

Изменения спектра пикосекундного стимулированного излучения GaAs с сопутствующими им признаками электрон-фононного взаимодействия

© Н.Н. Агеева, И.Л. Броневой[¶], Д.Н. Забегаев, А.Н. Кривоносов

Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук, 125009 Москва, Россия

(Получена 28 декабря 2011 г. Принята к печати 30 декабря 2011 г.)

При фиксированной энергии пикосекундного импульса накачки W_{ex} , вызывающей собственное стимулированное излучение в GaAs, обнаружено немонотонное изменение ширины спектра излучения $\delta\hbar\omega_s$ при изменении энергии фотона накачки $\hbar\omega_{ex}$. При немонотонном изменении максимальная ширина спектров оказалась близкой к параметру Δ , определяемому энергией продольного оптического (ЛО) фонона и массами электрона и тяжелой дырки. По мере усиления немонотонности зависимости $\delta\hbar\omega_s = f(\hbar\omega_{ex})$ проявлялась модуляция этой зависимости и зависимости амплитуды спектра от $\hbar\omega_{ex}$. Модуляция имела признаки связи с электрон-ЛО-фононным взаимодействием. Наблюдавшаяся эволюция модуляции не противоречила опубликованным предположениям о развитии и разрушении экранирования электрон-ЛО-фононного взаимодействия для плотной электронно-дырочной плазмы. Уровень потерь излучения в образце влиял на модуляцию и немонотонность.

1. Введение

При интенсивной пикосекундной оптической накачке GaAs генерируемая электронно-дырочная плазма (ЭДП) достигает такой плотности, что уже во время накачки в GaAs возникает мощное стимулированное (усиленное спонтанное) излучение (см. [1–4] и др. работы). В настоящей работе получены зависимости амплитуды A и ширины $\delta\hbar\omega_s$ спектра излучения от энергии фотона накачки $\hbar\omega_{ex}$. Ширина $\delta\hbar\omega_s$ измерялась у основания спектра. Каждую зависимость измеряли при выбранной фиксированной энергии W_{ex} импульса накачки, при этом возрастание $\hbar\omega_{ex}$ сопровождалось увеличением плотности $n = p$ ЭДП.

На вставке *a* к рис. 1 представлены часто публикуемые графики расчетной области усиления спектра поглощения GaAs [5,6]. Следующая из них зависимость ширины основания области усиления δE от n показана на рис. 1. В согласии с ней можно было бы ожидать, что зависимость $\delta\hbar\omega_s = f(\hbar\omega_{ex})$ будет монотонно возрастающей. Однако в этом представлении не учитывалось, что при интенсивном излучении может образовываться модуляция спектра поглощения света, объясняемая следующим [7–10]. Стимулированное излучение создает локальное обеднение заселенностей электронов на дне зоны проводимости. Нарушается детальное равновесие. Для его восстановления это обеднение, благодаря взаимодействию электронов с продольными оптическими (ЛО) фононами, транслируется вверх по зоне с периодом, равным энергии ЛО-фонона $\delta\hbar\omega_{LO}$. Возникает модуляция распределения электронов в зоне проводимости, которое таким образом отклоняется от распределения Ферми–Дирака. Заметим, что для плотной ЭДП отклонения от фермиевского распределения

вообще наблюдаются [11–13], и это возможно, поскольку время залечивания отклонений от фермиевского распределения существенно превышает время электрон-электронного рассеяния [14–16]. Из-за обеднения заселенностей возникает модуляция спектра поглощения света с периодом [7–9]

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

где m_e и m_h — массы электрона и тяжелой дырки. На вставке *b* к рис. 1 представлен фрагмент модуляции поглощения из [8]. Видно, что модуляция поглощения может ограничивать расширение области усиления. Внутри интервала Δ модуляция может принимать и форму, отличную от показанной на вставке *b* [9,17–19]. Априори нельзя было исключать возможность такого сочетания конфигурации модуляции поглощения и потерь излучения в образце, что ширина спектра излучения может оказаться приблизительно равной или даже меньшей Δ . Усредненное значение Δ , поскольку имеется некоторое расхождение в полученных в разных работах величинах $\hbar\omega_{LO}$, m_e и m_h [20–23], принималось равным 40 мэВ.

В настоящей работе обнаружены немонотонные зависимости $\delta\hbar\omega_s = f(\hbar\omega_{ex})$, и для них максимальное значение $\delta\hbar\omega_s$ было близко к Δ . Эти зависимости и одновременно получаемые зависимости амплитуды спектра от $\hbar\omega_{ex}$ в разной степени (в зависимости от условий опыта) модулированы. Там, где модуляция четко выражена, она имеет период Δ , что позволяет предполагать участие электрон-ЛО-фононного взаимодействия (далее для краткости называемого *e*-ЛО-взаимодействие) в образовании модуляции. Под модуляцией здесь подразумевается появление на зависимости локальных особенностей, которые на графике зависимости проявляются как выступы (локальные максимумы или из-

[¶] E-mail: bil@cplire.ru

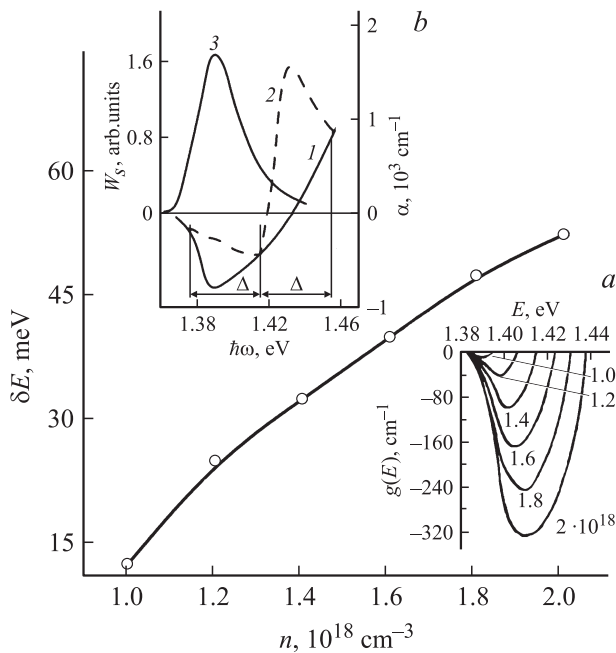


Рис. 1. Зависимость расчетной ширины ΔE основания области усиления спектра поглощения от концентрации неравновесных носителей n ; на вставке *a*: расчетные области усиления $g(E)$ из [5,6]. На вставке *b* (взято из [8]): 1 — расчетный спектр поглощения света при фермиевском распределении ЭДП в GaAs: $n = 4.7 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, температура ЭДП $T_c = 52 \text{ мЭВ}$; 2 — экспериментальный спектр поглощения света в GaAs при времени задержки зондирующего импульса относительно импульса накачки $\tau = -3 \text{ пс}$, энергии фотона накачки $\hbar\omega_{\text{ex}} = 1.558 \text{ эВ}$; 3 — спектр интегральной по времени энергии W_s собственного пикосекундного стимулированного излучения GaAs.

гибы, отражающие локальные усиления (возрастания рассмариваемого параметра) и локальные вогнутости. Модуляция зависимости амплитуды и ширины на полувысоте (FWHM) спектра излучения от $\hbar\omega_{\text{ex}}$ была обнаружена в [24] при одной W_{ex} . Предполагалось, что модуляция вызвана влиянием на спектр излучения той части энергетического транспорта электронов на дно зоны проводимости, которую составляют переходы электронов между локальными обеднениями заселенностей, осуществляемые путем эмиссии ЛО-фононов. В настоящей работе выявлено, как на модуляцию и на обнаруженную немонотонность влияют изменение W_{ex} и изменение потерь излучения в образце. Полученное при этом представление о нетривиальном характере изменения ширины и амплитуды спектра излучения при изменении: а) энергетического уровня зоны проводимости, на который накачиваются носители; б) интенсивности накачки; в) потерь излучения в образце, — очевидно, является небезынтересным и в прикладном отношении. Работа дает и новую дополнительную информацию для неустоявшегося пока представления о развитии и разрушении экранирования e -ЛО-взаимодействия в случае плотной ЭДП.

2. Эксперимент

Опыты проводились при комнатной температуре. Облучению импульсами длительностью FWHM=10 пс подвергалась изготовленная молекулярно-лучевой эпитаксией гетероструктура $\text{Al}_{0.22}\text{Ga}_{0.78}\text{As}-\text{GaAs}-\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$ с толщиной слоев соответственно 1.3–1.5–1.2 мкм, с площадью поверхности $8 \times 8 \text{ мм}$, освобожденная в середине на площади $4 \times 4 \text{ мм}$ от подложки. Диаметр луча накачки (FWHM) составлял 0.5 мм. Угол между лучом накачки и нормалью к эпитаксиальным слоям гетероструктуры составлял 10° . На поверхности гетероструктуры, за исключение торцевых плоскостей, было нанесено антиотражающее покрытие, чтобы избежать интерференционных эффектов для излучения, не сильно отклоняющегося от нормали к плоскости эпитаксиальных слоев. Для света накачки слои $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ были прозрачны. Во время накачки в GaAs возникало стимулированное излучение, усиливавшееся преимущественно вдоль эпитаксиального слоя и релаксирующее после накачки, как следует из [25], с характерным временем $\sim 20 \text{ пс}$. Из-за несовершенства волноводных качеств гетероструктуры часть излучения вытекала через ее поверхность. Доля излучения, выходящая ортогонально поверхности гетероструктуры, направлялась в спектрограф SpectraPro-2500i. Интегральный по времени спектр излучения регистрировался CCD-камерой PIXIS, установленной у выходной щели спектрографа. Импульсы накачки генерировались в параметрическом генераторе света с температурной перестройкой длины волны [26]. Это обеспечивало неизменное положение фокусного пятна луча накачки на образце при перестройке длины волны. В расчет принимались только те акты накачки, для которых отклонения W_{ex} от заданного значения не превышали $\pm 4\%$. Накопление данных продолжалось до тех пор, пока усредненный спектр не переставал с точностью $\sim 2\%$ зависеть от числа импульсов накачки.

Прежде чем начать изложение экспериментальных результатов, отметим, что мы не будем здесь предьявлять слабые проявления автомодуляции спектра излучения, обнаруженной в [27]. Чтобы сделать ее существенной на интегральном по времени спектре пикосекундного излучения, надо обеспечить обратную связь. Для этого фокусное пятно накачки обычно располагают вблизи торца образца, как было сделано в [27], тогда как в настоящем эксперименте оно находилось вдали от торцов. Кроме того, надо использовать дифракционную решетку не менее 1200 мм^{-1} вместо использовавшейся теперь 300 мм^{-1} .

Накачке подвергались две области (1 и 2) гетероструктуры. Причем область 2 в опытах, предшествовавших использованию гетероструктуры в [24], подвергалась многократному облучению мощными пикосекундными импульсами, что могло привести к образованию дефектов в образце. В настоящей работе ограничение на увеличение W_{ex} при облучении обеих областей объ-

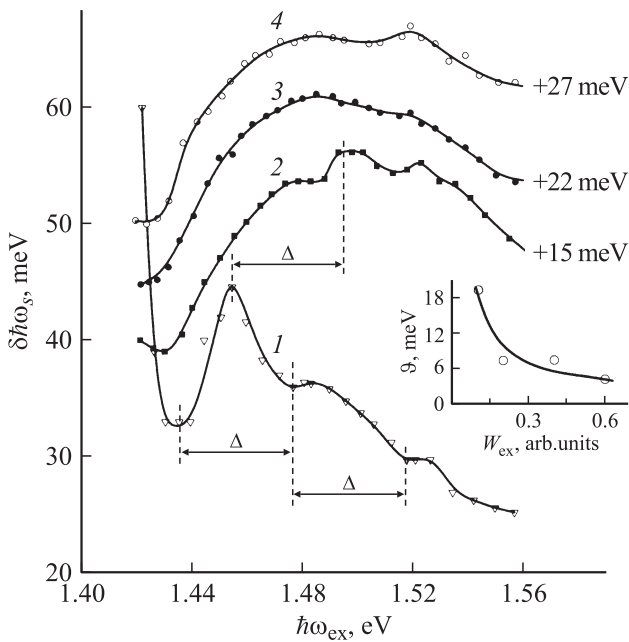


Рис. 2. Зависимость ширины спектра излучения $\delta\hbar\omega_s$ от энергии фотона $\hbar\omega_{ex}$ для области I при $s = 0.1$ и W_{ex} отн. ед.: 0.1 — 1, 0.2 — 2, 0.4 — 3, 0.6 — 4. Здесь и на следующих рисунках для наглядности кривые сдвинуты по оси ординат относительно своего истинного положения на величину, указанную справа от кривой. На вставке — параметр ϑ , характеризующий немонотонность зависимости $\delta\hbar\omega_s = f(\hbar\omega_{ex})$, в функции энергии W_{ex} .

ясняется необходимостью избежать угрозы оптического наведения дефектов в образце.

Зависимость $\delta\hbar\omega_s = f(\hbar\omega_{ex})$ при различных $W_{ex} = \text{const}$ для области I представлена на рис. 2, здесь s означает, что ширина спектра определялась на уровне sA . Значение s выбиралось так, чтобы минимизировать погрешность из-за возникавшей в некоторых случаях незначительной подставки под регистрируемым спектром излучения, вызванной рассеянным в образце и проникшим в спектрограф излучением накачки. При $W_{ex} = 0.1$ отн. ед. по мере возрастания $\hbar\omega_{ex}$ ширина $\delta\hbar\omega_s$ сначала уменьшается в соответствии с переходом от спонтанного к стимулированному излучению, пройдя минимум, возрастает, достигает локального максимума и затем спадает. На графике зависимости присутствуют локальные вогнутости, разделенные интервалами Δ . Для характеристики обнаружившейся немонотонности зависимости $\delta\hbar\omega_s = f(\hbar\omega_{ex})$ введем параметр $\vartheta = \delta\hbar\omega_s^{\text{max}} - \delta\hbar\omega_{s-e}$, где $\delta\hbar\omega_s^{\text{max}}$ и $\delta\hbar\omega_{s-e}$ — значения $\delta\hbar\omega_s$ соответственно в локальном максимуме и при $\hbar\omega_{ex} = 1.56$ эВ. При увеличении W_{ex} зависимость $\delta\hbar\omega_s = f(\hbar\omega_{ex})$ меняется, в частности, график зависимости „разгибается“, соответственно ϑ уменьшается (см. вставку на рис. 2). При $W_{ex} = 0.2$ отн. ед. локальный максимум зависимости становится шире и смещается (по сравнению с максимумом при $W_{ex} = 0.1$ отн. ед.) приблизительно на

Δ в коротковолновую сторону. Локальные изменения кривизны на графике при $W_{ex} = 0.4$ отн. ед. уже неразличимы, при $W_{ex} = 0.6$ отн. ед. чуть проявляются. При $W_{ex} = 0.1, 0.2, 0.4$ и 0.6 отн. ед. значения $\delta\hbar\omega_s^{\text{max}}$ составили соответственно 44, 41, 39 и 40 мэВ, т. е.

$$\delta\hbar\omega_s^{\text{max}} \approx \Delta. \tag{2}$$

Численные значения $\delta\hbar\omega_s^{\text{max}}$ приводятся для удобства, поскольку на рис. 2 введен дополнительный сдвиг между графиками для более наглядного представления их формы.

Зависимость нормированной амплитуды спектра от энергии фотона накачки $A_n = f(\hbar\omega_{ex})$ при энергии $W_{ex} = 0.1$ отн. ед. в области I представлена кривой I на рис. 3. Выступы (два локальных максимума и резкий изгиб на графике) разделены интервалами Δ . Точнее, интервалом Δ разделены точки максимальной отрицательной кривизны на выступах, где минимумы производной $d^2(A_n)/d(\hbar\omega_{ex})^2$. На рис. 4 зависимость $A_n = f(\hbar\omega_{ex})$ для $W_{ex} = 0.1$ отн. ед. представлена в уменьшенном по сравнению с рис. 3 масштабе (из-за чего отмечавшийся изгиб становится менее различим) вместе с зависимостями для $W_{ex} = 0.2, 0.4$ и 0.6 отн. ед. Видно, что при увеличении W_{ex} до 0.6 отн. ед. более коротковолновая часть модуляции сглаживаясь, исчезает. При этом на графиках зависимостей для $W_{ex} = 0.1, 0.2$ отн. ед. третий (самый коротковолновый) выступ, затем первым исчезающий, имеет более размазанную форму по сравнению с двумя другими выступами той же зависимости. Как показано пунктирами на рис. 4, с возрастанием W_{ex} координата $\hbar\omega_{ex}$ вершины первого (самого длинноволнового) выступа меняется незначительно, тогда как координаты

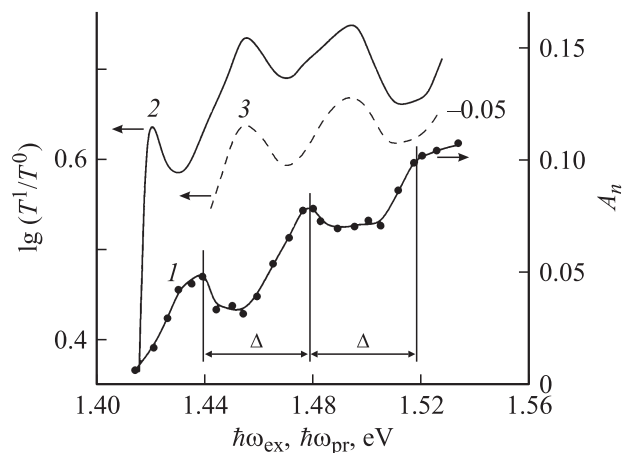


Рис. 3. I — зависимость $A_n = f(\hbar\omega_{ex})$ при $W_{ex} = 0.1$ отн. ед. Здесь и на рис. 4 (кривые 1–4) A_n — амплитуда спектра, нормированная на амплитуду измеренного при $\hbar\omega_{ex} = 1.575$ эВ и $W_{ex} = 0.6$ отн. ед. спектра. Зависимость просветления $\lg(T^1/T^0)$ от энергии фотона $\hbar\omega_{pr}$ зондирующего импульса при $\tau = -3$ пс: 2 — $\hbar\omega_{ex} = 1.558$ эВ, 3 — $\hbar\omega_{ex} = 1.579$ эВ. Здесь T — прозрачность образца, индексы 1 и 0 означают наличие и отсутствие накачки.

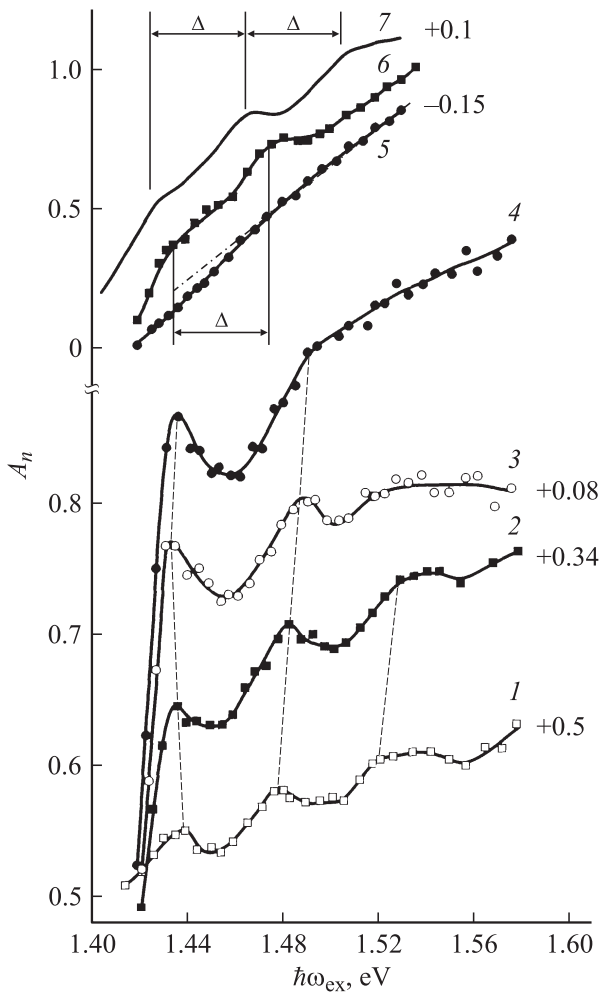


Рис. 4. Зависимость амплитуды спектра A_n от энергии фотона $\hbar\omega_{ex}$. Для области 1 при W_{ex} , отн. ед.: 0.1 — 1, 0.2 — 2, 0.4 — 3, 0.6 — 4. Для области 2 при W_{ex} , отн. ед.: 0.4 — 5, 0.8 — 6. Здесь A_n — амплитуда спектра, нормированная на амплитуду измеренного при $\hbar\omega_{ex} = 1.535$ эВ и $W_{ex} = 0.8$ отн. ед. спектра. Для области 2 при $W_{ex} \approx 1$ отн. ед. — 7, взято из работы [24]. Здесь A_n — амплитуда спектра, нормированная на амплитуду спектра, измеренного при $\hbar\omega_{ex} = 1.528$ эВ. То, что амплитуды для области 1, 2 и [24] нормировались на разные величины, объясняется небольшим различием аппаратных функций в этих измерениях, не существенным для основных выводов настоящей работы.

вершины второго и третьего выступов несколько смещаются в коротковолновую сторону.

Представление об изменении плотности ЭДП при изменении $\hbar\omega_{ex}$ и W_{ex} можно составить на основании смещения при этом длинноволнового склона спектра излучения. Смещение отображает то, что при возрастании плотности ЭДП происходит сужение запрещенной зоны E_g , из-за кулоновского взаимодействия носителей заряда [28–30]. Сдвиг склона спектра при изменении накачки мы представили соответствующим изменением энергии фотона $\hbar\omega_e$ в месте, где пологая часть склона переходит в крутой подъем. Такую точку несложно

определить с помощью касательной к склону спектра, представленного в полулогарифмическом масштабе. На вставке в рис. 5 через такие точки проведена горизонтальная линия. Чтобы не перегружать сам рисунок, на нем представлены избранные зависимости $\hbar\omega_e = f(\hbar\omega_{ex})$. Согласно всем этим зависимостям, энергия $\hbar\omega_e$ уменьшалась, следовательно, плотность ЭДП возрастала при увеличении W_{ex} и $\hbar\omega_{ex}$ (за исключением малой области вблизи $\hbar\omega_{ex} = 1.44$ эВ). Локальные особенности кривизны на графиках мы рассматривать не будем из-за недостаточно яркого их проявления.

Теперь можно заключить, что представленное выше изменение зависимостей $\delta\hbar\omega_s = f(\hbar\omega_{ex})$ и $A_n = f(\hbar\omega_{ex})$ при возрастании W_{ex} свидетельствует о постепенном сглаживании модуляции при возрастании плотности ЭДП. Возникает интерес, почему же тогда в [24], где $\hbar\omega_e$ было меньше, соответственно плотность ЭДП

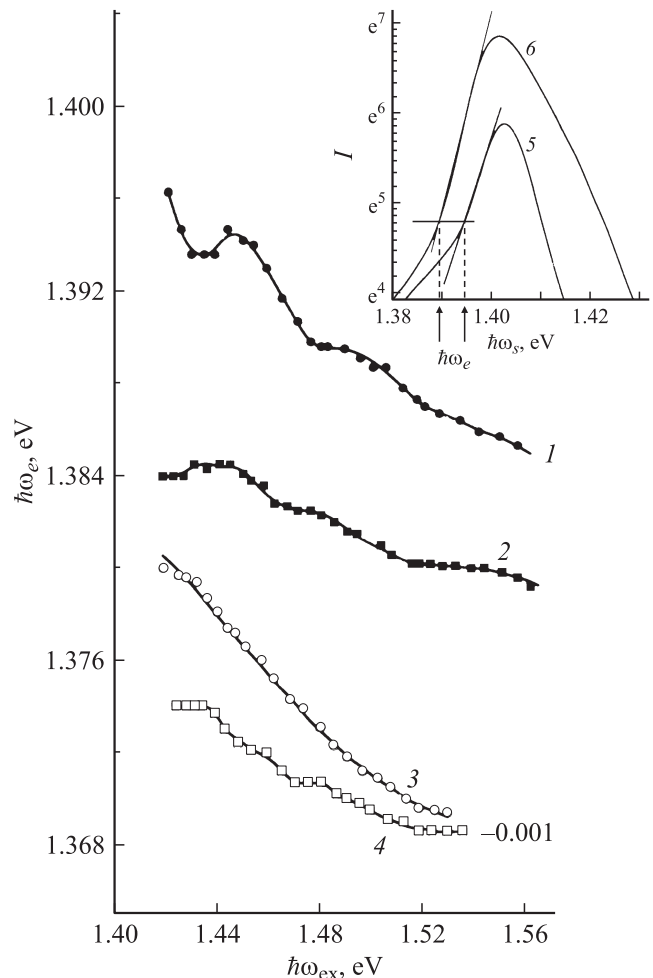


Рис. 5. Зависимость $\hbar\omega_e = f(\hbar\omega_{ex})$, иллюстрирующая смещение длинноволнового склона спектра излучения, для области 1 при W_{ex} , отн. ед.: 0.1 — 1, 0.6 — 2; для области 2 при W_{ex} , отн. ед.: 0.4 — 3, 0.8 — 4. На вставке — спектры излучения при $W_{ex} = 0.1$ отн. ед. и $\hbar\omega_{ex}$, эВ: 1.426 — 5, 1.480 — 6. Прямые линии — касательные к длинноволновому склону. Стрелками указаны $\hbar\omega_e$ для спектров 5 и 6.

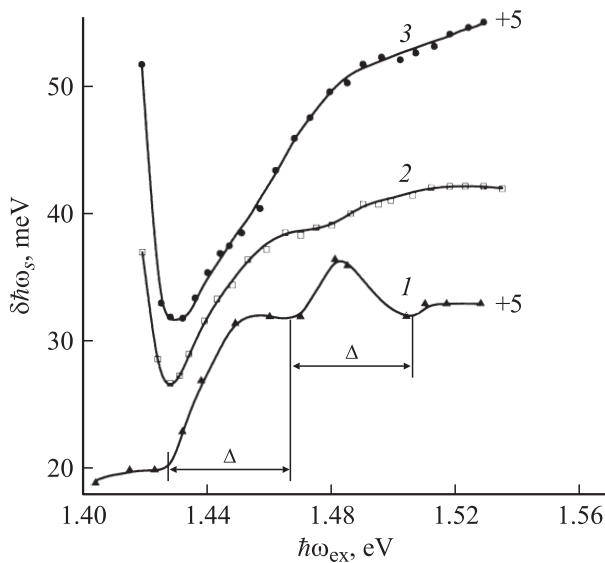


Рис. 6. Зависимость ширины спектра $\delta\hbar\omega_s$ от энергии фотона $\hbar\omega_{ex}$ для области 2 при W_{ex} , отн. ед.: ≈ 1 — 1, $s = 0.5$, взято из [24]; 0.8 — 2, 0.4 — 3, $s = 0.25$.

больше, чем в опытах в области 1, модуляция проявилась достаточно отчетливо. Так, на заимствованных из [24] графиках зависимостей $\delta\hbar\omega_s = f(\hbar\omega_{ex})$ (кривая 1 на рис. 6) и $A_n = f(\hbar\omega_{ex})$ (кривая 7 на рис. 4) модуляция наблюдается там, где ее не было при меньшей плотности ЭДП в области 1 при $W_{ex} = 0.6$ отн. ед. В [24] измерения проводились в области 2, и мы посчитали целесообразным продолжить те измерения, начав с накачки $W_{ex} = 0.8$ отн. ед., при которой $\hbar\omega_e$ было больше и, значит, плотность ЭДП меньше, чем в [24]. На полученной при $W_{ex} = 0.8$ отн. ед. зависимости $A_n = f(\hbar\omega_{ex})$ (кривая 6 на рис. 4) отсутствовал третий (коротковолновый) выступ, присутствующий на кривой 7, а два имевшихся выступа разделены интервалом Δ . При уменьшении энергии накачки до $W_{ex} = 0.4$ отн. ед. выступы на зависимости $A_n = f(\hbar\omega_{ex})$ исчезли, остался лишь слабый изгиб вблизи $\hbar\omega_{ex} \approx 1.48$ эВ, выявляемый с помощью штрихпунктирной касательной (рис. 4).

Вышеупомянутая зависимость $\delta\hbar\omega_s = f(\hbar\omega_{ex})$ из [24] по форме сходна с зависимостью при $W_{ex} = 0.2$ отн. ед. в области 1. Измеренная в области 2 при $W_{ex} = 0.8$ отн. ед. зависимость (кривая 2 на рис. 6), хотя и насыщается, приближаясь к коротковолновому краю исследуемого спектрального диапазона, но уже не имеет такой отчетливой модуляции, как у кривой 1. После ослабления накачки до $W_{ex} = 0.4$ отн. ед. зависимость $\delta\hbar\omega_s = f(\hbar\omega_{ex})$, кривая 3 по сравнению с кривыми 1 и 2 еще более „разогнулась“, изгиб на ней переместился в более коротковолновую сторону, и других признаков модуляции не осталось.

Как следует из зависимостей $\hbar\omega_e = f(\hbar\omega_{ex})$, представленных на рис. 5 и в [24], при измерениях в области 2 значения $\hbar\omega_e$ были меньше, значит, плотность ЭДП

больше, чем в области 1. Следовательно, области отличались одна от другой и плотностью ЭДП, создаваемой при одинаковой накачке, при условии, что эта накачка вызывает стимулированное излучение в GaAs.

3. Обсуждение результатов

То, что при одинаковой накачке плотность ЭДП в области 2 больше, чем в области 1, было, по-видимому, следствием различия потерь в них излучения. При балансе между стимулированной излучательной рекомбинацией и фиксированной накачкой, в области с большими потерями должно создаваться и большее усиление, для которого требуется большая плотность ЭДП. Большие потери излучения в области 2 отвечают вышеупомянутой возможности присутствия в ней дефектов в большей степени, чем в области 1.

Наиболее простой вид изучаемые зависимости $A_n = f(\hbar\omega_{ex})$ и $\delta\hbar\omega_s = f(\hbar\omega_{ex})$ имели при $W_{ex} = 0.4$ отн. ед. в области 2. Возрастание $\delta\hbar\omega_s$ происходило на всем интервале $\hbar\omega_{ex}$, расположенном в коротковолновую сторону от минимума, и одновременно с возрастанием A_n . Вблизи $\hbar\omega_{ex} \approx 1.48$ эВ изгибу на зависимости $\delta\hbar\omega_s = f(\hbar\omega_{ex})$ соответствовал, хотя выявляемый лишь при проведении касательной, изгиб на $A_n = f(\hbar\omega_{ex})$. Если пренебречь изгибом, то можно считать, что в этих измерениях модуляция незаметна.

В [24] предполагалось, что модуляция зависимостей амплитуды и ширины спектра излучения от $\hbar\omega_{ex}$ вызвана влиянием на спектр „отдельного“ потока электронов (ОПЭ). ОПЭ составляют переходы электронов между локальными обеднениями заселенностей, осуществляемые путем эмиссии ЛО-фононов. Рассмотрим влияние ОПЭ применительно к результатам настоящей работы. ОПЭ доставляет электроны на узкий интервал энергетических уровней $\xi \geq \epsilon$ на дне зоны, где ϵ — ширина основания спектра возбуждающего импульса. Из-за модуляции распределения электронов в зоне проводимости зависимость ОПЭ от энергии уровня, на который накачиваются электроны, должна быть модулированной с периодом $\hbar\omega_{LO}$, а зависимость ОПЭ от $\hbar\omega_{ex}$ модулированной с периодом Δ . В случаях, когда одновременно на зависимостях $A_n = f(\hbar\omega_{ex})$ и $\delta\hbar\omega_s = f(\hbar\omega_{ex})$ наиболее отчетливо проявлялась модуляция, выступы на первой и впадины на второй зависимости были разделены тоже интервалом Δ . Это позволяет считать, что модуляция этих зависимостей была инициирована ОПЭ.

На рис. 3 представлены взятые из [7] спектры просветления GaAs, модулированные ЛО-фононными осцилляциями, где просветление — это увеличение прозрачности вследствие накачки. Впадины на спектрах просветления вызваны обеднениями заселенностей электронов. Следовательно, локальные максимумы ОПЭ должны возникать при тех энергиях фотонов, при которых на спектре просветления расположены локальные минимумы. Действительно, на рис. 3 спектральное положение

впадин на спектре просветления совпадает с положением выступов на графике $A_n = f(\hbar\omega_{\text{ex}})$. Такое совпадение можно рассматривать как подтверждение того, что локальные возрастания амплитуды A_n обусловлены локальными возрастаниями ОПЭ.

Случаи, когда модуляция проявлялась наиболее отчетливо одновременно на $A_n = f(\hbar\omega_{\text{ex}})$ и $\delta\hbar\omega_s = f(\hbar\omega_{\text{ex}})$, представлены кривыми: 1 (рис. 2, 3, 6) и 7 (рис. 4). Видно, во-первых, что немонотонность зависимости $\delta\hbar\omega_s = f(\hbar\omega_{\text{ex}})$ и модуляция зависимости $A_n = f(\hbar\omega_{\text{ex}})$ существенно сильнее в области 1, т.е. там, где потери излучения в образце меньше. Во-вторых, выступам на зависимости $A_n = f(\hbar\omega_{\text{ex}})$ соответствуют вогнутости на $\delta\hbar\omega_s = f(\hbar\omega_{\text{ex}})$, тогда как в отсутствие модуляции A_n и $\delta\hbar\omega_s$ росли и спадали, как было продемонстрировано выше, одновременно. По-видимому, когда ОПЭ приводит к возрастанию амплитуды так, что на зависимости $A_n = f(\hbar\omega_{\text{ex}})$ возникает выступ, одновременно тот же ОПЭ приводит к уменьшению ширины спектра $\delta\hbar\omega_s$. Такое переформирование спектра не противоречит тому, что распределение обеднения в энергетическом пространстве, согласно [10,31], является неустойчивым, в частности, по отношению к внутризонным потокам носителей. Происходящее при изменении $\hbar\omega_{\text{ex}}$ изменение энергии уровней, на которые ОПЭ доставляет электроны, может в принципе изменять конфигурацию обеднения на дне зоны. Последнее должно приводит к соответствующему изменению спектра излучения. Заметим, что в несколько иной ситуации, при приблизительно одинаковой $\hbar\omega_{\text{ex}}$, изменения конфигурации обеднения, отображаемые изменениями спектра поглощения, наблюдались, во-первых, по мере прохождения через образец импульса накачки [17,18], во-вторых, в фиксированный момент времени накачки по мере изменения ее интенсивности [19].

Одной из возможных причин обнаруженного сглаживания модуляции можно предположить экранирование e -ЛО-взаимодействия. Насколько известно авторам, представление об изменении экранирования e -ЛО-взаимодействия при возрастании плотности ЭДП еще нельзя считать устоявшимся. В ряде работ, приведенных в обзоре [32], получалось, что e -ЛО-взаимодействие экранируется при $n \geq 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. С этим не согласовывались результаты экспериментов [12,13,24], где признаки e -ЛО-взаимодействия проявлялись соответственно при $n = 9 \cdot 10^{18}$, $3 \cdot 10^{18}$ и $1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Последнее значение n не приводилось в [24], а вычислено теперь из перенормировки ширины запрещенной зоны, для чего E_g определялась по длинноволновому краю спектра излучения.

Давалось два различных объяснения представленному выше кажущемуся противоречию. Из расчетов [33], в которых распределение ЭДП предполагалось фермиевским, следовало, что при температурах ЭДП $kT_c \gg \hbar\omega_{\text{LO}}$ e -ЛО-взаимодействие должно экранироваться при плотности ЭДП $5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, а при низких

температурах при $5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. В работе [13] для объяснения полученных в ней экспериментальных результатов предполагалось, что экранирование e -ЛО-взаимодействия не могло сформироваться пока распределение ЭДП оставалось нефермиевским.

В условиях наших опытов пикосекундное стимулированное излучение возникает при плотности ЭДП не менее $1.1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$ [2], и во время излучения ЭДП является горячей [8,29 и др.]. Поэтому выводам [33] качественно не противоречит наблюдаемое сглаживание модуляции при увеличении плотности ЭДП (увеличении W_{ex}) в области 1. С другой стороны, то, что в области 2 модуляция проявляется при гораздо больших плотностях ЭДП, чем в области 1, не противоречит предположению [13] согласно следующему. По мере роста плотности ЭДП, сопровождаемого усилением излучения, усиливается энергетический транспорт электронов ко дну зоны проводимости, распределение ЭДП отклоняется от фермиевского, должна возникать автоволна обеднения заселенностей [10]. Это должно приводить к ослаблению или разрушению экранирования и тем способствовать образованию модуляции. Не исключено, что это же является причиной того, что не до конца сглаживалась модуляция в области 1. Таким образом, результаты опытов не противоречат двум объяснениям [13,33] проявления e -ЛО-взаимодействия в плотной ЭДП и скорее говорят о возможной совместности, или взаимодополняемости, этих объяснений.

Вероятность перехода электрона на дно зоны путем излучения ЛО-фононов тем меньше, чем больше число фононов он должен излучить. В этом отношении характер сглаживания модуляции зависимости $A_n = f(\hbar\omega_{\text{ex}})$, начинающегося с ее коротковолнового края, не противоречит представлению о роли излучения электронами ЛО-фононов в формировании наблюдавшейся модуляции. Заметим, что аналогично, начиная с коротковолнового края зависимости, сглаживалась вызванная e -ЛО-взаимодействием модуляция: а) спектра поглощения при фиксированной $\hbar\omega_{\text{ex}}$ в [34], б) зависимости от $\hbar\omega_{\text{ex}}$ просветления для света с фиксированной частотой в [24]. В случаях а) и б) сглаживание происходило при увеличении положительной задержки зондирующего (поглощение и просветление) импульса относительно импульса накачки, чему должно соответствовать ослабление собственного стимулированного излучения GaAs, так что по природе это близко к наблюдавшемуся теперь сглаживанию в области 2.

Поскольку измерялись спектры пикосекундного излучения, интегральные по времени, модуляцию, происходившую во время накачки, могли несколько маскировать как релаксирующее после накачки излучение, так и изменения конфигурации обеднения на дне зоны во время накачки. Кроме того, уменьшение вероятности перехода электрона на дно зоны путем излучения ЛО-фононов должно ослаблять ОПЭ и, видимо, приводить к уширению интервала ξ , например, из-за электрон-электронного взаимодействия. Возможно, с перечислен-

ными обстоятельствами связано то, что на зависимости $A_n = f(\hbar\omega_{ex})$ интервалы между выступами начинали слегка отличаться от Δ по мере увеличения W_{ex} , и то, что на графике зависимости для $W_{ex} = 0.1$ и 0.2 отн. ед. самый коротковолновый выступ имеет более размазанную форму по сравнению с двумя другими выступами. Предположение, что при образовании модуляции, по мере возрастания плотности ЭДП электроны начинали излучать не ЛО-фононы, а плазмоны, неприемлемо. Так как тогда плотность ЭДП должна быть меньше той, при которой в GaAs возникает стимулированное излучение.

Немонотонность среднего (т.е. без учета модуляции) хода зависимости $\delta\hbar\omega_s = f(\hbar\omega_{ex})$ усиливалась попутно с развитием модуляции и этой зависимости, и $A_n = f(\hbar\omega_{ex})$. В случае немонотонности максимальное значение $\delta\hbar\omega_s$ было близко к Δ . Эти два обстоятельства позволяют предполагать, что одной из возможных причин появления немонотонности может быть модуляция спектра поглощения, сужающая область усиления. В целом модуляция спектра фундаментального поглощения света и потери собственного излучения в образце могут существенно ограничивать ширину спектра излучения. Учитывая, что интенсивность излучения может достигать $\sim 10^8$ Вт/см² [31], потери могут иметь нелинейный характер. Но только ли названное способствует немонотонности $\delta\hbar\omega_s = f(\hbar\omega_{ex})$ и ограничивает $\delta\hbar\omega_s$ величиной Δ , или имеются и другие причины, можно установить с помощью дальнейших экспериментов, которые способствовали бы и дальнейшему уточнению физического механизма наблюдавшейся модуляции.

С прикладной точки зрения полученные экспериментальные результаты дают представление о нетривиальном характере изменения ширины и амплитуды спектра излучения при изменении: а) энергетического уровня зоны проводимости, на который накачиваются носители; б) интенсивности накачки; в) потерь излучения в образце. Такое представление целесообразно иметь при создании мощных полупроводниковых суперлюминесцентных диодов и пикосекундных лазеров.

4. Приглашение к сотрудничеству

В течение продолжительного времени авторы публикуют результаты исследований процессов взаимодействия GaAs с собственным интенсивным пикосекундным стимулированным излучением и влияния этих процессов на собственное излучение. Для продолжения исследований необходимы новые гетероструктуры (с антиотражающим покрытием). Авторы будут очень признательны за предложения кооперации для дальнейших исследований от коллег, которые смогут изготавливать требуемые гетероструктуры.

Авторы глубоко признательны за поддержку исследований Ю.В. Гуляеву, Н.А. Кузнецову и В.А. Черепенину и за модернизацию блока автоматизированного управления экспериментом С.А. Сапецкому.

Приятно отметить, что хорошо зарекомендовал себя высокостабильный пикосекундный YAG-лазер отечественного производства PL PDP1-300 (компания „Синхро-Тех“), использовавшийся в системе накачки параметрического генератора света.

Список литературы

- [1] Н.Н. Агеева, И.Л. Броневои, Е.Г. Дядюшкин, Б.С. Явич. Письма ЖЭТФ. **48**, 252 (1988).
- [2] N.N. Ageeva, I.L. Bronevoi, E.G. Dyadyushkin, V.A. Mironov, S.E. Kumekov, V.I. Perel'. Sol. St. Commun., **72**, 625 (1989).
- [3] I.L. Bronevoi, A.N. Krivonosov. Sol. St. Commun., **94**, 363 (1995).
- [4] И.Л. Броневои, А.Н. Кривоносов. ФТП, **32** (5), 537 (1998).
- [5] *Физика полупроводниковых лазеров*, под ред. Х. Такумы (М., Мир, 1989).
- [6] Х. Кейси, М. Паниш. Лазеры на гетероструктурах (М., Мир, 1981).
- [7] I.L. Bronevoi, A.N. Krivonosov, V.I. Perel'. Sol. St. Commun., **94**, 805 (1995).
- [8] Н.Н. Агеева, И.Л. Броневои, А.Н. Кривоносов, С.Е. Кумеков, С.В. Стеганцов. ФТП, **36** (2), 144 (2002).
- [9] Н.Н. Агеева, И.Л. Броневои, А.Н. Кривоносов, Т.А. Налет, С.В. Стеганцов. ФТП, **41** (12), 1418 (2007).
- [10] N.N. Ageeva, I.L. Bronevoi, D.N. Zabegaev, A.N. Krivonosov. Phys. Status Solidi C, **8** (4), 1211 (2011).
- [11] R.F. Leheny, J. Shah, R.L. Fork, C.V. Shank, A. Migus. Sol. St. Commun., **31**, 809 (1979).
- [12] C.L. Collins, P.Y. Yu. Sol. St. Commun., **51**, 123 (1984).
- [13] J.A. Kash, J.C. Tsang, J.M. Hvam. Phys. Rev. Lett., **54**, 2151 (1985).
- [14] W.H. Knox, C. Hirlimann, D.A.B. Miller, J. Shah, D.S. Chemla, C.V. Shank. Phys. Rev. Lett., **56**, 1191 (1986).
- [15] J.L. Oudar, D. Hulin, A. Migus, A. Antonetti, F. Alexandre. Phys. Rev. Lett., **55**, 2074 (1985).
- [16] В.Ф. Гантмахер, Б.И. Левинсон. *Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках* (М., Наука, 1984) с. 343, табл. П5.
- [17] Н.Н. Агеева, И.Л. Броневои, А.Н. Кривоносов, С.В. Стеганцов. ФТП, **40** (7), 806 (2006).
- [18] Н.Н. Агеева, И.Л. Броневои, А.Н. Кривоносов, Т.А. Налет. ФТП, **42** (9), 1053 (2008).
- [19] Н.Н. Агеева, И.Л. Броневои, Д.Н. Забегаев, А.Н. Кривоносов. ФТП, **44** (10), 1328 (2010).
- [20] J.S. Blakemore. J. Appl. Phys., **53**, R123 (1982).
- [21] W.F. Brinkman, T.M. Rice. Phys. Rev. B, **7**, 1508 (1973).
- [22] О. Маделунг. *Теория твердого тела* (М., Наука, 1980).
- [23] S. Adachi. J. Appl. Phys., **58**, R1 (1985); Landolf–Bronstein. Tables, **17a**, ed. by O. Madelung (1982).
- [24] И.Л. Броневои, А.Н. Кривоносов. ФТП, **33** (1), 13 (1999).
- [25] И.Л. Броневои, А.Н. Кривоносов. ФТП, **32** (5), 542 (1998).
- [26] *Параметрические генераторы света и пикосекундная спектроскопия*, под ред. А. Пискарскаса (Вильнюс, Мокслас, 1983).
- [27] Н.Н. Агеева, И.Л. Броневои, А.Н. Кривоносов, С.Е. Кумеков, Т.А. Налет, С.В. Стеганцов. ФТП, **39** (6), 681 (2005).
- [28] J. Shah, R.F. Leheny, C. Lin. Sol. St. Commun., **18**, 1035 (1976).
- [29] И.Л. Броневои, С.Е. Кумеков, В.И. Перель. Письма ЖЭТФ, **43**, 368 (1986).

- [30] Н.Н. Агеева, И.Л. Броневои, А.Н. Кривоносов. ФТП, **35** (1), 65 (2001).
- [31] Н.Н. Агеева, И.Л. Броневои, Д.Н. Забегаяев, А.Н. Кривоносов. ФТП, **44** (9), 1157 (2010).
- [32] D.N. Mirlin, V.I. Perel'. In: *Spectroscopy of Nonequilibrium Electrons and Phonons*, ed. by C.V. Shank, B.P. Zakharchenya (Elsevier Science Publishers B.V., 1992) p. 269.
- [33] С.Е. Кумеков. ФТП, **42** (8), 938 (2008).
- [34] I.L. Bronevoi, A.N. Krivonosov, T.A. Nalet. Sol. St. Commun., **98**, 903 (1996).

Редактор Л.В. Беляков

Transformation of picosecond stimulated emission spectrum from GaAs accompanied by signs of electron-phonon interaction

N.N. Ageeva, I.L. Bronevoi, D.N. Zabegaev, A.N. Krivonosov

Kotel'nikov Institute of Radioengineering and Electronics,
Russian Academy of Sciences,
125009 Moscow, Russia

Abstract Non-monotonous change of GaAs emission spectrum width with pump photon energy $\hbar\omega_e$ variation was revealed under condition of fixed energy W_{ex} of the picosecond pump pulse that invokes emission. In the case of non-monotonous change, the maximal spectrum width was found close to parameter Δ defined by longitudinal optical (LO) phonon energy as well as the masses of electron and heavy hole. With an increase of non-monotony of the dependence $\delta\hbar\omega_s = f(\hbar\omega_{ex})$, modulation of this dependence as well as of the dependence of spectrum amplitude versus $\hbar\omega_{ex}$ declared itself. The modulation had signs of connection with electron-LO-photon interaction. The observed evolution of the modulation didn't contradict the published assumptions on development and destruction of electron-LO-phonon interaction screening for dense electron-hole plasma. The level of emission losses in the sample influenced the modulation and the non-monotony.