

Влияние энергетического транспорта электронов путем излучения оптических фононов на суперлюминесценцию и обратимое просветление тонкого слоя GaAs, возбуждаемого мощным пикосекундным импульсом света

© И.Л. Броневой, А.Н. Кривоносов

Институт радиотехники и электроники Российской академии наук,
103907 Москва, Россия

(Получена 19 мая 1998 г. Принята к печати 20 мая 1998 г.)

Экспериментально исследованы зависимости суперлюминесценции и просветления GaAs, возникающие при межзонном поглощении мощного пикосекундного импульса света, от энергии фотона $\hbar\omega_{ex}$ этого света. Просветление (увеличение прозрачности) в основном отображает концентрацию фотогенерированной электронно-дырочной плазмы. Обнаружено, что когда в зоне проводимости расстояние между энергетическим уровнем, где электроны рождаются, и уровнем, с которого они стимулированно рекомбинируют, кратно энергии продольного оптического фонона, то: 1) усиливается рекомбинационная суперлюминесценция, 2) замедляется рост просветления при увеличении $\hbar\omega_{ex}$, 3) усиливается сдвиг края спектра излучения в длинноволновую сторону. Эти эффекты качественно объясняются увеличением доли переходов с излучением LO-фононов в энергетическом транспорте электронов ко дну зоны проводимости и влиянием этого на разогрев электронно-дырочной плазмы и плотность неравновесных LO-фононов.

Излучение электронами продольных оптических (LO) фононов может иногда давать заметный вклад в энергетический транспорт электронов в GaAs. Ранее это проявлялось, например, при экспериментальном исследовании энергетической релаксации быстрых электронов (см. [1–3] и др.). Такие опыты проводились при низких температурах. Распределение электронов в зоне проводимости располагалось ниже энергетического уровня, на котором электроны фотогенерировались. Переходы фотогенерируемых электронов на лежащие ниже энергетические уровни, происходившие путем испускания LO-фононов, приводили к образованию "фононных" осцилляций энергетического распределения электронов в зоне проводимости. Осцилляции располагались от уровня, где электроны рождаются, и по направлению ко дну зоны проводимости. Период таких осцилляций равен энергии продольного оптического фонона $\hbar\omega_{LO}$. В типичных случаях фононные осцилляции в GaAs исследовали по спектрам горячей фотолуминесценции при концентрациях носителей заряда $\sim 10^{15} - 10^{16} \text{ см}^{-3}$, т. е. когда в энергетической релаксации быстрых электронов доминируют процессы испускания LO-фононов. При увеличении концентрации электронно-дырочной плазмы (ЭДП) развитию фононных осцилляций должно препятствовать увеличение вероятности Γ_c ухода электрона из исходного состояния за счет взаимодействия с ЭДП. Согласно [4], вероятность Γ_c ухода электрона из исходного состояния, например, с энергией 0.3 эВ линейно возрастает при увеличении плотности ЭДП и уже при $n = p = 8 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ сравнивается с вероятностью излучения электроном LO-фонона (в отсутствие ЭДП) $\Gamma_{e-LO} = 5.6 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$ (см. также [5]). При увеличении концентрации ЭДП от $2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и выше развитию фононных осцилляций должно препятствовать еще и усиление экранирования взаимодействия электронов с LO-фононами [6].

В работе [7] мы экспериментально обнаружили тип фононных осцилляций в энергетическом распределении носителей, несколько отличный от вышеописанного. Эти осцилляции наблюдались при комнатной температуре образца и концентрации электронов и дырок $n = p > 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Энергетические уровни, на которых фотогенерировались электроны, располагались внутри (а не выше, как в [1–3]) энергетического распределения электронов в зоне проводимости. Осцилляции [7] появлялись во время интенсивного энергетического транспорта фотогенерированных электронов ко дну зоны проводимости, когда одновременно (в пикосекундном диапазоне времен) происходили генерация ЭДП и интенсивная рекомбинационная суперлюминесценция. Наиболее явно осцилляции наблюдались в интервале от дна зоны проводимости до энергетических уровней, где электроны рождаются. В отсутствие соответствующей количественной теории появление таких осцилляций качественно объяснялось следующим образом. В результате суперлюминесцентной рекомбинации возникает обеднение заселенности электронов в локальной области энергетических состояний на дне зоны проводимости (см., например, [8]). Частота переходов электронов в область обеднения с излучением LO-фонона оказывается больше частоты ухода электронов из этой области с поглощением LO-фонона. Это приводит к образованию в зоне проводимости повторяющихся с периодом $\hbar\omega_{LO}$ областей обеднения заселенности электронами энергетических уровней. Из работы [7] можно было заключить, что электрон-фононное взаимодействие (хотя и ослабленное экранированием [6]) существенно при энергетическом транспорте плотной ЭДП, инициируемом суперлюминесцентной рекомбинацией. Это подтвердилось и в настоящей работе, где мы экспериментально обнаружили, что в результате энергетического транспорта электронов путем излучения LO-фононов возникают

некоторые изменения суперлюминесценции и просветления (увеличения прозрачности) GaAs. Характер этих изменений позволяет предполагать, что такой транспорт оказывает влияние также на концентрацию фотогенерируемой ЭДП и на плотность неравновесных LO-фононов. В дополнение к вышесказанному отметим, что электрон-LO-фононное взаимодействие в GaAs при концентрации ЭДП, генерируемой пикосекундным импульсом света, $(1 \div 9) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ проявлялось также в рамановском рассеянии [9].

Исследуемый образец представлял собой гетероструктуру $\text{Al}_{0.22}\text{Ga}_{0.78}\text{As}-\text{GaAs}-\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$ с толщиной слоев, соответственно, 1.2–1.6–1.2 мкм, выращенную молекулярно-лучевой эпитаксией на (100)-подложке из GaAs. Ширина кривой дифракционного отражения рентгеновского луча, характеризующая степень дефектности кристаллической решетки GaAs, составляла 29 угл.с. Концентрация фоновых примесей в гетероструктуре $< 10^{15} \text{ см}^{-3}$. На площади $4 \times 4 \text{ мм}$ подложку стравливали. Слои $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, предназначенные для стабилизации поверхностной рекомбинации и механической прочности, прозрачны для света с $\hbar\omega < 1.7 \text{ эВ}$, используемого в эксперименте. На образец было нанесено двухслойное антиотражающее покрытие из SiO_2 и Si_3N_4 , благодаря которому отражение от поверхности образца света, направленного по нормали к поверхности, не превышало 2% в реальных условиях наших экспериментов. Просветление измерялось по методике "excite-probe", как в [10], при фиксированной энергии фотона зондирующего света $\hbar\omega_p > \hbar\omega_{ex}$. Длительность возбуждающего (ex) и зондирующего (p) импульса света — 14 пс, их спектральная ширина (по основанию) $\sim 6 \text{ мэВ}$. Характеризующее просветление отношение $\lg(T^1/T^0)$ (T — прозрачность образца, индексы 1 и 0 означают, соответственно, наличие и отсутствие возбуждения) рассчитывалось по результатам измерений интегральных по времени энергий зондирующего и возбуждающего импульсов. Просветление $\lg(T^1/T^0)$ пропорционально сумме заселенностей неравновесными носителями заряда энергетических уровней, связанных прямым межзонным оптическим переходом [10]. Интегральные по времени спектры суперлюминесцентного излучения (возникающего при фотовозбуждении GaAs за времена пикосекундного диапазона [11,12] и исследованного, например, в [13]) измерялись как в работе [7].

На рис. 1 представлена измеренная в настоящей работе зависимость энергии W_s^M в максимуме спектра суперлюминесцентного излучения из образца от энергии фотона $\hbar\omega_{ex}$ возбуждающего света. При измерении зависимости $W_s^M(\hbar\omega_{ex})$ плотность энергии возбуждающего импульса $D_{ex} = 1$ отн. ед. и $F = 0.5 \text{ мм}$ фокусного пятна возбуждающего луча поддерживались неизменными. На зависимости $W_s^M(\hbar\omega_{ex})$ были обнаружены особенности — локальные выпуклости, похожие на ступени (рис. 1). Особенность, расположенную на зависимости $W_s^M(\hbar\omega_{ex})$ в интервале $\hbar\omega_{ex} \approx 1.49-1.54 \text{ эВ}$, мы дополнительно наблюдали при плотности энергии импульса

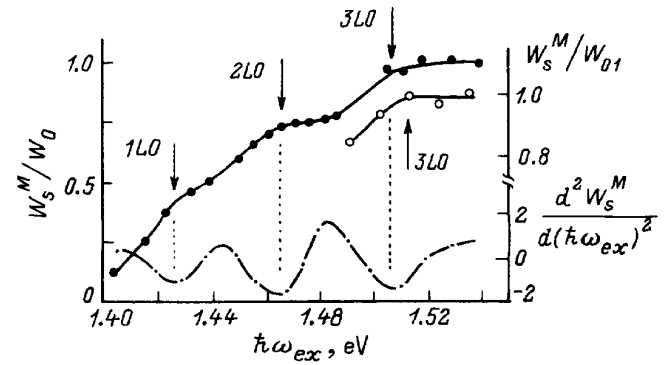


Рис. 1. Зависимость энергии W_s^M в максимуме спектра суперлюминесцентного излучения из GaAs от энергии возбуждающего фотона $\hbar\omega_{ex}$: темные точки — $F = 0.5 \text{ мм}$, $D_{ex} = 1$ отн. ед.; светлые точки — $F = 0.65 \text{ мм}$, $D_{ex} \sim 0.3$ отн. ед. Нормировочная энергия W_0 равна значению энергии W_s^M , измеренной при энергии возбуждающего фотона $\hbar\omega_{ex} = 1.538 \text{ эВ}$ и диаметре $F = 0.5 \text{ мм}$; соответственно, нормировочная энергия W_{01} — при энергии фотона $\hbar\omega_{ex} = 1.535 \text{ эВ}$ и диаметре $F = 0.65 \text{ мм}$. Штрихпунктирной линией показана зависимость $d^2(W_s^M)/d(\hbar\omega_{ex})^2 = f(\hbar\omega_{ex})$. Сплошные линии здесь и на других рисунках проведены для наглядности.

$D_{ex} \sim 0.3$ отн. ед. и диаметре $F = 0.65 \text{ мм}$ (см. рис. 1) (непринципиальные различия в оптических схемах не позволяют более точно сопоставить плотности энергии импульсов при измерениях с $F = 0.5$ и 0.65 мм). При существенном уменьшении диаметра F и плотности энергии D_{ex} (это ослабляет суперлюминесценцию [13,14]), например, при $F = 0.35 \text{ мм}$ и $D_{ex} \sim 0.1$ отн. ед., отмеченные выше особенности уже не наблюдались при измерении зависимости $W_s^M(\hbar\omega_{ex})$. Наличие антиотражающего покрытия на поверхности образца не позволяло объяснить особенности на зависимости $W_s^M(\hbar\omega_{ex})$, представленной на рис. 1, интерференцией света. По-видимому, эти особенности означают увеличение энергии суперлюминесценции W_s^M из-за увеличения доли переходов с излучением LO-фононов в энергетическом транспорте электронов ко дну зоны проводимости, инициируемом рекомбинационной суперлюминесценцией. В согласии с этим предположением, точки наибольшего локального усиления излучения (которым соответствуют локальные максимумы отрицательной кривизны на зависимости $W_s^M(\hbar\omega_{ex})$) расположены на рис. 1 при энергиях фотона $\hbar\omega_{ex,k} \approx \hbar\omega_s^m + k\Delta$ (указано стрелками "kLO"), где $\hbar\omega_s^m$ — энергия фотона, при которой расположен максимум спектра излучения, $\Delta = \hbar\Omega_{LO}(1 + m_e/m_h) = 40 \text{ мэВ}$, $\hbar\Omega_{LO} = 36 \text{ эВ}$ — энергия продольного оптического фонона, $m_e = 0.067m_0$ и $m_h = 0.5m_0$, соответственно, эффективные массы электрона и тяжелой дырки, $k = 1, 2, 3$. При поглощении фотонов $\hbar\omega_{ex,k}$ расстояние между энергетическим уровнем, где электроны рождаются, и уровнем, где они наиболее интенсивно рекомбинируют, равно $k\hbar\omega_{LO}$. Положение максимумов кривизны на зависимости $W_s^M(\hbar\omega_{ex})$ определялось по положению

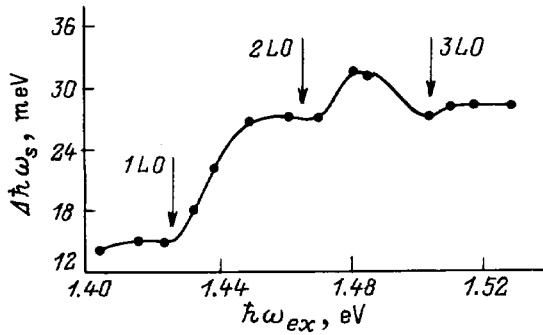


Рис. 2. Зависимость ширины $\Delta\hbar\omega_s$ спектра излучения из GaAs от энергии возбуждающего фотона $\hbar\omega_{ex}$ при $F = 0.5$ мм, $D_{ex} = 1$ отн. ед.

минимумов функции $d^2(W_s^M)/d(\hbar\omega_{ex})^2 = f(\hbar\omega_{ex})$, представленной тоже на рис. 1. Максимумы (3LO) на двух зависимостях $W_s^M(\hbar\omega_{ex})$, измеренных при диаметрах $F = 0.5$ и 0.65 мм (см. рис. 1), наблюдались при немного отличающихся значениях $\hbar\omega_{ex,3}$, которым соответствовали настолько же отличающиеся энергии фотонов излучения $\hbar\omega_s^m \approx \hbar\omega_{ex,3} - 3\Delta$.

Усиление (увеличение энергии) суперлюминесценции за счет рекомбинации электронов, транспортированных на дно зоны проводимости путем излучения LO-фононов, проявляется также в том, что зависимость ширины спектра излучения (на полувысоте) $\Delta\hbar\omega_s$ от $\hbar\omega_{ex}$ оказывается осциллирующей (рис. 2). Осцилляции объясняются тем, что если такое усиление суперлюминесценции (при фиксированном возбуждающем импульсе) неравномерно распределяется по ее спектру, а происходит, например, преимущественно на склоне спектра излучения, то это приведет к некоторому уширению спектра излучения, по сравнению со случаем, когда (при возбуждающем импульсе с энергией фотона $\hbar\omega_{ex,k}$) излучение усиливается преимущественно в области вершины спектра. Предположению, что при фиксированном возбуждающем импульсе усиление суперлюминесценции происходит неравномерно по ее спектру и что область преимущественного усиления перемещается по спектру излучения при измерении $\hbar\omega_{ex}$, не противоречат иллюстрируемые на рис. 3 особенности спектров излучения. На более пологом, коротковолновом склоне спектра I, в области, включающей фотон с энергией $\hbar\omega_s \approx \hbar\omega_{ex} - 2\Delta$, наблюдается выпуклость (указано стрелкой 2LO). Такую выпуклость на спектре излучения можно объяснить как усиление суперлюминесценции в результате транспорта электронов в зоне проводимости путем излучения LO-фононов (далее называемого LO-транспорт). Для представленного на том же рисунке спектра II излучение с энергией фотона $\hbar\omega_s \approx \hbar\omega_{ex} - 2\Delta$ (указано стрелкой 2LO) происходит на крутом, длинноволновом спаде спектра, где сложнее выделить такое небольшое дополнительное усиление, как на спектре I. Однако подобное усиление можно выявить по появлению соответствующих ему локальных минимумов на графиках $d^2(W_s)/d(\hbar\omega_s)^2 = f(\hbar\omega_s)$

(см. рис. 3). Это подтверждается наблюдением на графиках I и 2 на рис. 3, представляющих указанную зависимость для спектров I и II, локальных минимумов при энергиях фотона излучения $\hbar\omega_s \approx \hbar\omega_{ex} - 2\Delta$, отмеченных стрелками 2LO. Для спектров излучения, возникавшего, например, при меньших энергиях возбуждающего фотона $\hbar\omega_{ex}$, усилением излучения (из-за LO-транспорта электронов) в области энергий фотонов $\hbar\omega_s \approx \hbar\omega_{ex} - \Delta$, можно объяснить появление локального минимума на кривой 3 при $\hbar\omega_s = 1.405$ эВ, а также большую, чем на кривых 3 и 5, глубину минимума при $\hbar\omega_s = 1.385$ эВ на кривой 4. Спектральные положения указанных минимумов чуть сдвинуты относительно энергий фотонов $\hbar\omega_s \approx \hbar\omega_{ex} - \Delta$ (отмеченных на рис. 3 стрелками 1LO), что, по-видимому, объясняется как

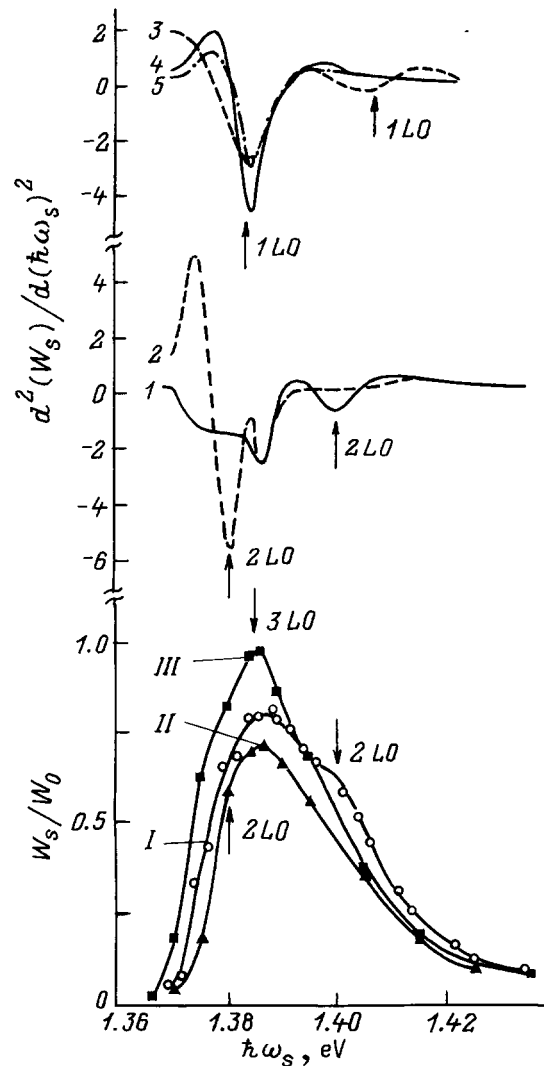


Рис. 3. Спектры излучения из GaAs (представлены кривыми I-III), измеренные при $F = 0.5$ мм, $D_{ex} = 1$ отн. ед.: $\hbar\omega_{ex}$, эВ: I — 1.481, II — 1.46, III — 1.504, Кривые 1-5 — демонстрируют зависимость $d^2(W_s)/d(\hbar\omega_s)^2 = f(\hbar\omega_s)$, полученную дифференцированием спектров излучения, измеренных при: $\hbar\omega_{ex}$, эВ: 1 — 1.481, 2 — 1.46, 3 — 1.449, 4 — 1.423, 5 — 1.415.

неточность при определении формы спектра по экспериментальным точкам, так и конечной шириной спектра возбуждающего света. Большая глубина минимума при $\hbar\omega_s = 1.385$ эВ на кривой 4, чем на кривых 3 и 5, связана с тем, что усиление излучения, увеличивая амплитуду спектра, делает острее вершину спектра, т. е. увеличивает кривизну вершины спектра. Это было справедливо и по отношению к представленному на рис. 3 спектру III, вершина которого расположена в области энергии фотона $\hbar\omega_s \approx \hbar\omega_{ex} - 3\Delta$ (указано стрелкой 3LO). Однако для спектров излучения, полученных при больших энергиях возбуждающего фотона, чем спектр III (измеренный при $\hbar\omega_{ex} = 1.504$ эВ), усиление на склоне спектра при $\hbar\omega_s \approx \hbar\omega_{ex} - 3\Delta$ выявить достаточно контрастно уже не удастся (возможно из-за большой крутизны склонов спектров). Соответственно, и осцилляции на зависимости $\Delta\hbar\omega_s(\hbar\omega_{ex})$ в этой области энергий фотона $\hbar\omega_{ex}$ уже почти не наблюдаются.

Когда $\hbar\omega_{ex} = \hbar\omega_{ex,k}$, то часть фотогенерированных электронов, излучая LO-фононы, переходят на уровни с обедненной заселенностью носителей, соответствующие минимумам обнаруженных в [7] фоновых осцилляций энергетического распределения электронов. Это содействует усилению транспорта электронов путем испускания LO-фононов и, предположительно, увеличению плотности этих фононов. Согласно [15], увеличение плотности LO-фононов, например, при возрастании температуры кристаллической решетки GaAs, приводит, благодаря электрон-фононному взаимодействию, к сужению ширины запрещенной зоны E_g . Соответственно, увеличение плотности генерируемых неравновесных LO-фононов, когда $\hbar\omega_{ex} = \hbar\omega_{ex,k}$, могло бы дополнительно сузить запрещенную зону. Такому предположению соответствует наблюдавшееся неравномерное смещение длинноволнового края спектра излучения при увеличении $\hbar\omega_{ex}$. Это показано на рис. 4, где представлено, как при изменении $\hbar\omega_{ex}$ изменяется энергия фотона $\hbar\omega_s^e$, при которой энергия излучения на длинноволновом краю спектра равна 0.04.

На рис. 5 представлены зависимость от $\hbar\omega_{ex}$ просветления, измеренного во время возбуждающего импульса при фиксированной энергии фотона зондирующего света $\hbar\omega_p > \hbar\omega_{ex}$. Сравнение с зависимостью $W_s^M(\hbar\omega_{ex})$ обнаруживает, что приблизительно в одних и тех же интервалах значений $\hbar\omega_{ex}$ графики зависимостей излучения и просветления от $\hbar\omega_{ex}$ имеют противоположные знаки кривизны. Это означает, что когда по мере увеличения $\hbar\omega_{ex}$ рост излучения замедляется, то просветление начинает расти быстрее; а когда излучение начинает расти быстрее, то замедляется рост просветления. Иначе говоря, при увеличении $\hbar\omega_{ex}$ изменение скоростей роста энергии излучения W_s^M и роста просветления имеют противоположные знаки при одних и тех же значениях $\hbar\omega_{ex}$.

Обнаруженная корреляция между изменениями просветления и энергии излучения W_s^M предположительно объясняется следующим. Концентрация ЭДП контролируется рекомбинационной суперлюминесценцией и приблизительно (если пренебречь отклонениями от квазиравновесного распределения) удовлетворяет условию

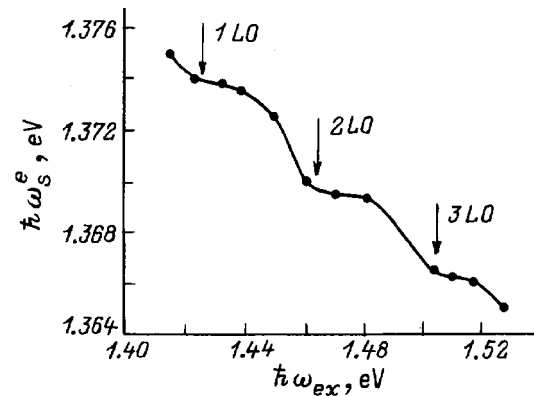


Рис. 4. Зависимость положения длинноволнового края $\hbar\omega_s^e$ спектра излучения от $\hbar\omega_{ex}$ при $F = 0.5$ мм, $D_{ex} = 1$ отн. ед. ($\hbar\omega_s^e$ — энергия фотона, при которой энергия излучения на длинноволновом краю спектра излучения равна 0.04).

$\mu_e - \mu_h = E_g$ (см. [8,10,16]), здесь μ_e и μ_h — квазиуровни Ферми, соответственно, электронов и дырок; E_g — ширина запрещенной зоны. В таких условиях концентрация ЭДП растет (спадает) в соответствии с увеличением (уменьшением) температуры ЭДП [16–18]. Это, заметим, приводит к приблизительно обратимому изменению концентрации ЭДП и, соответственно, просветления при изменении интенсивности света возбуждающего импульса (см. [16,17]). Разогрев ЭДП происходит из-за внутризонного поглощения как возбуждающего света [17–19], так и суперлюминесцентного излучения [20,21], а также из-за того, что в суперлюминесцентной рекомбинации участвуют электроны с энергией, меньшей чем средняя энергия электронов зоны проводимости [10,20,22]. Когда транспорт электронов путем излучения LO-фононов (и энергия излучения W_s^M в соответствии с рис. 1) возрастает при приближении $\hbar\omega_{ex}$ снизу к $\hbar\omega_{ex,k}$, то усиливается передача энергии от ЭДП к кристаллической решетке путем излучения LO-фононов. Соответственно, происходящие при увеличении $\hbar\omega_{ex}$ разогрев ЭДП и определяемый им рост концентрации ЭДП замедляются. Изменение концентрации ЭДП определяет в основном изменение просветления в присутствии суперлюминесценции, как это показано в [16]. Так что описанный выше механизм замедления роста концентрации ЭДП при приближении $\hbar\omega_{ex}$ снизу к $\hbar\omega_{ex,k}$ объясняет и соответствующее изменение просветления. При возрастании $\hbar\omega_{ex}$ от энергии $\hbar\omega_{ex,k}$ ситуация обратная изложенной. Транспорт электронов путем излучения LO-фононов (и возрастание энергии излучения W_s^M в соответствии с рис. 1) ослабевает. Передача энергии от ЭДП к кристаллической решетке путем излучения LO-фононов ослабевает. Соответственно, происходящие при увеличении $\hbar\omega_{ex}$ разогрев ЭДП и определяемый им рост концентрации ЭДП и просветления усиливаются. Интересно отметить, что когда в работе [23] стимулированное суперлюминесценцией рамановское рассеяние возбуждающего света с участием плазмона приводило к усилению суперлюминесценции, то просветление (соот-

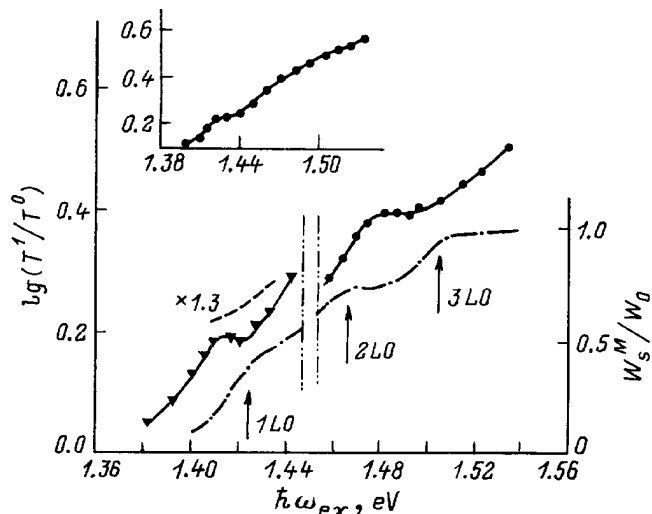


Рис. 5. Зависимость просветления GaAs от $\hbar\omega_{ex}$ при энергии фотона зондирующего импульса $\hbar\omega_p = 1.557$ эВ, $D_{ex} = 1$ отн. ед.: треугольники — $\tau_d = 6$ пс, $F = 0.56$ мм; точки — $\tau_d = 0$ пс, $F = 0.5$ мм; здесь τ_d — время задержки зондирующего импульса относительно возбуждающего импульса. Штрихпунктирная линия — график $W_s^M = f(\hbar\omega_{ex})$ (взято из рис. 1). Штриховая линия — расчетная зависимость $\lg(T^1/T^0) = f(\hbar\omega_{ex})$ при интенсивности возбуждающего света — 250 МВт/см² (взято из работы [22]). На вставке — зависимость просветления GaAs от $\hbar\omega_{ex}$ при $\tau_d = 12$ пс, $F = 0.5$ мм, $D_{ex} = 1$ отн. ед., $\hbar\omega_p = 1.557$ эВ.

ветственно, и концентрация ЭДП) возрастало благодаря усилению разогрева ЭДП.

Возможно, что предложенное выше объяснение обнаруженной корреляции между изменениями просветления и энергии излучения W_s^M не является исчерпывающим. Но более скрупулезное исследование этого вопроса, учитывающее, например, изменение спектра усиления света в GaAs при изменении разогрева ЭДП и т.д., нуждается в дальнейших экспериментах.

На рис. 5 показан пунктиром характерный вид зависимости просветления от $\hbar\omega_{ex} < 1.44$ эВ, рассчитанной в [22] в предположении, что разность энергий, при которых электрон рождается и рекомбинирует, остается в ЭДП после рекомбинации электрона. Видно, что на расчетной зависимости просветление непрерывно возрастает по мере увеличения $\hbar\omega_{ex}$. На экспериментальной кривой в интервале $\hbar\omega_{ex} \approx 1.409 - 1.425$ эВ роста просветления практически не происходит, а наблюдается даже небольшой локальный минимум при $\hbar\omega_{ex, k=1} = 1.423$ эВ. Начиная с $\hbar\omega_{ex} \approx 1.409 - 1.425$ эВ, измеренное просветление возрастает при увеличении $\hbar\omega_{ex}$ быстрее, чем на расчетной кривой. Такое отличие расчетной и экспериментальной зависимостей наблюдалось еще в работе [22], где оно становилось все более явственным по мере увеличения энергии возбуждающего импульса D_{ex} . Различие расчетной и экспериментальной кривых теперь можно объяснить рассмотренным выше замедлением роста концентрации ЭДП и просветления

из-за усиления энергетического транспорта электронов с излучением LO-фонона, когда $\hbar\omega_{ex}$ приближается снизу к $\hbar\omega_{ex, k=1}$.

На вставке к рис. 5 показана зависимость просветления от $\hbar\omega_{ex}$, измеренная при времени отставания зондирующего импульса от возбуждающего $\tau_d = 12$ пс. Видно, что особенностей (локальных изменений кривизны) в области $\hbar\omega_{ex} > 1.44$ эВ нет, а особенность (отклонение от расчетной кривой [22]) близи $\hbar\omega_{ex1}$ становится менее явно выраженной, при уменьшении энергии D_{ex} эта особенность перестает наблюдаться [22]. Через ~ 20 пс окончания возбуждения достигается остаточный уровень просветления, не зависящий от $\hbar\omega_{ex} > E_g$ [10]. Исчезновение особенностей на зависимости просветления от $\hbar\omega_{ex}$ происходит, таким образом, при спадании интенсивности возбуждающего света (при увеличении τ_d). Отметим, что упоминавшиеся в начале статьи фононные осцилляции в энергетическом распределении носителей в работе [7] проявлялись тоже по мере увеличения энергии возбуждающего импульса.

В целом экспериментальные результаты, полученные в настоящей работе и работе [7], указывают, что в стимулированном интенсивной суперлюминесценцией энергетическом транспорте фотогенерируемых электронов в GaAs могут принимать заметное участие процессы излучения LO-фононов. Участие этих процессов в энергетическом транспорте может, согласно предложенной в указанных работах интерпретации, оказывать некоторое влияние на суперлюминесценцию, разогрев и концентрацию ЭДП, энергетическое распределение электронов, просветление, плотность неравновесных LO-фононов.

Настоящая работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект 98-02-17377) и ГКНТ России.

Авторы глубоко признательны Ю.Д. Калафати, В.И. Перелю и Г.Н. Шкердину за подробное обсуждение результатов работы и полезные советы.

Список литературы

- [1] D.N. Mirlin, I.Ya. Karlik, L.P. Nikitin, I.I. Reshina, V.F. Sapaga. Sol. St. Commun., **37**, 757 (1981).
- [2] C.I. Peterse, S.A. Lyon. Phys. Rev. Lett., **65**, 760 (1990).
- [3] D.N. Mirlin, V.I. Perel'. In: *Spectroscopy of Nonequilibrium Electrons and Photons*, ed. by C.V. Shank and B.P. Zakharchenya (Elsevier Science Publishers B.V., 1992) p. 269.
- [4] J.A. Kash. Phys. Rev. B, **40**, 3455 (1989).
- [5] O.I. Imambecov, S.E. Kumekov. In: *All Union Conf. on Physics of Semiconductors* (ELM Publishers, Baku, 1982) v. 2. p. 204.
- [6] С.Е. Кумеков, В.И. Перель. ФТП, **16**, 2001 (1982).
- [7] I.L. Bronevoi, A.N. Krivonosov, V.I. Perel'. Sol. St. Commun., **94**, 805 (1995).
- [8] I.L. Bronevoi, A.N. Krivonosov, T.A. Nalet. Sol. St. Commun., **98**, 903 (1996).
- [9] C.L. Collins, P.Y. Yu. Sol. St. Commun., **51**, 123 (1984).
- [10] N.N. Ageeva, I.L. Bronevoi, E.G. Dyadyushkin, V.A. Mironov, S.E. Kumekov, V.I. Perel'. Sol. St. Commun., **72**, 625 (1989).

- [11] D. Hulin, M. Joffre, A. Migus, J.L. Oudar, J. Dubard, F. Alexandre. *J. de Physique*, **48**, 267 (1987).
- [12] Н.Н. Агеева, И.Л. Броневои, Е.Г. Дядюшкин, Б.С. Явич. *Письма ЖЭТФ*, **48**, 252 (1988).
- [13] И.Л. Броневои, А.Н. Кривоносов. *ФТП*, **32**, вып. 5. 537 (1998).
- [14] L.W. Casperson. *J. Appl.*, **48**, 256 (1977).
- [15] Y.P. Varshni. *Physica*, **34**, 149 (1967); M.V. Panish, H.C. Casey. *J. Appl. Phys.*, **40**, 163 (1969).
- [16] N.N. Ageeva, I.L. Bronevoi, V.A. Mironov, S.E. Kumekov, V.I. Perel'. In: *Mode-Locked Lasers and Ultrafast Phenomena*, ed. by G.B. Altshuler, Proc. SPIE **1842**, 70 (1992).
- [17] И.Л. Броневои, С.Е. Кумеков, В.И. Перель. *Письма ЖЭТФ*, **43**, 368 (1986).
- [18] N.N. Ageeva, V.A. Borisov, I.L. Bronevoi, V.A. Mironov, S.E. Kumekov, V.I. Perel', B.S. Yavich. *Sol. St. Commun.*, **75**, 167 (1990).
- [19] С.Е. Кумеков, В.И. Перель. *ЖЭТФ*, **50**, 462 (1989).
- [20] Ю.Д. Калафати, В.И. Кокин. *ЖЭТФ*, **99**, 1793 (1991).
- [21] И.Л. Броневои, А.Н. Кривоносов. *ФТП*, **32**, вып. 5. 542 (1998).
- [22] N.N. Ageeva, I.L. Bronevoi, V.A. Mironov, S.E. Kumekov, V.I. Perel'. *Sol St. Commun.*, **81**, 969 (1992).
- [23] I.L. Bronevoi, A.N. Krivonosov, V.I. Perel'. *Sol. St. Commun.*, **94**, 363 (1995).

Редактор В.В. Чалдышев

Influence of energy transport of electrons through optical phonon emission on superluminescence and reversible bleaching of a GaAs thin layer excited by powerful picosecond light pulse

I.L. Bronevoi, A.N. Krivonosov

Institute of Radioengineering and Electronics,
Russian Academy of Sciences,
103907 Moscow, Russia

Abstract The bleaching and superluminescence of GaAs that arise under interband absorption of a powerful picosecond light pulse have been studied experimentally as a function of the photon energy $\hbar\omega_{ex}$ of the light pulse. Bleaching (transparency increase) is mainly a result of the concentration gain of photogenerated electron-hole plasma (EHP). It has been found: when the spacing between the energy level where the electrons come into being in the conduction band, and the level from which they (being stimulated) is multiple to the longitudinal phonon energy, then: 1) recombination superluminescence enhances, 2) the rise of bleaching under the $\hbar\omega_{ex}$ increase slows down, 3) the edge of the radiation spectrum shifts more intensively to the infrared side. These effects are qualitatively explained by an increase in the share of transitions throughout LO-phonon emission in the electron energy transport to conduction band bottom and the influence of the above said on EHP heating and the nonequilibrium LO-phonon density.

Fax: (095) 203-8414 (Bronevoi)

E-mail: bil@mail.cplire.ru (Bronevoi)