

## Энергетическое распределение неравновесных электронов и оптических фононов в GaAs при межзонном поглощении мощных коротких импульсов света

© Г.С. Алтыбаев, С.Е. Кумеков<sup>¶</sup>, А.А. Махмудов

Казахский национальный технический университет им. К.И. Сатпаева,  
050013 Алматы, Казахстан

(Получена 23 апреля 2008 г. Принята к печати 9 июня 2008 г.)

Рассчитаны возмущение фермиевского распределения неравновесных электронов и распределение „горячих“ оптических фононов при межзонном поглощении пикосекундных импульсов света в GaAs.

В серии работ [1–13] экспериментально обнаружен ряд нелинейных оптических эффектов, обусловленных взаимодействием сильного электромагнитного поля, неравновесной электронно-дырочной плазмы и оптических фононов при межзонном поглощении мощных пикосекундных импульсов света. В частности, в работе [14] было показано, что нелинейные спектры поглощения, усиления и суперлюминесценции, исследованные в работе [11], связаны с отклонением энергетического распределения неравновесных электронов от фермиевского распределения и разогревом оптических фононов.

В работе [11] плотная электронно-дырочная плазма генерировалась при комнатной температуре в GaAs пикосекундным импульсом света. В течение импульса возникала пикосекундная суперлюминесценция. Одновременно измеренные спектры поглощения обнаружили область усиления света в интервале энергий фотонов, соответствующих области суперлюминесценции, и характерную резко выраженную немонотонность в поглощении, максимум которой отстоит по энергии выше пика суперлюминесценции на величину 0.04 эВ, равную в точности  $\Delta = \hbar\omega_0(1 + \frac{m_c}{m_v})$ , где  $\hbar\omega_0$  — энергия продольного оптического фонона,  $m_c$  и  $m_v$  — эффективные массы электрона и тяжелой дырки соответственно. Сравнение измеренных спектров с рассчитанным в предположении о фермиевском распределении фотовозбужденных носителей [14] выявило сильное расхождение как в области усиления, так и в области обнаруженной немонотонности в поглощении. Эти отклонения экспериментальных и расчетных спектров в области усиления и поглощения были названы „дырой“ и „выступом“ соответственно.

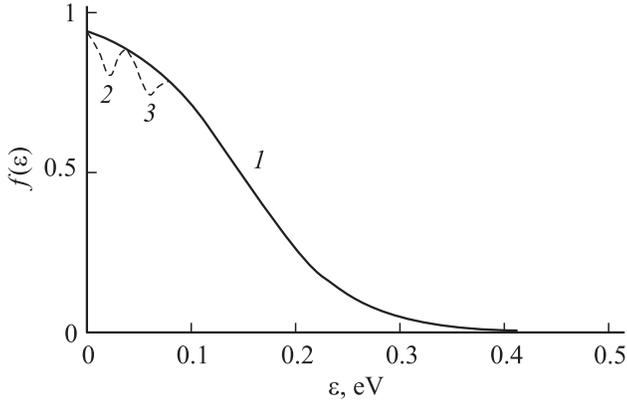
В работе [14] в простой модели на основании кинетического уравнения была рассчитана связь между спектром поглощения в области выступа и спектром усиления в области дыры. Предполагалось, что возмущение фермиевского распределения электронов происходит за счет взаимодействия их с оптическими фононами, а залечивание этого возмущения осуществляется межэлектронными столкновениями [15]. Сравнение рассчитанных в этом предположении спектров дыры и выступа с экспериментом позволило оценить время залечивания

фермиевского распределения, а также сделать вывод о разогреве оптических фононов, участвующих в возмущении распределения электронов.

В настоящей работе на основании модели [14] рассчитаны функция распределения неравновесных электронов и неравновесное распределение оптических фононов в пространстве волновых векторов („фононное узкое горло“) для условий эксперимента [11]. Полученные результаты справедливы для случая, когда длительность возбуждающего импульса  $\tau_{ex}$  больше характерных времен испускания оптического фонона  $\tau_0$  и залечивания фермиевской функции для электронов  $\tau_F$  ( $\tau_{ex} > \tau_0, \tau_F$ ). Наглядное представление об этих распределениях является актуальным в связи с интерпретацией обнаруженных в работах [6–13] эффектах временной, спектральной и пространственной модуляции спектров излучения и нелинейного поглощения фотовозбужденного GaAs. Обнаруженные эффекты автомодуляции обусловлены, по видимому, динамическими явлениями в электрон-фонон-фотонной системе материала при генерации электронно-дырочной плазмы пикосекундными импульсами света.

Рассмотрим состояния электронов с энергией  $\epsilon$  и  $\epsilon - \hbar\omega_0$  над дном зоны проводимости. Эти состояния соответствуют резонансным оптическим межзонным переходам электронов в области выступа в спектре поглощения и дыры в спектре усиления работы [11]. В отсутствие суперлюминесценции заполнение этих состояний должно было бы быть квазиравновесным и описывалось бы фермиевской функцией распределения с соответствующими определенной концентрацией плазмы квазиуровнями Ферми электронов и дырок  $F_e$  и  $F_h$ . Возмущение функции распределения неравновесных электронов при энергии  $\epsilon$  вызывается обеднением заселенности состояний с энергией  $\epsilon - \hbar\omega_0$  благодаря прямым излучательным переходам электронов из состояния  $\epsilon - \hbar\omega_0$  дна зоны проводимости в валентную зону и происходит за счет испускания фонона электроном с энергией  $\epsilon$  и поглощения фонона электроном с энергией  $\epsilon - \hbar\omega_0$ . Испускание оптических фононов дырками, участвующими в формировании спектров выступа и дыры [11], запрещено законом сохранения энергии, поэтому их распределение остается приблизительно фермиевским.

<sup>¶</sup> E-mail: skumekov@mail.ru



**Рис. 1.** Энергетическое распределение электронов в зоне проводимости. 1 — фермиевская функция распределения, 2, 3 — отклонения функции распределения электронов от фермиевской, определяющие области „дыры“ и „выступа“ в спектрах нелинейного поглощения [6] соответственно.

Представим функцию распределения электронов как сумму фермиевской функции  $f_0(\epsilon)$  и некоторой величины ( $f_+$  или  $f_-$ ), характеризующей отклонение от фермиевской функции распределения в области выступа и дыры соответственно:

$$f(\epsilon) = f_0(\epsilon) + f_+, \quad f(\epsilon - \hbar\omega_0) = f_0(\epsilon - \hbar\omega_0) + f_-, \quad (1)$$

где  $f_0(\epsilon) = \{\exp[(\epsilon - F)/T_c] + 1\}^{-1}$ ,  $T_c$  — температура электронов. Из кинетического уравнения, рассматриваемого в [14], следует связь между отклонениями функций распределения в области выступа  $f_+$  и дыры  $f_-$ :

$$f_+ = \frac{\delta N [f_0(\epsilon - \hbar\omega_0) - f_0(\epsilon)] + f_- [f_0(\epsilon) + N_q]}{[\tau_F(\epsilon)/\tau_0]^{-1} + N_q + 1 - f_0(\epsilon - \hbar\omega_0) - f_-}. \quad (2)$$

Здесь  $\delta N = N_q - N_{qa}$  — величина, характеризующая отклонение неравновесного распределения фононов  $N_q = [\exp(\hbar\omega_0/T_q) - 1]^{-1}$  от значения при комнатной температуре  $T_a$ ;  $N_q = N_{qa}$  и  $N_q = N_{qc}$  при  $T_q = T_a$  и  $T_q = T_c$ .

Для вычисления  $f_-$  используем связь этой величины с отклонением экспериментального коэффициента усиления света  $\alpha_{\text{exp}}$  от ожидаемого при фермиевском распределении электронов  $\alpha_{\text{FD}}$  в области дыры [14]:

$$\alpha_{\text{exp}} - \alpha_{\text{FD}} = -A_1 \frac{\sqrt{\hbar\omega - E_g - \Delta}}{\hbar\omega - \Delta} f_-. \quad (3)$$

Здесь  $A_1 = 3.77 \cdot 10^4 \text{ эВ}^{1/2}/\text{см}$  в GaAs [16];  $E_g = 1.37$  — запрещенная зона возбужденного образца. На рис. 1 представлены расчеты энергетического распределения электронов, полученные из (2), (3). Возмущение фермиевского распределения благодаря суперлюминесценции в условиях эксперимента [11] составляет около 10%.

Возмущение фермиевского распределения электронов благодаря электрон-фононному взаимодействию в ограниченном интервале волновых векторов приводит к

разогреву оптических фононов и в некотором интервале волновых векторов температура оптических фононов становится сравнимой с электронной. В [14] показано, что экспериментальный спектр поглощения выступает согласуется с расчетным, если принять температуру оптических фононов  $T_q = 0.04 \text{ эВ}$ . Представляется интересным распределение разогретых фононов в пространстве волновых векторов. В [17] на основании принципа детального равновесия показано, что неравновесное распределение фононов  $N_q^{(0)}$  выражается через равновесные числа заполнения фононов  $N_{qc}$  и  $N_{qa}$  при температуре электронов  $T_c$  и решетки  $T_a$  соответственно:

$$N_q^{(0)} = \frac{\tau_{qc} N_{qa} + \tau_{qa} N_{qc}}{\tau_{qc} + \tau_{qa}}, \quad (4)$$

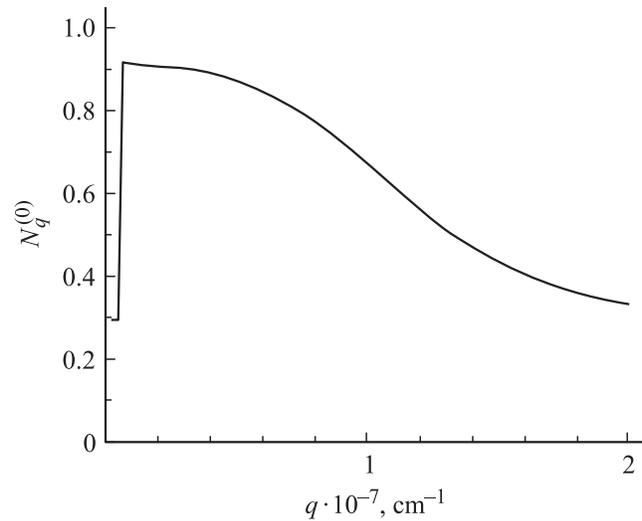
где  $\tau_{qc}$  и  $\tau_{qa}$  — времена затухания оптических фононов с волновым вектором  $q$  за счет взаимодействия с носителями и акустическими фононами. Время  $\tau_{qc}$  обусловлено электронами и дырками:

$$\tau_{qc}^{-1} = \tau_{qe}^{-1} + \tau_{qh}^{-1}, \quad (5)$$

где

$$\tau_{qe,h} = \frac{q^3}{\omega_0 \cdot n^*}, \quad n^* = \frac{2e^2 m_{e,h}^2 k T_c \eta}{\epsilon_\infty \hbar^4} \ln \frac{1 + \exp\left(-\frac{E_{me,h}}{k T_c} + \frac{F_{e,h}}{k T_c} + \frac{\hbar\omega_L}{k T_c}\right)}{1 + \exp\left(-\frac{E_{me,h}}{k T_c} + \frac{F_{e,h}}{k T_c}\right)}$$

(см., например, [18]). Здесь индексы  $e, h$  относятся к электронам и дыркам соответственно,  $\epsilon_\infty$  — высокочастотная диэлектрическая проницаемость,  $\eta = 1 - \omega_i^2/\omega_0^2$ ,  $\omega_i$  — частота поперечного оптического фонона,  $E_{me,h} = \frac{\hbar\omega_0}{2} + \frac{\omega_i^2 m_{e,h}}{2q^2} + \frac{\hbar^2 q^2}{8m_{e,h}}$ . На рис. 2 представлено распределение фононов, рассчитанное по формулам (4), (5). Для расчета использованы экспериментальные данные [11]:  $F_e = 0.145 \text{ эВ}$ ,



**Рис. 2.** Распределение „горячих“ оптических фононов в GaAs.

$F_h = -0.083$  эВ,  $T_c = 0.052$  эВ. Максимальное значение  $N_q^{(0)} \approx 0.91$  соответствует максимальной температуре фононов, равной  $\sim 0.049$  эВ. Как было отмечено выше, в [14] получено согласие расчетного спектра выступа и данных эксперимента [11] при  $T_q = 0.04$  эВ, что неплохо соответствует результатам рис. 1.

## Список литературы

- [1] И.Л. Броневои, С.Е. Кумеков, В.И. Перель. Письма ЖЭТФ, **43**, 368 (1986).
- [2] Н.Н. Агеева, И.Л. Броневои, Е.Г. Дядюшкин, Б.С. Явич. ЖЭТФ, **48**, 252 (1988).
- [3] N.N. Ageeva, I.L. Bronevoi, E.G. Dyadyushkin, V.A. Mironov, S.E. Kumekov, V.I. Perel'. Sol. St. Commun., **72**, 625 (1989).
- [4] N.N. Ageeva, V.B. Borisov, I.L. Bronevoi, V.A. Mironov, S.E. Kumekov, V.I. Perel', B.S. Yavich. Sol. St. Commun., **75**, 167 (1990).
- [5] N.N. Ageeva, I.L. Bronevoi, V.A. Mironov, S.E. Kumekov, V.I. Perel'. Sol. St. Commun., **81**, 969 (1992).
- [6] I.L. Bronevoi, A.N. Krivonosov, V.I. Perel'. Sol. St. Commun., **94**, 805 (1995).
- [7] I.L. Bronevoi, A.N. Krivonosov, T.A. Nalet. Sol. St. Commun., **98**, 903 (1996).
- [8] И.Л. Броневои, А.Н. Кривоносов. ФТП, **32**, 537 (1998).
- [9] И.Л. Броневои, А.Н. Кривоносов. ФТП, **32**, 542 (1998).
- [10] И.Л. Броневои, А.Н. Кривоносов. ФТП, **33**, 13 (1999).
- [11] Н.Н. Агеева, И.Л. Броневои, А.Н. Кривоносов, С.Е. Кумеков, С.В. Стеганцов. ФТП, **36**, 144 (2002).
- [12] Н.Н. Агеева, И.Л. Броневои, А.Н. Кривоносов, С.Е. Кумеков, Т.А. Налет, С.В. Стеганцов. ФТП, **39**, 681 (2005).
- [13] Н.Н. Агеева, И.Л. Броневои, А.Н. Кривоносов, С.Е. Кумеков, Т.А. Налет, С.В. Стеганцов. ФТП, **40**, 806 (2006).
- [14] Г.С. Алтыбаев, И.Л. Броневои, С.Е. Кумеков. ФТП, **38**, 674 (2004).
- [15] В.Ф. Гантмахер, И.Б. Левинсон. *Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках* (М., Наука, 1984) с. 120.
- [16] Е. Джонсон. В сб.: *Оптические свойства полупроводников* (М., Мир, 1970) с. 166.
- [17] С.Е. Кумеков, В.И. Перель. ЖЭТФ, **94**, 346 (1988).
- [18] J. Collet, A. Cornet, M. Pugnet, T. Amand. Sol. St. Commun., **42**, 883 (1982).

Редактор Л.В. Беляков

## Energy distribution of non-equilibrium electrons and optical phonons in GaAs during band-to-band absorption of powerful short light pulses

G.S. Altybaev, S.E. Kumekov, A.A. Mahmudov

Satpaev Kazakh National Technical University,  
050013 Almaty, Kazakhstan

**Abstract** It were calculated the perturbation of Fermi distribution of the nonequilibrium electrons and the distribution of „hot“ optical phonons at the interband absorption of picosecond light pulses in GaAs.