

УДК 537.311.322

## ДИНАМИКА РАЗМЕРНОГО РЕЗОНАНСА СОБСТВЕННОГО СТИМУЛИРОВАННОГО ПИКΟΣЕКУНДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ГЕТЕРОСТРУКТУРЕ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}-\text{GaAs}-\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ , В КОТОРОЙ ЭТО ИЗЛУЧЕНИЕ НАВОДИТ ФОТОННЫЙ КРИСТАЛЛ И ОСЦИЛЛЯЦИИ НАСЕЛЕННОСТИ ЭЛЕКТРОНОВ

© 2024 г. Н. Н. Агеева<sup>а</sup>, И. Л. Бронева<sup>а, \*</sup>, А. Н. Кривонос<sup>а</sup><sup>а</sup>Институт радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН,  
ул. Моховая, 11, стр. 7, Москва, 125009 Российская Федерация

\*E-mail: bil@cplire.ru

Поступила в редакцию 26.09.2023 г.

После доработки 17.10.2023 г.

Принята к публикации 27.10.2023 г.

Обнаружено коррелированное влияние размерного резонанса на параметры огибающей импульса спектральной компоненты стимулированного пикосекундного излучения гетероструктуры  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}-\text{GaAs}-\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ , которое наводит брэгговскую решетку населенности электронов в активной области слоя GaAs, делая последнюю фотонным кристаллом, и возбуждает осцилляции населенности со временем. Установлено, что чаще новый изучаемый вид размерного резонанса — это следствие закона минимальной диссипации.

*Ключевые слова:* Динамика, размерный резонанс, гетероструктура, стимулированное пикосекундное излучение, фотонный кристалл, осцилляции населенности электронов в полупроводнике, модуляция излучения, закон минимальной диссипации

DOI: 10.31857/S0033849424070106, EDN: NYQSTR

### ВВЕДЕНИЕ

Интенсивное стимулированное пикосекундное излучение (далее — излучение) возникает в слое GaAs гетероструктуры  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}-\text{GaAs}-\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  в начале оптической мощной пикосекундной накачки слоя. Излучение наводит брэгговскую решетку населенности электронов (создает распределенный брэгговский отражатель, РБО) в активной области слоя, тем самым превращая область в активный фотонный кристалл. Излучение также возбуждает осцилляции населенности электронов с частотой 0.1...1 ТГц, зависящей от интенсивности излучения. Подробнее см. в обзоре [1]. В работе [2] на зависимостях интегральной по времени энергии спектральной компоненты излучения от расстояния  $Y$  центра активной области до торца гетероструктуры, из которого выходило наружу измерявшееся излучение, были обнаружены локальные максимумы (ЛМ). В работе [3] это явление исследовали, измеряя зависимости от  $Y$  интегральной по времени энергии всего спектра излучения и энергии спектральных компонент излучения. Зависимости были измерены при избранных значениях энергии накачки  $W_{ex}$ . Выделявшиеся среди

прочих своей величиной ЛМ, возникавшие при некоторых сочетаниях  $Y$  и  $W_{ex}$ , представляли, как выяснилось, размерные резонансы (РР) нового типа. Вообще РР — это локальное усиление физического явления, возникающее при определенных соотношениях между геометрическими параметрами протекающих физических процессов и образца. В [3] эмпирически были установлены условия, при которых образуются обнаруженные РР. В основном это условия кратности отношений названных геометрических параметров. При этом было не до конца ясным, чем вызвана добавка энергии при таких условиях, т.е. РР. Неизвестно было и то, как при этой добавке меняются параметры огибающей импульса излучения, т.е. параметры изменения интенсивности излучения в реальном времени  $t$ . Данная работа позволила продвинуться в решении этих вопросов. В ней при фиксированном  $Y$ , удовлетворяющем одному из условий образования РР, экспериментально исследовано изменение с  $W_{ex}$  параметров огибающей  $I_s(t)$  спектральной компоненты излучения ( $I_s$  — интенсивность компоненты). Обнаружены модуляции измеренных зависимостей, вызванные РР, и корреляции между ними.

Они же позволили установить, что два из трех исследуемых РР — это проявление закона минимальной диссипации. Согласно этому закону при вероятности развития процесса в некотором множестве термодинамически допустимых направлений реализуется то, которое обеспечивает минимум рассеяния энергии, или минимум диссипативных потерь. Добавим, что были выполнены и измерения огибающей спектральной компоненты излучения при различных  $Y$  и фиксированной  $W_{\text{ex}}$ . Они дали прямое экспериментальное подтверждение ранее сделанной оценки одного из главных параметров зигзагообразных траекторий движения излучения в гетероструктуре, изначально задаваемого РБО. А это еще и означало, что граничные условия для образования РБО, установленные ранее [1], соответствовали минимальной диссипации.

## 1. ЭКСПЕРИМЕНТ

Эксперименты выполнялись на спектрофотохронометрическом лазерном пикосекундном комплексе, описанном в [1]. 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 1.3:1.5:1.2 мкм. Часть площади гетероструктуры, включая один ее торец, была освобождена от подложки. Эту часть окаймляла с трех сторон, как рама, оставшаяся часть подложки (рис. 1). Концентрации донорных и акцепторных примесей в гетероструктуре не превышали  $10^{15} \text{ см}^{-3}$ . Слои  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$

предназначены для стабилизации поверхностной рекомбинации и механической прочности и прозрачны для света, используемого в эксперименте.

Слой GaAs подвергался оптической накачке (*excitation*) мощным световым импульсом длительностью на полувысоте (FWHM)  $\approx 10$  пс и с энергией фотона 1.56 эВ. Диаметр (FWHM) луча накачки и создаваемой ею активной области слоя GaAs равнялся  $D_{\text{ex}} \approx 0.5$  мм. Расстояние центра активной области до освобожденного от подложки торца гетероструктуры, излучение из которого исследовалось, исходно составляло  $Y_0 \approx 1$  мм. Уже в начале накачки в слое GaAs возникло интенсивное стимулированное пикосекундное излучение (подробнее см. [4]). Часть излучения, выходящего из торца гетероструктуры и расположенного в максимуме диаграммы направленности, попадала в кварцевый световод, по которому транспортировалась к входной щели двойного спектрографа. Промежуточная щель между первой и второй ступенями спектрографа была раскрыта так, чтобы пропускать компоненту излучения спектральной шириной 5 мэВ с максимумом при  $\hbar\omega = 1.384$  эВ (далее —  $s$ -компонента). Спектрограф был в режиме вычитания дисперсии, чтобы на выходе из него  $s$ -компонента имела ту же форму огибающей, что и на входе. Изменение интенсивности  $I_s$  со временем выделенной таким образом  $s$ -компоненты преобразовывалось в скоростной электронно-оптической камере (ЭОК) в изменение интенсивности света в пространстве, регистрировавшееся прибором с зарядовой связью (ПЗС-камерой). Полученное таким образом представление огибающей  $I_s(t)$   $s$ -компоненты далее называется хронограммой.

Сначала измерили при нескольких фиксированных  $W_{\text{ex}}$  хронограммы  $s$ -компоненты в функции от сдвига  $\delta Y$  образца относительно его исходного положения. Положительный сдвиг  $\delta Y$  приближал активную область к торцу образца. Энергия  $W_{\Sigma}$   $s$ -компоненты определялась по площади хронограммы и тем самым была тоже параметром огибающей. Из этих измерений определили значение  $\delta Y \approx 110$  мкм, при котором наблюдался один из ЛМ на зависимости  $W_{\Sigma}(\delta Y)$ . Сохраняя далее фиксированным расстояние  $Y \approx Y_0 - 0.11$  мм = 0.89 мм, были измерены хронограммы  $s$ -компоненты излучения при различных  $W_{\text{ex}}$ . Обнаружилось следующее.

Зависимость максимальной интенсивности  $I_s^{\text{max}}$   $s$ -компоненты (максимума хронограммы) от энергии  $W_{\text{ex}}$  модулирована ЛМ, разделенными интервалами  $\Delta W_{\text{ex}} = 0.46$  и  $0.41$  отн.ед. (рис. 2, кривая 1). Подобно и скоррелированно с ней была модулирована зависимость  $W_{\Sigma}(W_{\text{ex}})$  (кривая 2). Немонотонно спадающими оказались зависимости длительности хронограммы на полувысоте  $T_{1/2}(W_{\text{ex}})$  (кривая 3) и момента времени, на который приходится максимум хронограммы,  $t_{\text{max}}(W_{\text{ex}})$  (кривая 4).

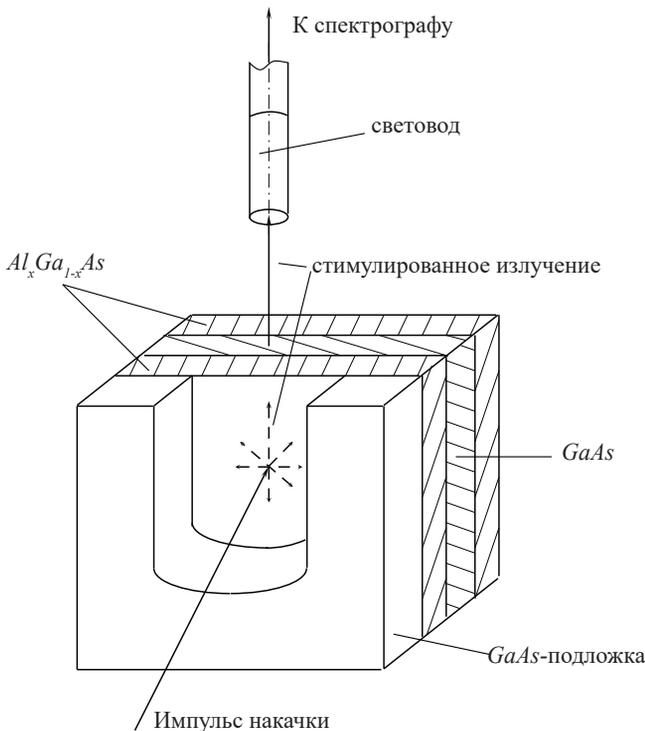
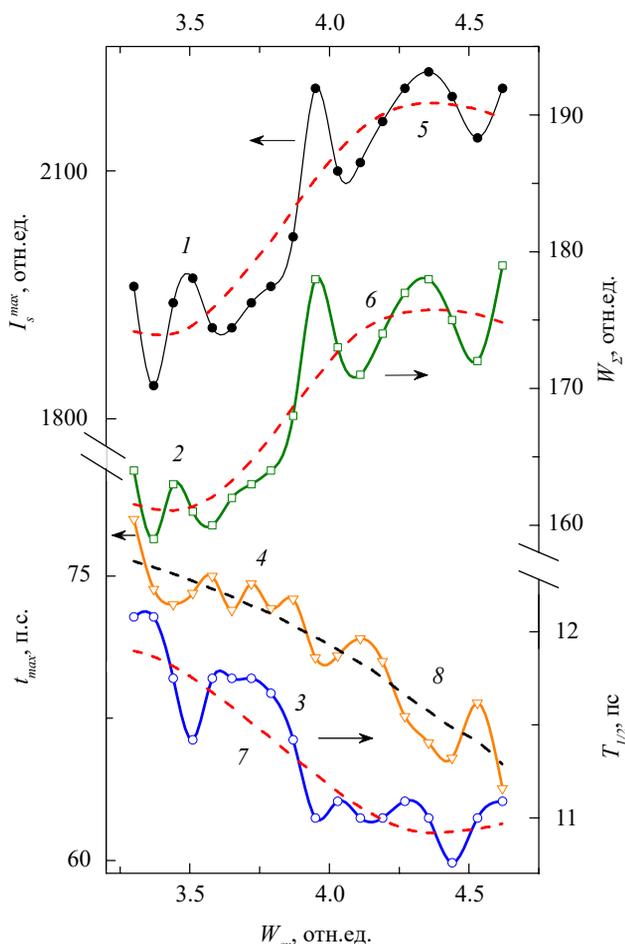
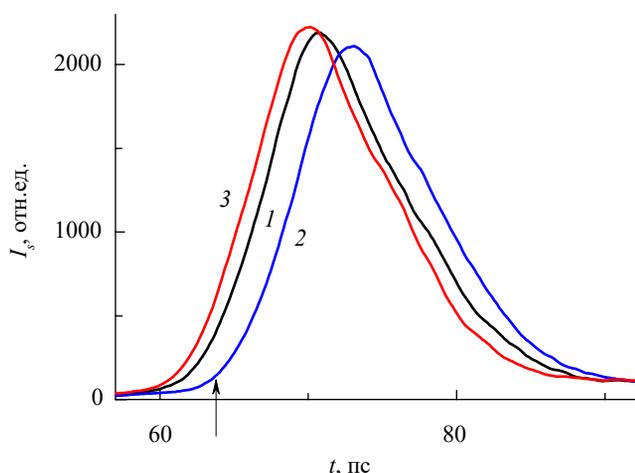


Рис. 1. Схема эксперимента.



**Рис. 2.** Зависимость от энергии накачки  $W_{ex}$  при  $\delta Y = 110$  мкм: кривая 1 — максимальной интенсивности  $I_s^{max}$  спектральной ( $\hbar\omega = 1.384$  эВ) компоненты излучения ( $s$ -компоненты); кривая 2 — энергии  $s$ -компоненты  $W_\Sigma$ , пропорциональной и поэтому определенной по площади под хронограммой; кривая 3 — длительности  $s$ -компоненты на полувысоте  $T_{1/2}$ ; кривая 4 — момента времени  $t_{max}$ , в который достигается максимум огибающей  $s$ -компоненты; кривые 5–8 — соответственно гладкие составляющие зависимостей 1–4.



**Рис. 3.** Хронограммы  $s$ -компоненты для различных энергий накачки:  $W_{ex} = 3.95$  (1), 4.11 (2) и 4.36 отн. ед. (3); вертикальная стрелка — см. пояснение в тексте.

При той  $W_{ex}$ , при которой на зависимости  $W_\Sigma(W_{ex})$  располагается локальный минимум, излучение разгорается позже и интенсивность  $I_s^{max}$  меньше, чем при энергии  $W_{ex}$ , при которой расположен соседний ЛМ. Это иллюстрирует сравнение на рис. 3 хронограммы 2, измеренной при  $W_{ex} = 4.11$  отн. ед., при которой расположен локальный минимум на зависимости  $W_\Sigma(W_{ex})$ , с хронограммами 1 и 3 при энергиях  $W_{ex} = 3.95$  отн. ед. и 4.36 отн. ед., соответственно, при которых образовывались ЛМ.

Зависимость времени  $t_{max}$  от сдвига  $\delta Y$  при энергии  $W_{ex} = 3.46$  отн. ед., при которой наблюдается ЛМ на зависимости  $W_\Sigma(W_{ex})$ , оказалась тоже осциллирующей (рис. 4, кривая 1). Кроме того, при  $\delta Y = 80$  мкм, где на зависимости  $\Delta t_{max}(\delta Y)$  имеется локальный минимум, излучение еще и разгорается раньше, чем при  $\delta Y = 85$  мкм, при котором на той же зависимости располагается локальный максимум (соседний с этим минимумом). Это очевидно из сравнения хронограмм, измеренных при указанных  $\delta Y$  и представленных на вставке к рис. 4.

## 2. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Как и в [3], будем считать локальное усиление энергии  $W_\Sigma$  на ее зависимостях от  $\delta Y$  и теперь еще от  $W_{ex}$  проявлением РР. Полученное в [3] представление об условиях образования РР было, вкратце, следующим. Осцилляции инверсной населенности электронов, возбуждаемые в поле излучения, приводят к модуляции излучения. В итоге в активной области образуется модуляция излучения и населенности электронов в форме цилиндрической стоячей волны с периодами  $L_o$  в пространстве и  $T_o$  во времени:

$$L_o = T_o c_0 / n_g, \tag{1}$$

где  $T_o = F^{-1}$  ( $F$  — частота осцилляций населенности электронов, представленная в [1]),  $c_0$  — скорость света в вакууме,  $n_g \approx 5.1$  — групповой показатель преломления для GaAs (далее стоячая волна населенности —  $f$ -волна). Модуляция излучения ранее подтверждена косвенными методами, измерения ее в реальном времени пока технически нам доступны при  $T_o$ , больших, чем в этих экспериментах [1].

В волноводной гетероструктуре, в которой излучением наведен РБО, измеряемое излучение движется из активной области к торцу по двум зигзагообразным траекториям (далее —  $z$ -траектории), наклоненным под углом  $\beta$  к гетерограницам [1, рис. 5а]. Угол  $\beta$  задается граничными условиями, при которых образуется РБО, и определяется соотношением

$$\sin\beta = k\lambda_0 / 2n_0d, \tag{2}$$

где  $\lambda_0$  — длина волны (в вакууме) той наиболее интенсивной в активной области спектральной

компоненты излучения, которая создает РБО,  $n_0$  — показатель преломления GaAs,  $d$  — толщина слоя GaAs, а  $k$  — целое число. Примем для оценки, как в [1], что  $k = 1$ ,  $\lambda_0 = 0.886$  мкм для спектральной моды с энергией фотона  $\hbar\omega_0 = 1.40$  эВ,  $n_0 = 3.6$  для GaAs при температуре решетки  $T_R \approx 300$  К,  $d = 1.5$  мкм. Получаем  $\beta \approx 4.7^\circ$ . Упомянутое выше граничное условие образования РБО состоит в следующем. Каждой точке пересечения одной  $z$ -траектории с гетерограницей соответствует симметрично расположенная точка пересечения второй  $z$ -траектории с другой гетерограницей, так что обе указанные точки лежат на противоположных концах нормали к гетерограницам. Интервал  $L_i$  между соседними точками пересечения  $z$ -траекторий между собой по оценке равен

$$L_i = d/\text{tg}\beta \approx 18 \text{ мкм.} \quad (3)$$

Условия возникновения РР связывали названные выше параметры и были следующими:

1) точка пересечения  $z$ -траекторий, последняя перед выходом излучения из гетероструктуры, лежит на ее торце,

2) период  $L_o$  является кратным интервалу  $L_i$ :

$$L_o = mL_i, \quad (4)$$

3) удвоенная длина интервала между центром активной области и торцом гетероструктуры равна целому нечетному числу полупериодов  $L_o/2$ :

$$2(Y_0 - \delta Y) = (m + 0.5)L_o, \quad (5)$$

где  $m$  — целое число.

Названные условия и по отдельности вызывали РР.

Перейдем к экспериментальным результатам данной работы. Зависимость  $t_{\max}(\delta Y)$  (рис. 4, кривая 1) можно разложить на гладкую (2) и модуляционную (3) составляющие. Гладкая составляющая — это артефакт, дрейф момента запуска развертки ЭОК. Модуляционная составляющая  $\Delta t_{\max}(\delta Y)$ , т.е. разность экспериментальной зависимости  $t_{\max}(\delta Y)$  и ее гладкой составляющей, представляет то, какой была бы зависимость  $t_{\max}(\delta Y)$  без ее искажения из-за дрейфа запуска развертки.

Таким образом, зависимость  $\Delta t_{\max}(\delta Y)$  определяется уже только физическими процессами в образце. Она, как видно из рис. 4, оказывается осциллирующей с периодом  $17...17.5$  мкм  $\approx L_i$ . Пример того различия хронограмм, которое должно быть из-за таких осцилляций, как на зависимости  $\Delta t_{\max}(\delta Y)$ , показан на вставке к рис. 4. Из этого примера видно, что на  $\delta t \approx \Delta t_{\max}(\delta Y = 80 \text{ мкм}) - \Delta t_{\max}(\delta Y = 85 \text{ мкм})$  сдвигается во времени не только максимум хронограммы, но и ее фронт. Следовательно, и «момент» разгорания  $s$ -компоненты осциллирует в функции

$\delta Y$  с периодом  $\approx L_i$ . Моментом разгорания  $s$ -компоненты, как и в [5], условно считаем тот (рис. 3, стрелка), на который приходилась максимальная положительная кривизна на фронте хронограммы. Изменение энергии  $E$  света в активной среде обычно описывают выражением

$$\alpha - \gamma = (1/E)(dE/dt), \quad (6)$$

и, соответственно, для разгорания стимулированного (усиленного спонтанного) излучения требуется, чтобы установилось неравенство  $\alpha > \gamma$  коэффициентов  $\alpha$  усиления и  $\gamma$  потерь света. Тогда осцилляции момента разгорания  $s$ -компоненты обнаруживают осцилляции с периодом  $L_i$  коэффициента ее потерь. С полученным выводом об осцилляциях коэффициента потерь при возрастании  $\delta Y$  согласуется и приблизительная антикорреляция зависимостей  $\Delta t_{\max}(\delta Y)$  и  $\Delta W_{\Sigma}(\delta Y)$  (рис. 4, кривые 3 и 4). Последняя представляет модуляционную составляющую измеренной зависимости  $W_{\Sigma}(\delta Y)$ .

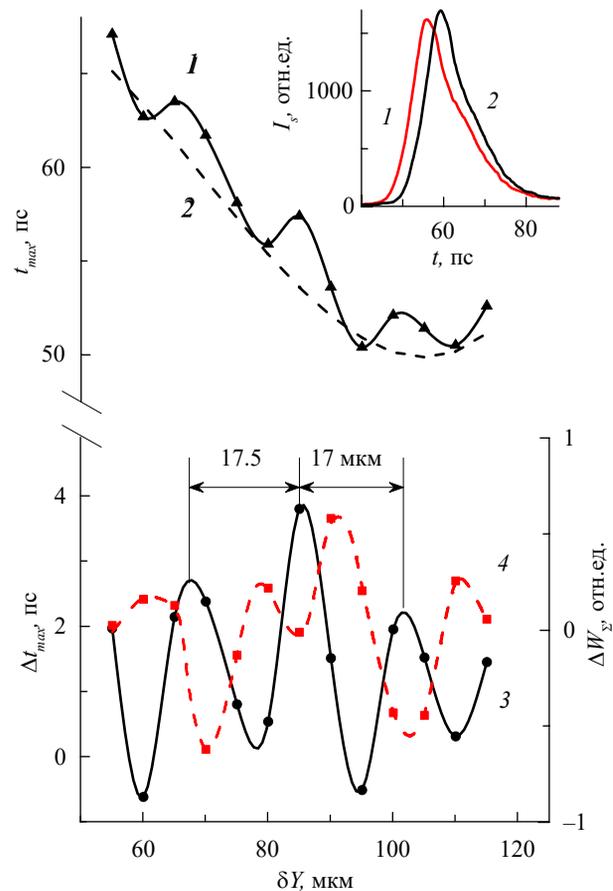


Рис. 4. Зависимость момента времени  $t_{\max}$  от уменьшения расстояния между активной областью и торцом (сдвига)  $\delta Y$  (кривая 1); гладкая (2) и модуляционная (3) составляющие зависимости  $t_{\max}$  от  $\delta Y$ ; модуляционная составляющая зависимости  $W_{\Sigma}$  от  $\delta Y$  (кривая 4). На вставке — хронограммы для  $\delta Y = 80$  (1) и 85 мкм (2).

Интервал между ЛМ на зависимости  $\Delta W_\Sigma(\delta Y)$  флуктуирует, но в среднем тоже  $\approx 17$  мкм. Покажем, что наблюдаемые антикорреляция и модуляция с периодом  $\approx L_i$  вытекают из условия 1 и способствуют пониманию возникновения РР.

Необходимость условия 1 для возникновения РР обосновывалась в [3] следующим предположением. Допустим, что точка пересечения двух симметричных  $z$ -траекторий излучения, последняя перед его выходом через торец наружу, не располагается в плоскости торца. Тогда отраженное излучение будет двигаться в активной области, в направлении от торца, уже по другим, новым траекториям. И эти траектории будут пересекаться с гетерограницами в новых точках, отличающихся от установившихся до прихода отраженного излучения. И эти новые точки уже не лежат на одной нормали с точками пересечения с гетерограницами излучения, двигающегося в направлении к торцу. Возникает расхождение с граничным условием того изначального образования РБО, которому, в соответствии с одноименным законом, сопутствовала минимальная диссипация энергии излучения, движущегося в слое GaAs. Это расхождение окажет деструктивное влияние на РБО, что должно проявиться в возрастании диссипации излучения, направляемого из активной области к указанному торцу, т.е. в возрастании потерь этой доли излучения. Из этого вытекает следующий процесс. Условие 1 будет выполняться через интервал  $L_i$  при возрастании  $\delta Y$ . Одновременно потери измеряемого излучения, а значит, и время его разгорания, и время  $\Delta t_{\max}$  будут достигать локального минимума. При этом изменения энергии  $\Delta W_\Sigma$  и времени  $\Delta t_{\max}$  должны антикоррелировать. Именно это и наблюдалось в эксперименте, давая недостававшее в [3] прямое подтверждение условия 1, и обнаруживая, что возникновение РР вызвано законом минимальной диссипации.

Указанное деструктивное влияние на РБО приводит к увеличению деструктивной (ДИ) или уменьшению конструктивной (КИ) интерференции  $s$ -компоненты в РБО. Это и есть механизм потерь  $s$ -компоненты, замедляющих ее разгорание. Такое представление согласуется с обнаруженной ранее [5] модуляцией спектра времени разгорания и дает ей объяснение. В той модуляции время разгорания для спектральных компонент с КИ относилось к минимумам осцилляций, а для компонент с ДИ — к максимумам. В среднем время разгорания возрастало от коротковолнового к длинноволновому краю спектра. В соответствии с последним деструктивное влияние на РБО сначала оказывали, отразившись от торца, более коротковолновые компоненты излучения, разгоравшиеся заметно раньше измеряемой  $s$ -компоненты. Дальнейшему уточнению механизма образования потерь способствовало бы увеличение чувствительности

измерения огибающих спектральных компонент излучения в самом их начале.

На рис. 5 представлены графики модуляционных составляющих тех зависимостей параметров  $I_s^{\max}$ ,  $W_\Sigma$ ,  $T_{1/2}$  и  $t_{\max}$  от энергии  $W_{\text{ex}}$ , которые показаны на рис. 2. Признаком того, что ЛМ на графике  $\Delta W_\Sigma(W_{\text{ex}})$  и скоррелированные с ними ЛМ на графике  $\Delta I_s^{\max}(W_{\text{ex}})$  отображают РР, является величина разделяющего их интервала  $\Delta W_{\text{ex}}$ . Примерно такое изменение энергии накачки требуется в согласии

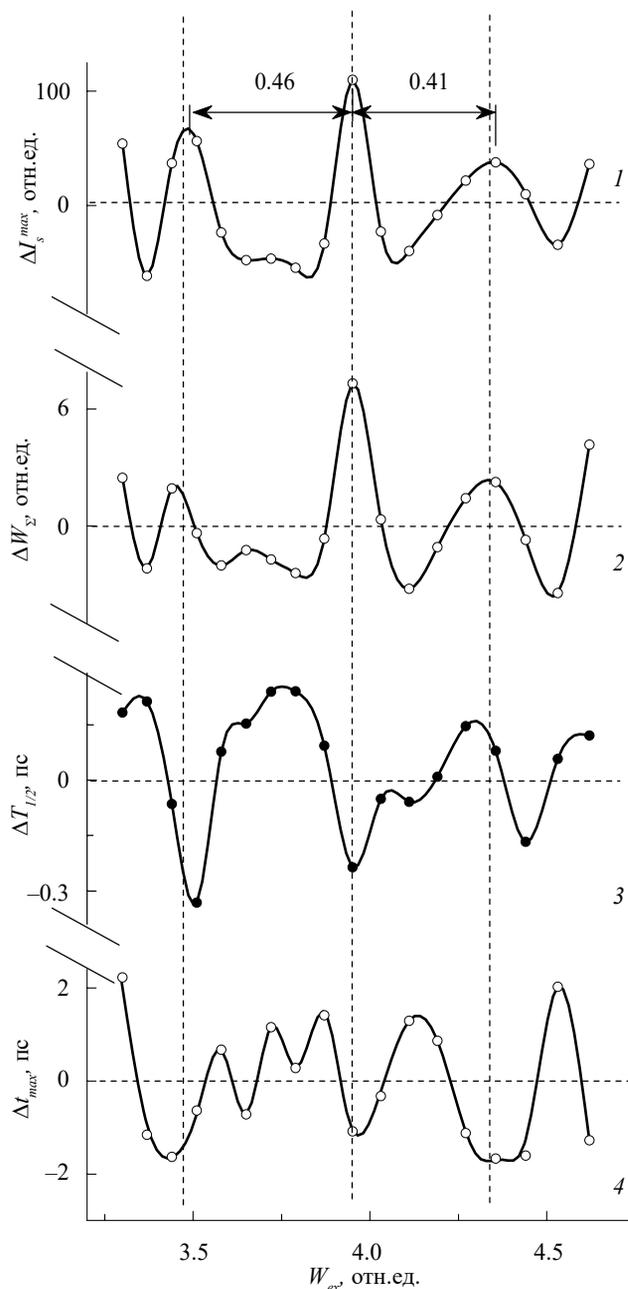


Рис. 5. Модуляционные составляющие  $\Delta I_s^{\max}(W_{\text{ex}})$  — (1),  $\Delta W_\Sigma(W_{\text{ex}})$  — (2),  $\Delta T_{1/2}(W_{\text{ex}})$  — (3) и  $\Delta t_{\max}(W_{\text{ex}})$  — (4) зависимостей, представленных на рис. 2; вертикальные линии — см. пояснения в тексте.

с [3], где по оценке  $\Delta W_{ex} \approx 0.49$  отн.ед., а экспериментально  $\Delta W_{ex} \approx 0.44 - 0.5$  отн.ед., чтобы вслед за одним РР при увеличении  $W_{ex}$  на  $\Delta W_{ex}$  возник второй РР.

Для объяснения этого в [3] предполагалось, что при РР должно быть совмещение в пространстве пучностей  $f$ -волны с какими-либо из точек пересечения  $z$ -траекторий. По оценке, сделанной в [3] и опирающейся на зависимость  $F(W_{ex})$  в [1] с учетом различия калибровки  $W_{ex}$  в [3] и в [1], указанное увеличение на  $\Delta W_{ex}$  энергии накачки нужно, чтобы уменьшение периода  $L_o$  равнялось интервалу  $L_i$ . Упрощенно это можно представить так. Чтобы те из пучностей  $f$ -волны, которые совпадали с точками пересечения  $z$ -траекторий, сместились в пространстве настолько, чтобы опять совпадать, но уже со следующими точками пересечения  $z$ -траекторий. Отсюда и вытекало условие 2, представленное формулой (4). Совпадение, видимо, нужно для того, чтобы излучение, отраженное осцилляциями показателя преломления, создаваемыми  $f$ -волной, двигалось по исходным  $z$ -траекториям.

Из сравнения хронограмм при РР (рис. 3, кривые 1 и 3) и без РР (кривая 2) очевидно, что при РР излучение разгорается раньше, чем в отсутствие РР. Следовательно, в последнем случае потери излучения возрастают. Таким образом, РР, возникающие при изменении  $W_{ex}$  и фиксированном  $\delta Y$ , тоже образуются по закону минимальной диссипации. Последнее подтверждает и антикорреляция, обнаруживаемая между зависимостями  $\Delta W_{\Sigma}(W_{ex})$  и  $\Delta t_{max}(W_{ex})$  на рис. 5. На рисунке каждый проведенный для наглядности пунктир пересекает ЛМ первой и локальный минимум второй зависимости.

Параметром огибающей  $I_s(t)$  является и время  $\delta\tau_{exp}$ , через которое излучение, пройдя через

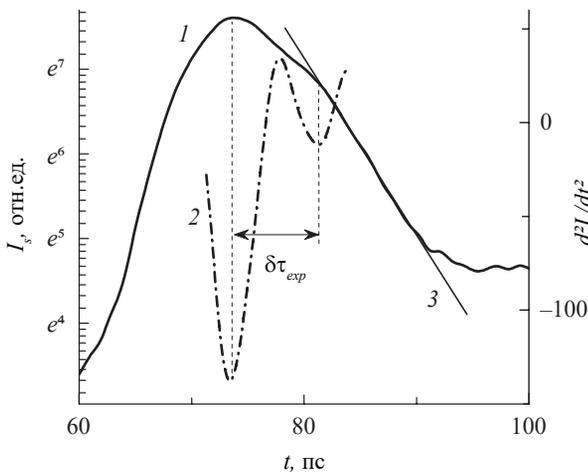


Рис. 6. Хронограмма  $s$ -компоненты в полулогарифмическом масштабе (1) и ее производная  $dI_s^2/dt^2$  (2); касательная к спаду хронограммы, подтверждающая экспоненциальный спад излучения (3).

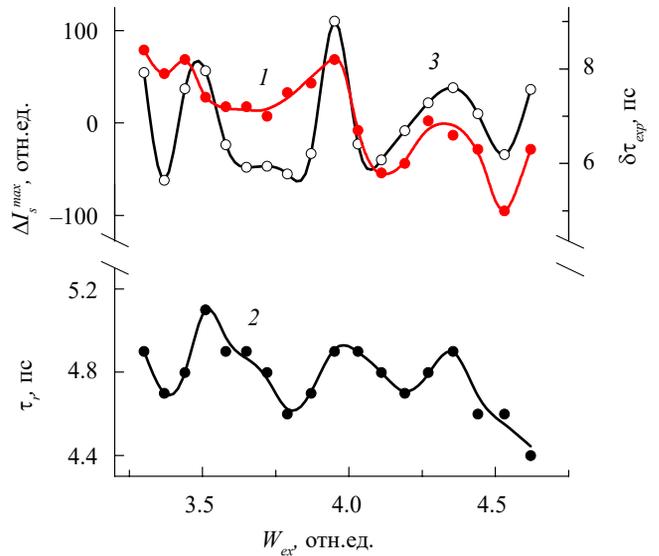
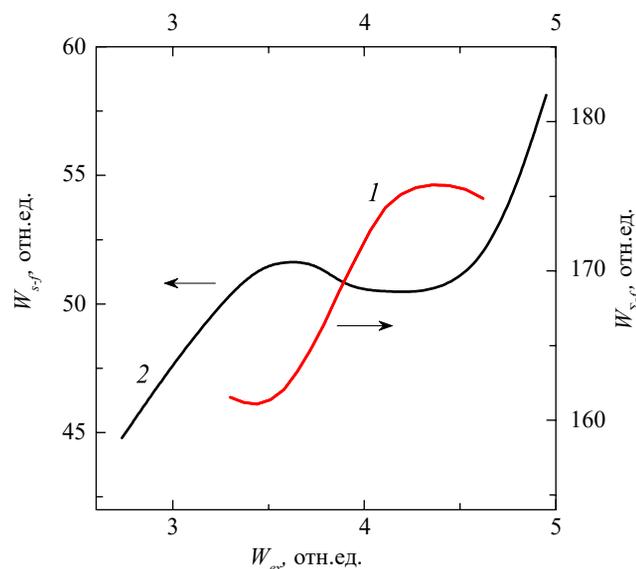


Рис. 7. Зависимости от энергии  $W_{ex}$ : кривая 1 — задержки  $\delta\tau_{exp}$  начала экспоненциальной релаксации (определение задержки  $\delta\tau_{exp}$  см. на рис. 6), кривая 2 — характерного времени  $\tau_r$  экспоненциальной релаксации  $s$ -компоненты, кривая 3 — величины  $\Delta I_s^{max}$  (3).

максимум, начинает релаксировать экспоненциально с характерным временем  $\tau_r$  — еще одним параметром. Время  $\delta\tau_{exp}$  определялось как интервал между двумя минимумами производной  $dI_s^2/dt^2$  (рис. 6). Положение на хронограмме  $I_s(t)$  второго минимума производной полагалось началом экспоненциальной релаксации компоненты, и время  $\tau_r$  определялось по наклону касательной 3 к спаду хронограммы. Обнаруживается, что ЛМ на зависимостях  $\delta\tau_{exp}(W_{ex})$ ,  $\tau_r(W_{ex})$  и  $\Delta I_s^{max}(W_{ex})$ , скоррелированы (рис. 7, кривые 1–3). Согласно [4] времена  $\delta\tau_{exp}$  и  $\tau_r$  возрастают с увеличением нагрева носителей. Поскольку нагрев, вызванный поглощением излучения свободными носителями, меняется с  $W_{ex}$  соответственно изменению  $I_s^{max}$  с  $W_{ex}$ , то это и приводит к корреляции. А она подтверждает, что ЛМ на зависимостях  $\delta\tau_{exp}(W_{ex})$  и  $\tau_r(W_{ex})$ , как и на зависимости  $\Delta I_s^{max}(W_{ex})$ , вызваны РР.

На рис. 8 (кривая 1) зависимость  $W_{\Sigma-f}(W_{ex})$  является гладкой составляющей зависимости  $W_{\Sigma}(W_{ex})$  при  $\delta Y = 110$  мкм. Она просто повторяет кривую 6 из рис. 2. Кривая 2 представляет зависимость энергии  $W_{s-f}$   $s$ -компоненты от  $W_{ex}$ , измеренную в [3] при  $\delta Y = 160$  мкм. Спектральная ширина измеренной в [3]  $s$ -компоненты была существенно уже измеренной в нашей работе, что связано с различием способов измерений. Кривые 1 и 2 волнообразно модулированы, и их модуляции антикоррелируют. В [3] волнообразная форма кривой 2 объяснялась следующим. Пусть при какой-то  $W_{ex}$  получается, что отраженное от торца гетероструктуры модулированное излучение движется в активной среде так, что в местоположениях и в момент максимумов инверсной



**Рис. 8.** Гладкая составляющая  $f$  зависимости от энергии накачки  $W_{ex}$  энергии  $W_{s-f}$   $s$ -компоненты при  $\delta Y = 110$  мкм (кривая 1) и энергии  $W_{s-f}$   $s$ -компоненты, измеренной в [3] при  $\delta Y = 160$  мкм (кривая 2).

населенности  $f$ -волны оказываются минимумы интенсивности модулированного отраженного излучения. Тогда генерируемое, движущееся к торцу излучение усилится в активной среде максимально. Это требует выполнения условия 3 (5). Если же, меняя  $W_{ex}$ , изменить частоту  $F$  и, соответственно, период  $L_o$  так, чтобы локальным максимумам инверсной населенности соответствовали локальные максимумы модулированного отраженного излучения, то энергия выходящего из торца излучения станет минимальной. Это потребует выполнения условия

$$2(Y_0 - \delta Y) = mL_o. \quad (7)$$

По приведенным в [3] оценкам для измерений с  $\delta Y = 160$  мкм было получено, что при  $W_{ex} = 3.42$  отн. ед. волнообразная модуляционная составляющая зависимости  $W_{s-f}(W_{ex})$  имела «максимум», период  $L_{o-1} = 196$  мкм и выполнялось условие 3 (5). Соответственно, там возникал РР, но более широкий, чем при условии 2. А при  $W_{ex} = 4.38$  отн. ед., где располагался «минимум» ее модуляционной составляющей, период  $L_{o-2}$  равнялся 170 мкм и выполнялось условие (7). В данной работе измерения проводили при  $\delta Y = 110$  мкм. Такое изменение  $\delta Y$  увеличивало левую часть уравнений (5) и (7) на 100 мкм по сравнению со случаем, где  $\delta Y = 160$  мкм. В грубом приближении  $100 \text{ мкм} \sim L_{o-1}/2 \sim L_{o-2}/2$ , поэтому при  $\delta Y = 110$  мкм условие (5) должно выполняться при  $W_{ex} \approx 4.38$  отн. ед., а условие (7) при  $W_{ex} \approx 3.42$  отн. ед., т.е. противоположно случаю при  $\delta Y = 160$  мкм. Это объясняет, почему волнообразная модуляция, представленная

на рис. 8, антикоррелирует. Одновременно это подтверждает условие 3.

На рис. 5 кривая 3 (зависимость  $\Delta T_{1/2}(W_{ex})$ ) представляет модуляционную составляющую той зависимости  $T_{1/2}(W_{ex})$ , которая показана кривой 3 на рис. 2. О зависимости  $\Delta T_{1/2}(W_{ex})$  мы можем пока сказать лишь то, что ее локальные минимумы антикоррелируют в области  $W_{ex} \leq 4.03$  отн. ед. с ЛМ зависимостей  $\Delta I_s^{\max}(W_{ex})$  и  $\Delta W_{\Sigma}(W_{ex})$ . А при  $W_{ex} = 4.11$  отн. ед. уже ЛМ зависимостей  $\Delta T_{1/2}(W_{ex})$  коррелирует с ЛМ на зависимостях  $\Delta I_s^{\max}(W_{ex})$  и  $\Delta W_{\Sigma}(W_{ex})$ . Таким образом, экстремумы зависимости  $\Delta T_{1/2}(W_{ex})$  возникают при тех  $W_{ex}$ , при которых возникают РР. Но почему в одном диапазоне  $W_{ex}$  это минимумы, а в другом диапазоне  $W_{ex}$  максимумы, это вопрос к будущим экспериментам. Хотя можно отметить, что указанная антикорреляция наблюдается при тех  $W_{ex} = 3.46$  и  $3.95$  отн. ед. и  $L_o$ , при которых отношение  $2(Y_0 - \delta Y)/L_o$  равно 9.08 и 9.8, и оно, соответственно, ближе к целому числу, т.е. к условию (7). Наоборот, корреляция наблюдается при  $W_{ex} = 4.33$  и  $L_o$ , при которых отношение  $2(Y_0 - \delta Y)/L_o = 10.5$ , соответствует условию (5). Поэтому, возможно, процесс генерации излучения при условии (5) и (7) по-разному влияет на время  $T_{1/2}$ . Но это, как и еще некоторые пока не обсуждавшиеся особенности приведенных графиков, может быть объяснено только при дальнейших исследованиях.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

После того как в [3] были обнаружены размерные резонансы интегральной по времени энергии стимулированного пикосекундного излучения фотонакаченной гетероструктуры, в данной работе были экспериментально обнаружены локальные экстремумы параметров огибающей спектральной компоненты излучения, возникавшие при РР. Огибающая была измерена в реальном времени. ЛЭ появлялись при установлении сформулированных в [3] (и в разд. 2) для РР кратных отношений: (а) расстояния  $L_i$  между точками пересечения симметричных зигзагообразных траекторий движения излучения в гетероструктуре, задаваемых созданной излучением брэгговской решеткой населенности (фотонным кристаллом); (б) периода  $L_o$  стоячей волны населенности носителей (СВН), возбуждаемой в поле излучения; (в) расстояния  $Y$  центра активной области до торца гетероструктуры, из которого выходило измеряемое излучение. Это напоминает закон кратных отношений в химии. Еще одним условием образования РР и ЛЭ было расположение последней точки пересечения траекторий на торце гетероструктуры. Сопоставление ЛЭ, возникавших при этом условии или при кратности  $L_i$  и  $L_o$ , обнаружало, что в этих случаях уменьшались потери компоненты в гетероструктуре, и РР можно рассматривать как новое проявление закона минимальной диссипации. Потери же были связаны

с уменьшением положительной или возрастанием отрицательной обратной связи при оптической деформации создающего ее фотонного кристалла. Подтверждена интерпретация образования РР при кратности  $L_o$  и  $Y$ , основанная на разности фаз СВН и модуляции отраженного от торца излучения. Прямое экспериментальное подтверждение ранее сделанной оценки  $L_i$  доказало еще и правильность представления о траекториях движения излучения, а значит, и правильность представления о граничных условиях образования (с минимальной диссипацией) фотонного кристалла, задававшего траектории. Обнаруженное изменение параметров огибающей из-за образования РР может возникать и в полупроводниковых лазерах, предназначенных для генерации мощных пикосекундных импульсов света, что повышает актуальность исследования.

Авторы данной работы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

## ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках государственного задания Института радиотехники и электроники РАН.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Агеева Н.Н., Броневои И.Л., Кривоносов А.Н. // ЖЭТФ. 2022. Т. 162. № 6. С. 1018.
2. Агеева Н.Н., Броневои И.Л., Кривоносов А.Н. и др. // ФТП. 2005. Т. 39. № 6. С. 681.
3. Агеева Н.Н., Броневои И.Л., Кривоносов А.Н. // РЭ. 2024. Т. 69. № 2. С. 187.
4. Агеева Н.Н., Броневои И.Л., Кривоносов А.Н. // РЭ. 2023. Т. 68. № 3. С. 211.
5. Агеева Н.Н., Броневои И.Л., Забегаев Д.Н., Кривоносов А.Н. // ЖЭТФ. 2013. Т. 144. № 2. С. 227.

# DYNAMICS OF DIMENSIONAL RESONANCE OF INTRINSIC PICOSECOND EMISSION IN THE HETEROSTRUCTURE OF $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}-\text{GaAs}-\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ , IN WHICH THIS EMISSION INDUCES A PHOTONIC CRYSTAL AND OSCILLATIONS OF ELECTRON POPULATION

N. N. Ageeva<sup>a</sup>, I. L. Bronevoi<sup>a, \*</sup>, A. N. Krivonosov<sup>a</sup>

<sup>a</sup>*Kotelnikov Institute of Radioengineering and Electronics, Russian Academy of Sciences, Mokhovaya st., 11, build. 7, Moscow, 125009 Russian Federation*

\*E-mail: bil@cplire.ru

Received September 26, 2023, revised October 17, 2023, accepted October 17, 2023

A correlated effect of the size resonance on the parameters of the pulse envelope of the spectral component of stimulated picosecond emission of the  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}-\text{GaAs}-\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  heterostructure has been discovered. This emission induces a Bragg grating of electron population in the active region of the GaAs layer, making the region a photonic crystal, and excites population oscillations over time. It has been established that the new type of size resonance studied is most often a consequence of the law of minimum dissipation.

*Keywords:* Dynamics, dimensional resonance, heterostructure, stimulated picosecond emission, photonic crystal, electron population oscillations in a semiconductor, emission modulation, law of minimum dissipation