

”LO-фононная” корреляция между спектром пикосекундной суперлюминесценции и особенностями спектра поглощения света в GaAs при нефермиевском распределении носителей заряда, генерированных пикосекундным импульсом света

© Н.Н. Агеева, И.Л. Броневова[†], А.Н. Кривоносов, С.Е. Кумеков*, С.В. Стеганцов

Институт радиотехники и электроники Российской академии наук,
101999 Москва, Россия

* Алматинский технологический университет,
480012 Алматы, Республика Казахстан

(Получена 8 мая 2001 г. Принята к печати 8 мая 2001 г.)

Плотная электронно-дырочная плазма генерировалась в GaAs пикосекундным импульсом света. Во время генерации электронно-дырочной плазмы возникали пикосекундная суперлюминесценция и локальные отклонения спектра поглощения света от рассчитанного для фермиевского распределения электронно-дырочной плазмы. Отклонение в спектральной области усиления света (измеренное усиление меньше расчетного) называлось ”дырой”, а отклонение в области поглощения света (измеренное поглощение больше расчетного) называлось ”выступом”. Наблюдалась следующая корреляция. Форма дыры подобна как форме части спектра суперлюминесценции, расположенной в той же спектральной области, что и дыра, так и форме выступа в спектре поглощения. Спектральная ширина выступа, приблизительно равная ширине дыры, и спектральное расположение выступа относительно спектра суперлюминесценции определялись энергией продольного оптического фонона. Описанная корреляция связана с обеднением заселенностей уровней на дне зоны проводимости при суперлюминесценции и приходом электронов на эти уровни путем эмиссии продольных оптических фононов.

Введение

В работе [1] при участии авторов настоящей статьи был предложен физический механизм локального обеднения заселенностей электронами энергетических уровней в зоне проводимости. Такой механизм должен развиваться при пикосекундной суперлюминесценции и при участии внутризонных электронных переходов путем эмиссии продольных оптических (LO) фононов. Представим его действие применительно к следующей ситуации. При комнатной температуре, при межзонном поглощении в тонком (~ 1 мкм) слое GaAs мощного импульса света длительностью ~ 10 пс происходила генерация плотной ($n = p > 10^{18}$ см $^{-3}$) горячей электронно-дырочной плазмы (ЭДП). Во время генерации ЭДП в GaAs возникла суперлюминесценция [2–5], т.е. стимулированное рекомбинационное излучение в активной среде без резонатора. Интенсивность суперлюминесценции, по оценкам, $> 10^8$ Вт/см 2 . Релаксация суперлюминесценции происходит с характерным временем ~ 10 пс, взаимосвязанно с релаксацией концентрации и температуры ЭДП [6,7]. Рекомбинационная суперлюминесценция, предположительно, вызывала обеднение инверсной заселенности энергетических уровней, с которых электроны стимулированно рекомбинируют. Это обеднение заселенностей приводило к невыполнению принципа детального равновесия и ослаблению экранирования [8] электрон–LO-фононного взаимодействия. В результате

возникали интенсивные переходы электронов, путем излучения LO-фононов, на уровни с обедненной инверсной заселенностью. Переходы с излучением LO-фононов оказывались настолько интенсивными, что приводили к образованию второго обеднения заселенностей в зоне проводимости. Это обеднение располагалось выше первого на энергию продольного оптического LO фонона $\hbar\omega_{LO}$. Оно приводило к локальному по спектру возрастанию коэффициента поглощения света, называемому далее, для краткости, ”выступом” в спектре поглощения.

Заметим, что описанный механизм обеднения заселенностей лег в основу объяснения обнаруженной нами [1] модуляции спектра просветления (усиления прозрачности) слоя GaAs ”фононными” осцилляциями периода:

$$\Delta = \hbar\omega_{LO}(1 + m_e/m_h), \quad (1)$$

где m_e и m_h — массы соответственно электрона и тяжелой дырки. Этот механизм был использован также при объяснении обнаруженных нами в [9] эффектов энергетического транспорта электронов, происшедшего путем излучения LO-фононов, при пикосекундной суперлюминесценции.

Хотя в [1] это явно и не говорилось, но очевидно, что обнаруженное тогда обеднение заселенностей из-за электронных переходов с эмиссией LO-фононов означало, что при этом были сравнимы времена $\tau_{e-LO} \approx \tau_{c-c}$, где τ_{e-LO} — время релаксации электронов на дно зоны проводимости, осуществляемой путем излучения электроном одного LO-фонона; τ_{c-c} — время внутризонной энергетической релаксации электронов к фермиевскому

[†] E-mail: bil@mail.cplire.ru
Fax: (095)203 84 14

распределению, происходящей за счет неупругих столкновений между носителями.

В настоящей работе мы экспериментально обнаружили корреляцию между спектром суперлюминесценции и локальными отклонениями спектра поглощения света от спектра, рассчитанного для фермиевского распределения ЭДП. Различие между расчетным и экспериментальными спектрами наблюдалось в области усиления света (экспериментальное усиление меньше расчетного) и в примыкающей к ней области поглощения света (измеренное поглощение больше расчетного). Первое различие называется далее, для краткости, дырой в области усиления, а второе различие — выступом в спектре поглощения света. Обнаруженная корреляция относилась к спектральной форме и спектральному положению спектра суперлюминесценции, дыры в области усиления и выступа в спектре поглощения света. Корреляция представляется следствием вышеописанного механизма обеднения заселенностей [1].

Эксперимент

Опыты проводились при комнатной температуре. Исследованные образцы представляли собой гетероструктуры $Al_{0.22}Ga_{0.78}As$ - $GaAs$ - $Al_{0.4}Ga_{0.6}As$, выращенные молекулярно-лучевой эпитаксией на (100)-подложке из $GaAs$. Толщина каждого из эпитаксиальных слоев ~ 1 мкм. Концентрация фоновых примесей в гетероструктурах была $< 10^{15} \text{ см}^{-3}$. На площади $4 \times 4 \text{ мм}^2$ подложку стравливали. Слои $Al_xGa_{1-x}As$, предназначенные для стабилизации поверхностной рекомбинации и механической прочности, не поглощали свет с $\hbar\omega < 1.7 \text{ эВ}$, использовавшийся в эксперименте. На образцы было нанесено двухслойное антиотражающее покрытие из SiO_2 и Si_3N_4 , благодаря которому отражение света, направленного по нормали к поверхности образца, не превышало 2% в реальных условиях наших экспериментов. ЭДП генерировалась при межзонном поглощении в слое $GaAs$ мощного возбуждающего ("excite") импульса света длительностью 14 пс, падающего на образец под углом 10° относительно нормали к его поверхности. Диаметр фокусного пятна возбуждающего луча составлял $D \approx 0.5 \text{ мм}$ в опытах с образцами 1 и 3 и $D \approx 0.25 \text{ мм}$ в опытах с образцом 2.

Были измерены спектры излучения из слоя $GaAs$ и спектры поглощения света в $GaAs$. Спектры энергии излучения $W_s(\hbar\omega)$, интегральные по времени, измеряли внутри телесного угла 4° по методике, описанной в [1]. Спектры поглощения света определяли следующим образом. Измеряли зависимость $A = \lg[T^0(\hbar\omega_p^1)/T^0(\hbar\omega_p)]$, характеризующую спектр оптической плотности A_0 невозбужденного образца ($A_0 \approx A \cdot \ln 10$), где T^0 — прозрачность невозбужденного образца; $\hbar\omega_p$ — энергия фотона зондирующего импульса; $\hbar\omega_p^1$ — энергия фотона, при которой еще не возникает межзонного поглощения света. Длительность зонди-

рующего ("probe") импульса — 14 пс, его диаметр $D_p = 0.3 \text{ мм}$. По методике "excite-probe" измеряли спектральную зависимость $\lg(T^1/T^0) = f(\hbar\omega_p)$, представлявшую уменьшение оптической плотности $GaAs$ при генерации ЭДП [4], здесь T^1 — прозрачность фотовозбужденного $GaAs$. Зондирующий луч проходил через центр фотовозбужденной области слоя $GaAs$ перпендикулярно плоскости слоя. Коэффициент поглощения света в фотовозбужденном слое $GaAs$ определяли, пользуясь выражением $\alpha = [A - \lg(T^1/T^0)] \times \ln 10 \cdot d^{-1}$, где d — толщина слоя $GaAs$.

Отметим, что изменение интенсивности света по сечению возбуждающего луча (то же и зондирующего) было приблизительно гауссовым. Поэтому неоднородное распределение в пространстве могли иметь концентрация и температура ЭДП, а также суперлюминесцентное излучение [10,11].

В работе [1] был сформулирован и экспериментально подтвержден вышеизложенный физический механизм обеднения заселенностей энергетических уровней в зоне проводимости. В работе [12], в тех же условиях и на том же образце 1 наблюдалась спектральная полоса усиления света в возбужденной области слоя $GaAs$. Однако в обеих этих работах наблюдать явно пикосекундную суперлюминесценцию не удалось по следующей причине. Суперлюминесценция распространялась в радиальном направлении, преимущественно вдоль слоя $GaAs$ гетероструктуры, являющейся волноводом. При радиальном распространении суперлюминесцентного излучения его интенсивность существенно падала по мере удаления от активной области, а также из-за различных механизмов поглощения света, в частности поглощения на "хвостах" зон в пассивной области слоя $GaAs$. Поэтому в начале настоящей работы мы экспериментально подтвердили распространение суперлюминесценции вдоль гетероструктуры, фотовозбуждаемой пикосекундным импульсом света.

Для указанной цели мы использовали образец 2, представлявший такую же гетероструктуру, как и образец 1, но совершенно отделенную от подложки. Эта гетероструктура возбуждалась вплотную к ее торцу световым импульсом с диаметром луча $D \approx 0.25 \text{ мм}$, чтобы уменьшить поглощение стимулированного рекомбинационного излучения в пассивной области слоя $GaAs$. Было зарегистрировано интенсивное, направленное излучение, выходящее из торца гетероструктуры, подтвердившее распространение суперлюминесценции вдоль гетероструктуры. Ширина спектра излучения была существенно уже ширины спектра спонтанной люминесценции при комнатной температуре. Спектр излучения и диаграмма направленности излучения с энергией фотона $\hbar\omega_s = 1.379 \text{ эВ}$ представлены на рис. 1. Направление вдоль слоев гетероструктуры не соответствовало максимуму излучения на диаграмме направленности. Дело в том, что усиление света в активной среде больше для излучения, испытавшего многократное полное внутреннее отражение от границ раздела $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$,

чем для излучения, распространявшегося параллельно границам. В излучение, выходящее из гетероструктуры ортогонально ее поверхности (на диаграмме направленности при угле $\beta = 0$), сравнимый вклад давали спонтанное излучение и небольшая доля суперлюминесцентного излучения, вытекавшего из гетероструктуры вследствие некоторого несовершенства ее волноводных свойств.

Отметим, что стимулированное рекомбинационное излучение, выходящее из торца гетероструктуры, иллюстрируемое рис. 1, по своим характеристикам, в том числе по спектру, должно отличаться от суперлюминесценции. Поэтому такое излучение не годится для исследования эффектов, инициируемых суперлюминесценцией. Отличия от суперлюминесценции возникают, во-первых, из-за отражения излучения от торца, создающего обратную связь, влияющую на характеристики излучения. Во-вторых, из-за поглощения в пассивной области слоя GaAs, которое существенно изменяет спектр излучения в зависимости от расстояния между активной областью и торцом гетероструктуры, от диаметра луча накачки и т.д.

Для дальнейших опытов мы использовали образец 3. Эта гетероструктура отличалась от образца 1, использованного в [1,12], только большей степенью несовершенства волноводных свойств. Последнее приводило к частичному вытеканию суперлюминесцентного излучения через поверхность гетероструктуры. В опытах [5] с образцом 3 было экспериментально доказано, что часть суперлюминесцентного излучения, вытекающая из гетероструктуры ортогонально ее поверхности, отображала существенные характеристики суперлюминесцент-

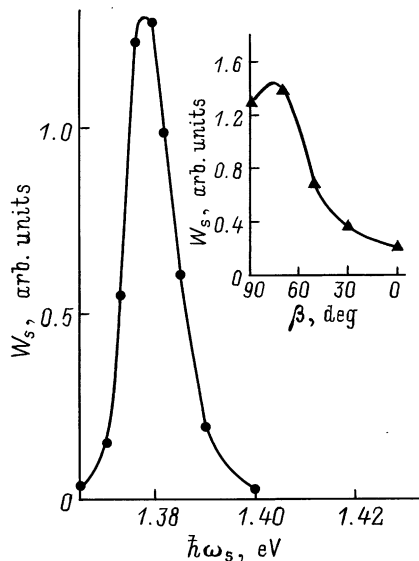


Рис. 1. Спектр стимулированного рекомбинационного излучения из торца слоя GaAs при энергии фотона возбуждающего импульса $\hbar\omega_{ex} = 1.513$ эВ, образец 2. На вставке — диаграмма направленности стимулированного излучения с энергией фотона $\hbar\omega_s = 1.379$ эВ. β — угол, отсчитанный от нормали к плоскости эпитаксиального слоя.

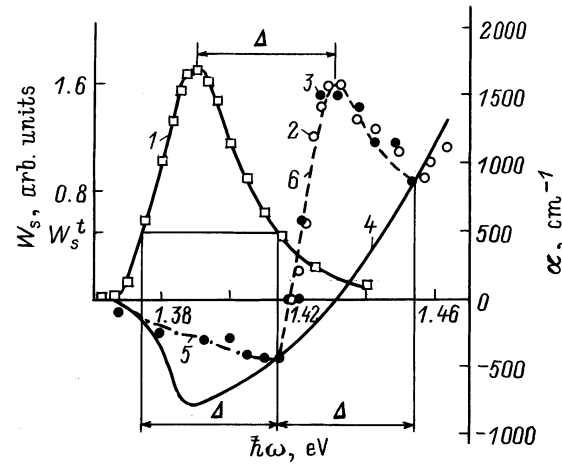


Рис. 2. Спектр суперлюминесценции из GaAs: 1 — образец 3. Спектры поглощения света в GaAs при $\tau_d = -3$ пс: 2 — образец 3; 3 — образец 1. Спектр поглощения при фермиевском распределении ЭДП $\alpha_{FD}(\hbar\omega)$ (4). Линии 5, 6 поясняются в тексте. $\hbar\omega_{ex} = 1.558$ эВ.

ного излучения. Возбуждая образец 3 так же, как образец 1 в [1,12], мы определили спектр суперлюминесценции, измеряя излучение, вытекавшее из гетероструктуры ортогонально ее поверхности (рис. 2). При том же возбуждении на образце 3 был измерен выступ в спектре поглощения света при времени задержки зондирующего импульса относительно возбуждающего $\tau_d = -3$ пс, т.е. вблизи максимума возбуждающего импульса.

Результаты измерений усиления света и выступа в спектре поглощения в образце 1 тоже представлены на рис. 2, причем более детально, чем это сделано в [12]. Выступ в спектре поглощения образцов 1 и 3 имел приблизительно один и тот же вид. Таким образом, графики на рис. 2, измеренные при одинаковом пикосекундном фотовозбуждении GaAs, дали возможность совместного рассмотрения спектра суперлюминесценции, области усиления света и выступа в спектре поглощения света.

Обсуждение результатов

Обсуждение экспериментальных результатов осложнялось отсутствием необходимой теории кинетики нефермиевской ЭДП и пикосекундной суперлюминесценции в активной области слоя GaAs.

При высокой интенсивности суперлюминесценции для некоторой части энергетических уровней, имеющих инверсную заселенность носителями, происходит обеднение заселенностей по сравнению с фермиевским распределением носителей. Иначе говоря, происходит "выжигание дыры" в области усиления света в спектре поглощения. Спектр "дыры" определяется в области

усиления света выражением

$$\alpha_H(\hbar\omega) = \alpha_{FD}(\hbar\omega) - \alpha(\hbar\omega), \quad (2)$$

где $\alpha_{FD}(\hbar\omega)$ — спектр поглощения света при фермиевском распределении ЭДП, $\alpha(\hbar\omega)$ — экспериментальный спектр поглощения света.

Спектр $\alpha_{FD}(\hbar\omega)$, представленный на рис. 2, был рассчитан в два этапа. На первом этапе расчет спектра выполнялся при следующих условиях. Все дырки считались тяжелыми, а электроны — находящимися только в долине Γ_6 . Зависимости плотности одночастичных состояний ρ_i от энергии: $\rho_i \propto E_i^{1/2}$. Для квазиуровней Ферми электронов μ_e и дырок μ_h выполнялось очевидное соотношение

$$n(T_c, \mu_e) = p(T_c, \mu_h), \quad (3)$$

где n и p — концентрации соответственно электронов и дырок; T_c — температура носителей заряда. Концентрацию электронов в зоне проводимости определяло выражение

$$n = N_c \cdot F_{1/2}(\xi_e). \quad (4)$$

Здесь N_c — эффективная плотность состояний в зоне проводимости

$$N_c = 2 \cdot [2\pi m_e \cdot kT_c / (2\pi\hbar)^2]^{3/2}, \quad (5)$$

а $F_{1/2}(\xi_e)$ — интеграл Ферми–Дирака с индексом 1/2, $\xi_e = \mu_e / (kT_c)$. Концентрация дырок в валентной зоне определена выражением

$$p = N_v \cdot F_{1/2}(\xi_h). \quad (6)$$

Здесь N_v — эффективная плотность состояний в зоне тяжелых дырок, определяемая выражением вида (5), но с заменой m_e на m_{hh} ; $\xi_h = (E_v - \mu_h) / (kT_c)$, E_v — энергия потолка валентной зоны, отсчитываемая, как μ_e и μ_h , от дна зоны проводимости.

С помощью приведенных выше выражений из условия нейтральности (3) вытекало соотношение

$$F_{1/2}(\xi_e) / F_{1/2}(\xi_h) = m_{hh}^{3/2} / m_e^{3/2} = 22, \quad (7)$$

где $m_e = 0.063m_0$, $m_{hh} = 0.5$, m_0 — значения эффективных масс электронов и тяжелых дырок соответственно.

Подгонкой подбирался первый расчетный спектр. От подгонки требовалось выполнение условия (7) и чтобы спектр проходил через экспериментальные точки, расположенные у коротковолновой и длинноволновой границ выступа в спектре поглощения. Также требовалось, чтобы длинноволновая граница расчетного спектра совпадала с шириной запрещенной зоны $E_g = 1.37$ эВ. Последняя была определена по энергии фотона, при которой длинноволновый склон спектра суперлюминесценции пересекает уровень энергии излучения, немного превышающий нулевой, $W_s = 0.12$ отн. ед. [13–15]. Это исключало влияние внутренних напряжений и примесей, приводящее к "размытию" края спектра. Значения

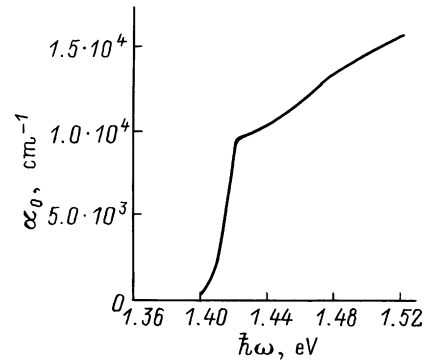


Рис. 3. Спектр поглощения света в невозбужденном GaAs для образцов 1 и 3.

$T_c = 52$ мЭВ, $\mu_e = 0.145$ эВ и $\mu_h = -E_g + 0.083$ эВ, $n = p = 4.7 \cdot 10^{18}$ см⁻³ определялись подобранным расчетным спектром поглощения. Была небольшая погрешность в определении этих характеристик, вызванная тем, что вблизи границ запрещенной зоны $\rho_i(E_i)$ имеет форму крутой ступени, т.е. несколько отличается от зависимости $\rho_i \propto E_i^{1/2}$ [16].

На рис. 3 представлен экспериментально измеренный спектр поглощения невозбужденного образца $\alpha_0(\hbar\omega)$. С помощью этого спектра, сдвинутого в длинноволновую сторону в соответствии с уменьшением ширины запрещенной зоны из-за кулоновского взаимодействия носителей до определенной выше энергии $E_g = 1.37$ эВ, и указанных значений T_c , μ_e и μ_h был рассчитан второй, более реалистичный, спектр поглощения:

$$\alpha_{FD}(\hbar\omega) = \alpha_0(\hbar\omega - (E_{g0} - E_g)) \{1 - f_e(\varepsilon_e) - f_{hh}(\varepsilon_h)\}. \quad (8)$$

Здесь $E_{g0} = 1.403$ эВ — ширина запрещенной зоны невозбужденного образца; ε_e и ε_h — энергии соответственно электронов и тяжелых дырок, связанных прямым оптическим переходом; f_e и f_{hh} — функции распределения Ферми–Дирака соответственно электронов и тяжелых дырок.

Рассмотрим совместно спектр суперлюминесценции, дыру в области усиления и выступ в спектре поглощения света (рис. 2). При этом обнаруживаются следующие особенности, представляющие следствием механизма обеднения заселенностей [1], развивающегося при пикосекундной суперлюминесценции и при участии внутрizonных электронных переходов путем эмиссии LO-фононов.

1. Спектральные положения максимальной глубины дыры и максимума спектра суперлюминесценции совпадали. Максимум спектра суперлюминесценции и максимум выступа в спектре поглощения разделены спектральным интервалом Δ .

2. Спектральная ширина выступа в спектре поглощения, как и спектральная ширина дыры в области усиления, оказалась равной Δ . Коротковолновая граница дыры совпадала с длинноволновой границей выступа. По-видимому, процессы излучения электронами

ЛО-фононов, стимулированные невыполнением принципа детального равновесия, ограничивают спектральную ширину и дыры, и выступа.

3. Обозначим W_s^t энергию суперлюминесценции при тех двух значениях $\hbar\omega$, при которых находятся границы дыры. Выделим часть спектра суперлюминесценции, расположенную выше уровня W_s^t . Эту часть спектра суперлюминесценции нормируем на подобранный постоянный коэффициент b и прибавим к расчетному спектру $\alpha_{FD}(\hbar\omega)$. Результат сложения $\alpha_{FD}(\hbar\omega) + b\{W_s(\hbar\omega) - W_s^t\}$ представлен линией 5, которая удовлетворительно совпадает с экспериментальными точками области усиления. Следовательно, часть спектра суперлюминесценции, расположенная выше уровня W_s^t , подобная по форме дыре в области усиления:

$$W_s(\hbar\omega) - W_s^t \approx -\alpha_H(\hbar\omega). \quad (9)$$

4. Часть спектра суперлюминесценции, расположенная выше уровня W_s^t , была нормирована на подгочный постоянный коэффициент b_1 . Затем она была сдвинута на Δ в коротковолновую область и отложена от спектра $\alpha_{FD}(\hbar\omega)$. Результат сложения $\alpha_{FD}(\hbar\omega) + b_1\{W_s(\hbar\omega - \Delta) - W_s^t\}$ представлен линией 6, которая удовлетворительно совпадала с измеренным выступом в спектре поглощения. Выступ определялся выражением $\alpha_P(\hbar\omega) = \alpha(\hbar\omega) - \alpha_{FD}(\hbar\omega)$. Таким образом, часть спектра суперлюминесценции, расположенная выше уровня W_s^t , подобна по форме выступу в спектре поглощения:

$$\alpha_P(\hbar\omega) \propto W_s(\hbar\omega - \Delta) - W_s^t. \quad (10)$$

5. На основании изложенного в п. 3,4 очевидно, что дыра в области усиления и выступ в спектре поглощения тоже подобны по форме: $\alpha_P(\hbar\omega - \Delta) \propto -\alpha_H(\hbar\omega)$.

Настоящая работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект 01-02-16694) и Министерства промышленности и науки РФ.

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

Список литературы

- [1] I.L. Bronevoi, A.N. Krivonosov, V.I. Perel. Sol. St. Commun., **94**, 805 (1995).
- [2] D. Hulin, M. Joffre, A. Migus, J.L. Oudar, J. Dubard, F. Alexandre. J. de Phys., **48**, 267 (1987).
- [3] Н.Н. Агеева, И.Л. Броневои, Е.Г. Дядюшкин, Б.С. Явич. Письма ЖЭТФ, **48**, 252 (1988).
- [4] N.N. Ageeva, I.L. Bronevoi, E.G. Dyadyushkin, V.A. Mironov, S.E. Kumekov, V.I. Perel. Sol. St. Commun., **72**, 625 (1989).
- [5] И.Л. Броневои, А.Н. Кривоносов. ФТП, **32**, 537 (1998).
- [6] Ю.Д. Калафати, В.А. Кокин. ЖЭТФ, **99**, 1793 (1991).
- [7] И.Л. Броневои, А.Н. Кривоносов. ФТП, **32**, 542 (1998).
- [8] N.N. Ageeva, I.L. Bronevoi, A.N. Krivonosov. *Absrtacts 25th Int. Conf. on Physics of semiconductors*, ICPS-25 (Osaka, Japan, Sept. 17–22, 2000) pt 1, D025, p. 49.
- [9] И.Л. Броневои, А.Н. Кривоносов. ФТП, **33**, 13 (1999).
- [10] Yu.D. Kalafati, V.A. Kokin, H.M. Van Driel, G.R. Allan. In: *Hot Carriers in Semiconductors*, ed by Karl Hess et al. (Plenum Press, N.Y., 1996) p. 587; Yu.D. Kalafati, V.A. Kokin. in: *Abstracts 25th Conf. on Physics of Semiconductors* (2000) pt 1, p. 53.
- [11] E.O. Goebel, O. Hildebrand, K. Lohnert. IEEE J. Quant. Electron., **QE-13**, 848 (1977).
- [12] I.L. Bronevoi, A.N. Krivonosov, T.A. Nalet. Sol. St. Commun., **98**, 903 (1996).
- [13] Н.Н. Агеева, И.Л. Броневои, А.Н. Кривоносов. ФТП, **35**, 65 (2001).
- [14] D. Olego, M. Cardona. Phys. Rev. B, **22**, 886 (1980).
- [15] S. Tarucha, H. Kobayashi, Y. Horikoshi, H. Okamoto. Jpn. J. Appl. Phys., **23**, 874 (1984).
- [16] J.S. Blakemore. J. Appl. Phys., **53**, R123 (1982).

Редактор Л.В. Беляков

"LO phonon" correlation between the picosecond superluminescence spectrum and the peculiarities of the light absorption spectrum in GaAs at non-fermian distribution of charge carriers generated by picosecond light pulse

N.N. Ageeva, I.L. Bronevoi, A.N. Krivonosov, S.E. Kumekov*, S.V. Stegantsov

Institute of Radioengineering and Electronics, Russian Academy of Sciences, 101999 Moscow, Russia

*Technological University, 480012 Almaty, Republic Kazakstan

Abstract The dense electron-hole plasma (EHP) has been generated in GaAs by picosecond light pulse. Throughout EHP generation the picosecond superluminescence and local deviations of light absorption spectrum from the spectrum calculated for Fermi EHP distribution were observed. The deviation in the spectral region of the light enhancement, the measured gain being less than the calculated one, was named the "hole". The deviation in the light absorption region (the measured absorption was stronger than the calculated one) was named the "projection". The following correlation was observed: The hole was similar both to the shape of the superluminescence spectrum portion (located in the same spectral region where the hole occurred) and to that of the projection in the absorption spectrum. Both the projection spectral width, that was approximately equal to the hole width, and the projection spectral position with respect to the superluminescence spectrum were determined by the LO phonon energy. The correlation described was conditioned by depletion of population level on the conduction band bottom throughout superluminescence as well as by driving electrons to those levels due to the LO phonon emission.