B T_1) - 1]^{-1} \approx \exp(-\hbar\omega_0/k_B T_1)$, судя по зависимостям, представленным на рис. 2, нарастает квадратично с увеличением мощности их возбуждения. Это объяснимо, если принять, что "температура" неравновесных фононов первого поколения (LO -фононов) в свою очередь поддерживается за счет слияния накопившихся продуктов их распада, характеризующихся "температурой" T_2 , ($T_1 - T_2 \ll T_2$). В GaAs неравновесными фононами второго поколения являются коротковолновые продольные акустические LA -фононы, волновые числа которых попадают в интервал шириной q_0 (волновое число распадающихся LO -фононов) и центром у $Q \approx 6 \cdot 10^7 \text{ см}^{-1}$. Средняя "температура" фононов в этом интервале при $q_0 \ll Q$ в предположении, что заполнение более низкочастотных мод, несущественно, дается балансным уравнением

$$N_2 \equiv [\exp(\hbar\omega_0/k_B T_2) - 1]^{-1} = \frac{2G(h\nu_0 - E_g)\tau_2}{\hbar\omega_0 d} [(2\pi^2)^{-1} Q^2 q_0]^{-1},$$

где d – толщина прокачиваемой области, τ_2 – время релаксации неравновесной заселенности. Следует отметить, что рассматриваемые акустические фононы, длина волн которых примерно равна двум постоянным решетки, должны испытывать сильное рассеяние на границах раздела слоев даже в высокосовершенной структуре. Сверхрешетка, по-видимому, представляет собой ловушку для таких фононов, где в отличие от однофотонно возбуждаемого объемного кристалла время τ_2 обуславливается в большей мере ангармоническими, а не транспортными процессами. Принимая $T_2 = T_c$, из приведенного уравнения был оценен верхний предел значений τ_2 , который составил 2 (5) нс для $q_0 = q_{e(h)} = (2m_{e(h)}\omega_0/\hbar)^{1/2}$ (во втором случае подразумевается преобладание дырочно-фононного канала передачи энергии).

Таким образом, многоступенчатый процесс конверсии избыточной энергии фотовоизбужденных носителей заряда в колебания решетки кристалла в общем случае может сдерживаться различными поколениями неравновесных фононов. В полупроводниковых микроструктурах (в том числе в сверхрешетках), где распространение коротковолновых колебаний усложнено, узким местом в передаче энергии может оказаться ансамбль колебательных мод в окрестности субгармоники оптических фононов. Температура фононов в этом "булыжном горлышке" в состоянии определять энергетический спектр электронной системы, которая в таких условиях по сути является псевдогорячей.

Авторы благодарят Р.Балтрамеюнаса за обсуждение результатов.

Литература

1. *Shah J.* Sol. St. Electron., 1978, **21**, 43.
2. *Pötz W., Kocevar P.* Phys. Rev. B, 1983, **28**, 7040.
3. *Балтрамеюнас P., Жукаускас A., Латинис B., Юршенас С.* Письма в ЖЭТФ, 1987, **46**, 67.
4. *Colles M.J., Giordmaine J.A.* Phys. Rev. Lett., 1971, **27**, 670.
5. *Sawaki N.* J. Phys. C, 1986, **19**, 4965.
6. *Есипов С.Э., Левинсон И.Б.* ЖЭТФ, 1986, **90**, 330.

Вильнюсский государственный университет им. В.Капсукаса

Поступила в редакцию

15 февраля 1988 г.