
ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРАХ

УДК 537.311.322

ИЗМЕНЕНИЯ СОБСТВЕННОГО СТИМУЛИРОВАННОГО ИНТЕНСИВНОГО ПИКОСЕКУНДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ $Al_xGa_{1-x}As$ - $GaAs$ - $Al_xGa_{1-x}As$ ИЗ-ЗА ВОЗВРАЩЕНИЯ В АКТИВНУЮ ОБЛАСТЬ ОТРАЖЕННОЙ ОТ ТОРЦА ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ ЧАСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ

© 2025 г. Н. Н. Агеева, И. Л. Броневой*, А. Н. Кривоносов

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 21.12.2023 г.

После доработки 15.02.2024 г.

Принята к публикации 20.02.2024 г.

Обнаружено гашение генерации собственного стимулированного интенсивного пикосекундного излучения гетероструктуры $Al_xGa_{1-x}As$ - $GaAs$ - $Al_xGa_{1-x}As$, выходящего из ее торца. Гашение происходит при возвращении в активную область отраженной от торца гетероструктуры части излучения. Этот новый эффект позволяет уменьшать длительность излучения вплоть до 7.5 раз.

Ключевые слова: нелинейная динамика, стимулированное пикосекундное излучение, гашение генерации излучения, гетероструктура, распределенный брэгговский отражатель, фотонный кристалл, сокращение длительности излучения

DOI: 10.31857/S0033849425010071, **EDN:** HJHWKG

ВВЕДЕНИЕ

Данная работа представляет очередной этап экспериментального исследования нелинейной динамики генерации стимулированного интенсивного пикосекундного излучения в полупроводниковой гетероструктуре. Эта область актуальна как в фундаментальном, так и в прикладном аспектах. Предшествующие результаты, известные авторам, представлены в обзорах [1, 2] и совсем недавних работах [3, 4]. Из полученных ранее результатов упомянем здесь нетривиальные свойства активной области (АО), в которой формировался обнаруженный, описываемый в настоящей работе эффект. При мощной оптической пикосекундной накачке слоя GaAs, входящего в состав указанной в заглавии гетероструктуры, в АО возникает стимулированное интенсивное пикосекундное излучение. Это излучение создает брэгговскую решетку населенности электронов (распределенный брэгговский отражатель – РБО) в пространстве АО, этим превращая ее в фотонный кристалл. РБО определяет зигзагообразные траектории движения излучения в гетероструктуре, обладающей волноводными свойствами, и модулирует спектр излучения. Также в АО в поле собственного излучения возникают осцилляции населенности электронов

во времени и в энергетическом пространстве. Излучение активно по отношению к вынужденно-му комбинационному рассеянию (ВКР). В ходе исследований генерации излучения, описанных в указанных обзорах, получили еще и объяснение некоторые нестабильности излучения полупроводниковых лазеров.

В большинстве полупроводниковых лазерных структур происходит отражение генерируемого излучения от торцевых поверхностей, выполняющих роль зеркал резонатора. Новые результаты влияния прихода отраженного излучения в активную область на генерацию в ней излучения представлены в данной работе. Они получены на примере исследования собственного стимулированного интенсивного пикосекундного излучения гетероструктуры $Al_xGa_{1-x}As$ - $GaAs$ - $Al_xGa_{1-x}As$, выходившего из ее торца в фиксированном, определенном ниже направлении. Далее это излучение будем называть для краткости *s*-излучением. Гетероструктуры, подобные указанной, используются в части полупроводниковых лазеров. Экспериментально обнаружены существенные изменения параметров *s*-излучения, возникающие при возвращении в активную область отраженной от торца гетероструктуры части *r* генерированного излучения. Изменения были выявлены при сравнении

хронограмм, т.е. изменений со временем t интенсивности I_{Σ} s -излучения и излучения накачки I_{ex} . Хронограммы были измерены в реальном времени. К изменениям параметров огибающей $I_{\Sigma}(t)$ приводили изменения: а) расстояния Y центра активной области до торца гетероструктуры; б) энергии W_{ex} пикосекундного импульса накачки. Было исследовано интегральное (Σ) по спектру s -излучение, поскольку доступные для его измерений диапазоны изменения Y и W_{ex} шире, чем для спектральных компонент излучения, благодаря большей величине сигнала и отношения сигнала/шум. Некоторая связь обнаруженного изменения параметров s -излучения с большей частью названных выше свойств АО допускается, пока только качественно. Полученные результаты представляют интерес как с точки зрения исследования генерации стимулированного излучения в гетероструктуре, так и с точки зрения изучения возможных процессов в полупроводниковых лазерах.

1. ЭКСПЕРИМЕНТ

Постановка экспериментов в данной работе сходна с описанной в работе [4]. Эксперименты выполняли на спектрофотохронометрическом лазерном пикосекундном комплексе, подробно описанном в работе [1]. Толщина слоев используемой гетероструктуры $\text{Al}_{0.22}\text{Ga}_{0.78}\text{As}-\text{GaAs}-\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$ составляла приблизительно 1.3–1.5–1.2 мкм соответственно. Часть площади гетероструктуры, включая один ее торец, была освобождена от подложки. Эту часть окаймляла с трех сторон, как рама, оставшаяся часть подложки (см. рис. 1). Слои $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ были предназначены для стабилизации поверхностной рекомбинации и для механической прочности и являлись прозрачными для света, используемого в эксперименте. Слой GaAs подвергали оптической накачке мощным световым импульсом длительностью ≈ 16 пс на его полувысоте (FWHM – Full Width at Half Maximum) и с энергией фотона 1.558 эВ. Диаметр (FWHM) луча накачки и создаваемой ею АО слоя GaAs составлял $D_{\text{ex}} \approx \approx 0.5$ –0.6 мм. Было исследовано излучение с освобожденного от подложки торца гетероструктуры. При этом расстояние между торцом и центром АО исходно составляло $Y_0 \approx 1$ мм. Уже в начале накачки в слое GaAs возникало интенсивное стимулированное пикосекундное излучение, подробно описанное в обзоре [2]. Пикосекундная задержка его возникновения относительно начала накачки представлена, например, в [5]. Измерявшееся преимущественно s -излучение представляло собой ту часть генерируемого в АО и выходившего затем из торца гетероструктуры излучения, которая находилась в максимуме диаграммы направленности и попадала в кварцевый световод диаметром 1 мм. По нему она транспортировалась к входной щели двойного спектрографа. Упомянутую диаграмму направленности измеряли при сдвиге $\delta Y = 62$ мкм

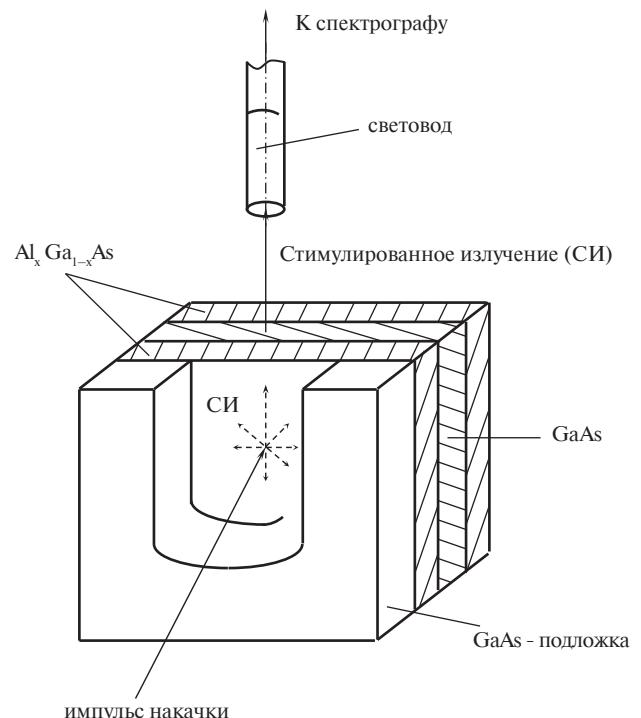


Рис. 1. Схема эксперимента (рисунок идентичен рис. 1 в [2]).

фокусного пятна луча накачки относительно его исходного положения Y_0 . Сдвиг δY фокусного пятна луча накачки, если он сделан в сторону торца, считается положительным, и наоборот. Спектрограф работал в режиме вычитания дисперсии, чтобы на выходе из него излучение имело ту же форму огибающей, что и на входе. Изменение со временем интенсивности I_{Σ} s -излучения, пропущенного спектрографом, преобразовывали в скоростной электронно-оптической камере в изменение интенсивности света в пространстве, регистрировавшееся ПЗС (прибор с зарядовой связью)-камерой. Полученное таким образом представление огибающей $I_{\Sigma}(t)$ s -излучения и является вышеупомянутой хронограммой. Аналогично получали хронограмму $I_{\text{ex}}(t)$ излучения накачки. Предварительно были измерены интегральные по времени спектры $W_s(\hbar\omega_s)$ s -излучения при трех различных δY и $W_{\text{ex}} = 1.18$ отн.ед. (см. рис. 2). Они показали, как и ожидалось, расширение спектра в коротковолновую сторону при приближении АО к торцу. Расширение происходило за счет уменьшения фундаментального поглощения s -излучения при уменьшении длины его пути в пассивной среде. Но увеличение амплитуды спектра, естественно ожидаемое при этом, наблюдалось только на некотором отрезке возрастания δY , как видно из сравнения спектров 1 и 2 на рис. 2а. Далее амплитуда спектра существенно снизилась, см. спектр 3, что является аномалией. Такое снижение амплитуды при энергии $W_{\text{ex}} = 4.36$ отн.ед., при которой преимущественно выполнялись

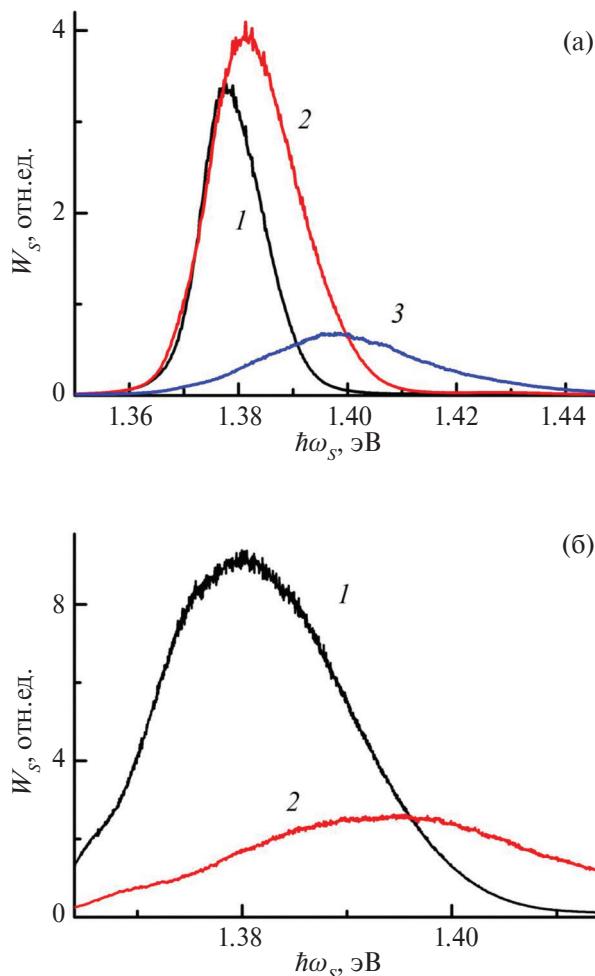


Рис. 2. Интегральные по времени спектры $W_s(\hbar\omega_s)$ s -излучения при различных сдвигах ΔY фокусного пятна луча накачки и энергиях W_{ex} пикосекундного импульса накачки: (а) $W_{ex} = 1.18$ отн.ед.; $\Delta Y = 60$ мкм (1), $\Delta Y = 188$ мкм (2), $\Delta Y = 502$ мкм (3); (б) $W_{ex} = 4.36$ отн.ед.; $\Delta Y = 30$ мкм (1), $\Delta Y = 446$ мкм (2). Спектры на рис. 2а и 2б измеряли, используя дифракционные решетки 300 штрихов/мм и 1200 штрихов/мм соответственно.

представленные далее измерения, иллюстрируют фрагменты спектров 1 и 2 на рис. 2б, измеренные при $\Delta Y = 30$ мкм и 446 мкм.

Подробное измерение огибающих $I_\Sigma(t)$ при последовательном увеличении ΔY от -232 мкм до 588 мкм обнаружило нетривиальные изменения параметров s -излучения с ΔY . Менялись, как иллюстрируется далее: форма хронограммы, ее амплитуда A , площадь S , пропорциональная энергии s -излучения, длительность $T_{1/2}$ s -излучения на уровне $I_\Sigma = 0.5A$ (FWHM), характерное время τ спадания интенсивности s -излучения.

Сдвиг ΔY приводил к следующим формам огибающей $I_\Sigma(t)$. При изменении ΔY от -232 мкм до -68 мкм хронограммы s -излучения имели гладкие фронты и спад, длительность по основанию около 65 пс (см.

рис. 3а). Этим они походили на хронограммы o -излучения, рассеянного из глубины гетероструктуры оптическими дефектами и выходившего ортогонально плоскости ее поверхности, не испытав влияния отраженного излучения [2].

При увеличении ΔY , начиная от -36 мкм, форма s -хронограммы начинала искажаться. На ее спаде в некоторый момент времени t_1 возникал изгиб, и последующий участок спада становился круче. Далее изгиб, соответственно момент времени t_1 , и последующий участок спада стали сдвигаться к фронту s -хронограммы. Крутизна указанного участка при этом увеличивалась. При дальнейшем возрастании ΔY вершина s -хронограммы уплощалась и следующее за вершиной спадание интенсивности становилось более быстрым вплоть до момента времени t_{p-f} , когда завершается накачка. Затем s -излучение в течение интервала $\Delta t \approx t_1 - t_{p-f}$ спадало медленнее, а по истечении этого времени, происходили описанный изгиб и крутой участок спада. Так что при увеличении ΔY до 92 мкм спад s -излучения по форме стал как бы «ступенчатым» (см. рис. 3б). При дальнейшем увеличении ΔY момент t_1 приближался к t_{p-f} , соответственно интервал Δt сужался и при $\Delta Y \approx 252$ мкм практически исчез (см. рис. 3в). При дальнейшем увеличении ΔY спад хронограммы стал и оставался приблизительно гладким, а хронограмма сужалась (см. рис. 3г).

В итоге вышеописанных изменений длительность $T_{1/2}$ s -излучения при указанном диапазоне изменения ΔY менялась от 31 пс до 5.1 пс (рис. 4, кривая 1). На том же рисунке графики $S(\Delta Y)$ и $A(\Delta Y)$ представляют обнаружившуюся немонотонность изменения соответственно площади и амплитуды s -хронограмм при увеличении ΔY . В интервале -232 мкм $< \Delta Y < 252$ мкм S и A растут, а в интервале 252 мкм $\leq \Delta Y \leq 588$ мкм уменьшаются. Описанные результаты были получены при энергии импульса накачки $W_{ex} = 4.36$ отн.ед.

Из хронограмм, измеренных при уменьшении W_{ex} и фиксированном $\Delta Y = 478$ мкм, было получено, что длительность $T_{1/2}$ s -излучения уменьшалась от 5.4 до 4.1 пс (рис. 5, кривая 1). Одновременно были измерены зависимости $S(W_{ex})$ и $A(W_{ex})$ (рис. 5, кривые 2 и 3). Из хронограмм была определена зависимость характерного времени τ уменьшения интенсивности s -излучения на спаде от W_{ex} (рис. 5, кривая 4). С увеличением W_{ex} от 0.3 отн.ед. до 4.8 отн.ед. время τ менялось от 2.1 до 3.2 пс. Четыре упомянутые зависимости $T_{1/2}$, S , A , $\tau = f(W_{ex})$ обнаружили насыщение возрастания указанных параметров по мере увеличения W_{ex} .

2. ОБСУЖДЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

При изменении ΔY от -232 мкм до -68 мкм хронограммы s -излучения, как отмечалось выше,

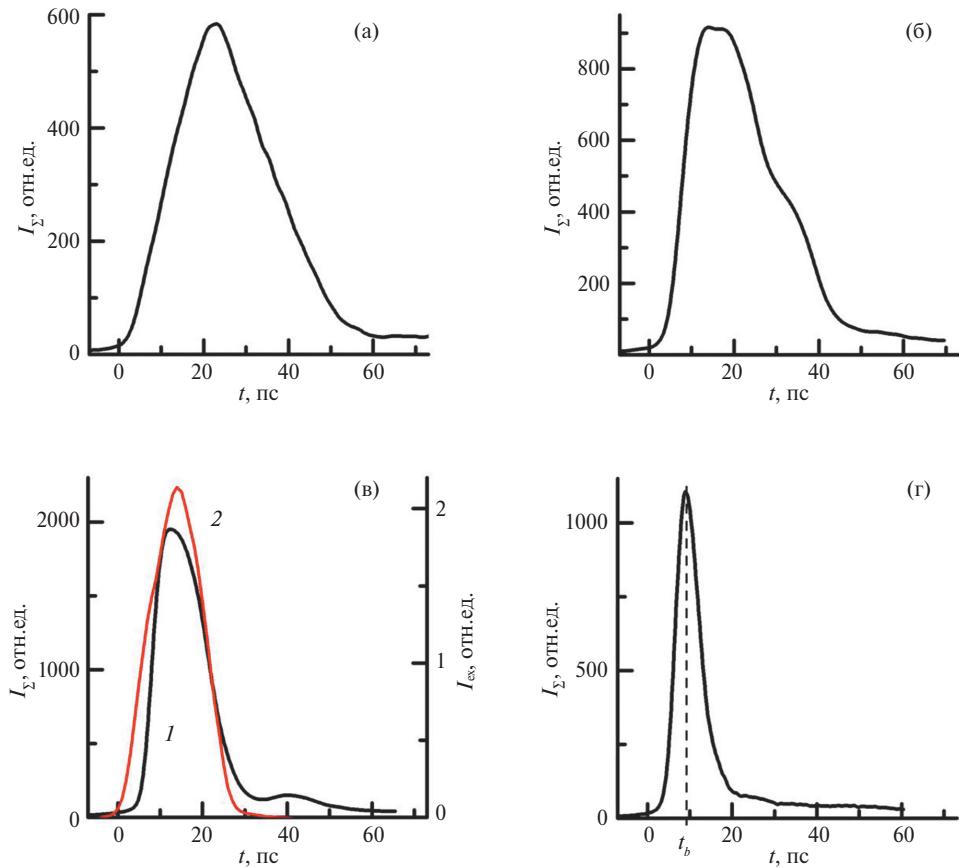


Рис. 3. Хронограммы $I_{\Sigma}(t)$ интегрального по спектру s -излучения при $W_{\text{ex}} = 4.36$ отн.ед. и различных δY : (а) – 68 мкм; (б) – 98 мкм; (в) – 252 мкм (кривая 1, там же кривой 2 показана хронограмма $I_{\text{ex}}(t)$ импульса накачки); (г) – 444 мкм.

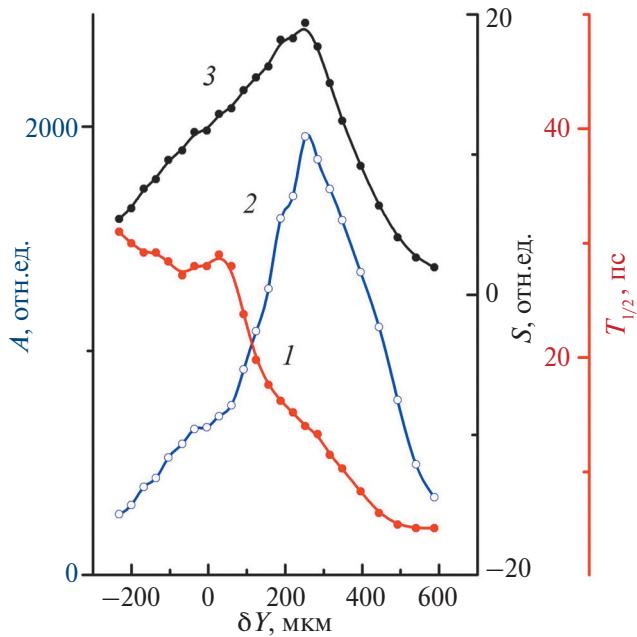


Рис. 4. Зависимость от δY при $W_{\text{ex}} = 4.36$ отн.ед.: длительности s -излучения на полувысоте $T_{1/2}$ (1); амплитуды A (2) и площади S (3) хронограммы s -излучения. Сплошные линии на рис. 4 и 5 проведены для наглядности.

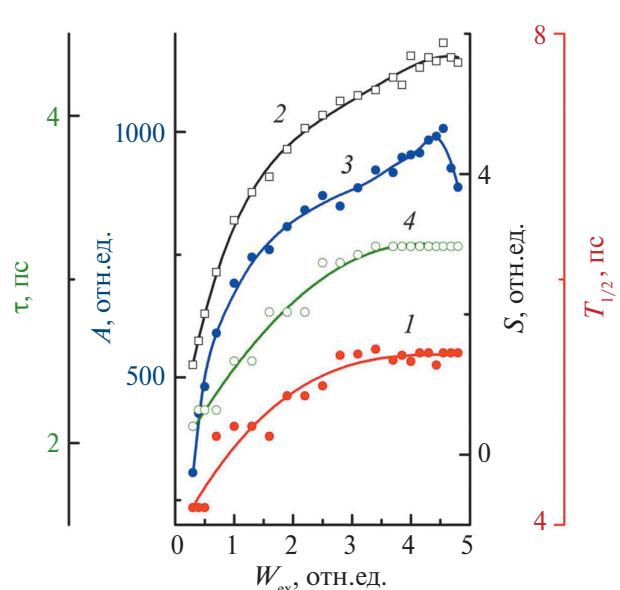


Рис. 5. Зависимость от W_{ex} при $\delta Y = 478$ мкм: длительности $T_{1/2}$ (1) s -излучения; площади S (2) и амплитуды A (3) хронограммы s -излучения; характерного времени τ (4) спадания интенсивности s -излучения.

походили на хронограмму о-излучения. На основании этого сходства предполагается, что для указанного диапазона δY в то время, когда в активной области генерируется s -излучение, сочетание в ней интенсивностей s - и r -излучений недостаточно,

чтобы существенно повлиять на генерацию s -излучения. Изменение со временем интенсивности ex -, s -, r -импульсов в центре активной области схематически представлено для случая $\delta Y = -68$ мкм на рис. 6а.

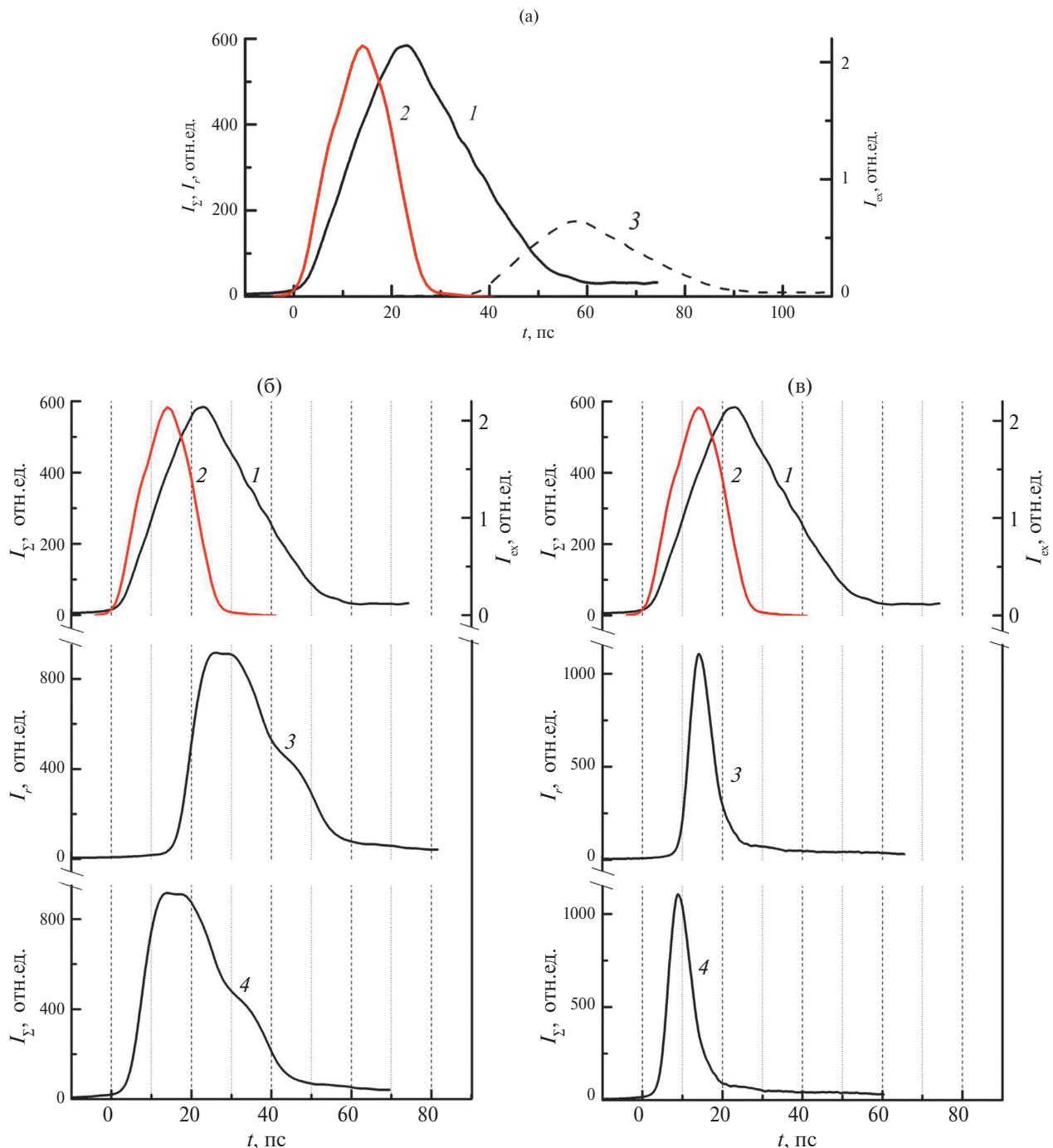


Рис. 6. Схематическое представление изменения со временем (в местах активной области, указанных в тексте) интенсивности: (а) s -излучения (кривая 1), излучения накачки (кривая 2) и r -излучения (кривая 3), все при $\delta Y = -68$ мкм; (б) s -излучения (кривая 1) при $\delta Y = -68$ мкм; излучения накачки (кривая 2), r -излучения (кривая 3) и s -излучения (кривая 4) при $\delta Y = 92$ мкм; (в) s -излучения (кривая 1) при $\delta Y = -68$ мкм; излучения накачки (кривая 2), r -излучения (кривая 3) и s -излучения (кривая 4) при $\delta Y = 444$ мкм.

При увеличении δY , начиная от -36 мкм, форма s -хронограммы, напомним, начала искажаться. С некоторого момента времени t_1 на спаде возник изгиб, последующий участок спада стал круче, и далее изгиб и указанный крутой участок спада стали сдвигаться к фронту s -хронограммы. Это можно объяснить тем, что в активную область, уже после окончания ее накачки, проникал все глубже участок фронта r -излучения с достаточной интенсивностью, чтобы его усиление в активной среде, забирая у нее энергию, тем самым гасило генерацию s -излучения, начиная с ее спада (как бы «обрезая» его). При дальнейшем увеличении δY часть фронта r -излучения стала проникать в активную область уже во время накачки. Допустимо предположить, что между этим участком фронта и излучением накачки возникло вынужденное комбинационное рассеяние (ВКР), при котором излучение накачки отдавало большую часть своей энергии усиленному r -излучению. Это ослабляло генерацию s -излучения, что привело к представленным выше искажениям хронограммы s -излучения: вершина ее уплощилась, а спадание интенсивности до момента t_{p-f} завершения накачки стало круче. В интервале же времени Δt , где $t_1 > t > t_{p-f}$, в котором часть фронта r -излучения была недостаточно интенсивной, чтобы ощутимо влиять на генерацию s -излучения, и не перекрывалась во времени с накачкой, спад интенсивности s -излучения происходил медленнее. Эта ситуация и привела к ступенчатой форме спада. Схематически эта ситуация в части активной области, отстоящей от центра области на $D_{ex}/2$, для случая $\delta Y = 92$ мкм представлена на рис. 6б. На этом рисунке и последующем рис. 6в кривая 1 представляет хронограмму s -излучения $I_\Sigma(t)$ при $\delta Y = -68$ мкм, показанную для сравнения. Отсчет времени t для всех графиков на рис. 6 ведется от момента начала накачки.

Сужение интервала Δt и его исчезновение при $\delta Y \approx 252$ мкм, когда спад хронограммы стал и остался при последующем увеличении δY приблизительно гладким, и сопутствовавшее этому сужение хронограммы, могло бы объясняться следующим. При увеличении δY r -излучение все дальше продвигалось в АО во время генерации s -излучения. Соответственно ВКР, косвенным образом гасившее генерацию s -излучения, начиналось все раньше, и при $\delta Y \geq 252$ мкм оно стало гасить генерацию s -излучения так, что крутой спад s -хронограммы заканчивался в конце накачки (рис. 3в) или еще до ее завершения (рис. 3г и 6в).

Последний рисунок ставит вопрос. Почему после того, как завершился крутой спад r -излучения и его интенсивность стала сравнительно маленькой, далее в интервале времени 26 пс $< t < 60$ пс релаксирует лишь очень слабое s -излучение? Почему s -излучение снова не разгорается? Ведь в том же интервале времени, но, например, при $\delta Y \leq -68$ мкм расположена

спад гораздо более интенсивного s -излучения, генерируемого за счет остыния неравновесных носителей, плотность которых, следовательно, еще значительная. Вопрос относится к s -излучению. Но после сдвига на 506 мкм фокусного пятна луча накачки вдоль эпитаксиального слоя GaAs перпендикулярно направлению Y излучение, попадавшее в световод, после крутого спада его интенсивности вновь разгоралось, что кажется более естественным (рис. 7, кривая 1). Указанный вопрос – это проблема для решения в будущих экспериментальных исследованиях, наряду с задачей выяснения механизма ВКР, в частности, того, что еще в нем участвует помимо света накачки и отраженного излучения. Хотя относительно первого вопроса допустимо предполагать, что под влиянием отраженного излучения, поступающего в активную область, начинает изменяться РБО. Вследствие этого и диаграмма направленности выходящего из активной области излучения могла бы изменяться так, что в световод попадает все меньше стимулированного излучения, а потом уже только спонтанное излучение. Можно пойти далее, предполагая, что РБО перестраивается по мере поступления отраженного излучения в АО, создавая в ней при этом, как может фотонный кристалл, запрещенную зону для s -излучения. Запрещенная зона – это такая спектральная область, относящаяся к которой излучение не может выходить в некотором направлении из фотонного кристалла (являющегося в нашем случае и АО) [6]. Когда запрещенная зона окончательно сформирована, то s -излучение перестает выходить из АО. Возможно, поэтому в интервале времени 26 пс $< t < 60$ пс s -излучение и не наблюдается на хронограмме на рис. 3г и 6в.

Эксперименту не противоречит связанный с изложенным выше представлением оценка, осуществляемая по следующей схеме. Обозначим t_b момент

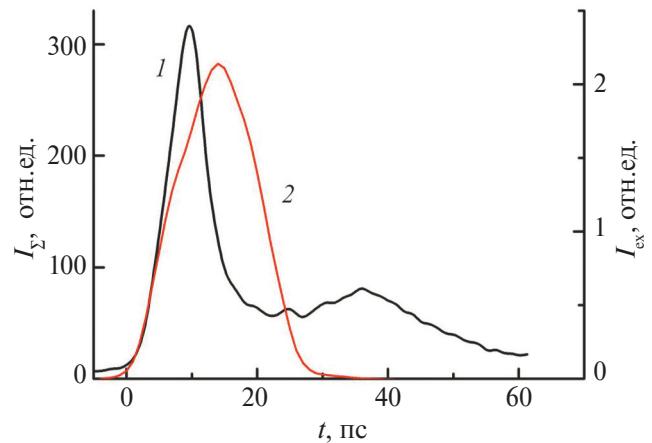


Рис. 7. Хронограмма $I_\Sigma(t)$ излучения при $W_{ex} = 4.36$ отн.ед. после сдвига на 506 мкм фокусного пятна луча накачки вдоль эпитаксиального слоя GaAs, перпендикулярно направлению Y (кривая 1) и хронограмма $I_{ex}(t)$ импульса накачки (кривая 2).

времени, при котором на хронограмме расположен максимум. Время t_b отсчитывается от начала s -излучения. Будем считать, что во время накачки в момент t_b край фронта r -излучения касается края АО, через который выходит фронт s -излучения. С этого момента начинается гашение генерации s -излучения, из-за чего и формируется максимум хронограммы в момент t_b . Тогда для оценки радиуса активной области можно использовать выражение

$$R = Y_0 - \delta Y - 0.5t_b c_0 / n_g, \quad (1)$$

где c_0 – скорость света в вакууме, $n_g \approx 5.1$ – групповой показатель преломления GaAs [7, 8]. Полученная оценка представлена графиком $R(\delta Y)$ для тех δY , при которых хронограммы получены в условиях, близких к предложенной выше схеме (рис. 8). Значения R кажутся реалистичными с учетом того, что диаметр фокусного пятна накачки на полувысоте (FWHM) составлял $D_{ex} \approx 0.6$ мм, а по основанию ≈ 1 мм.

Пока предполагается, что благодаря схематически представленным выше процессам длительность $T_{1/2}$ s -излучения в исследованном диапазоне изменения δY при $W_{ex} = 4.32$ отн.ед. менялась от 31 пс до 5.1 пс (рис. 4, кривая 1). То, что амплитуда A и площадь S хронограммы $I_\Sigma(t)$ при приближении активной области к торцу возрастили вплоть до $\delta Y = 252$ мкм, объясняется уменьшением поглощения s -излучения в пассивной среде (рис. 4, кривые 2 и 3). Последующее уменьшение A и S с ростом δY , обусловлено предположительно тем, что r -излучение все дальше продвигалось в активную область во время накачки, и ВКР, а значит и гашение генерации s -излучения начиналось все раньше. И гашение уже преобладало над уменьшением поглощения в пассивной среде.

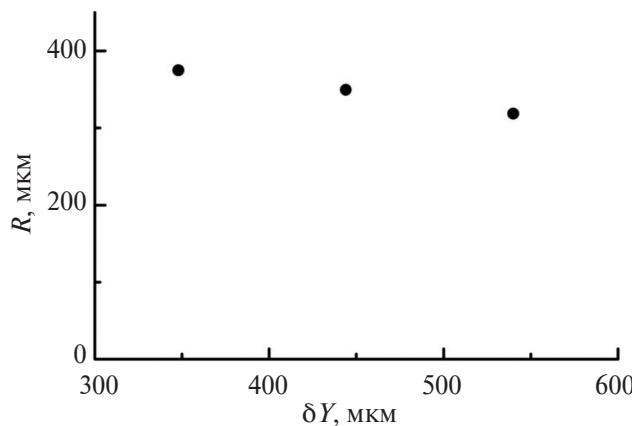


Рис. 8. Оценка радиуса R активной области при значениях $\delta Y = 348$ мкм, 444 мкм, 540 мкм, основанная на интерпретации гашения s -излучения.

Насыщение возрастания S и A по мере увеличения W_{ex} при $\delta Y = 478$ мкм (рис. 5, кривые 2 и 3), объясняется усилением при этом ВКР, коэффициент усиления которого должен расти пропорционально I_{ex} [9]. При усилении ВКР оно соответственно все сильнее ослабляет генерацию s -излучения, что и приводит к указанному насыщению. То, что при возрастании с насыщением площади S аналогично менялась и длительность $T_{1/2}$ (рис. 5, кривая 1), представляется естественным. Уменьшение W_{ex} , снизив измеренную минимальную длительность до $T_{1/2} = 4.1$ пс, расширило полученный в работе диапазон возможного изменения длительности s -излучения. Обнаружилось уменьшение характерного времени τ спадания интенсивности s -излучения, происходившее от значения $\tau = 3.2$ пс, близкого к остаточному времени релаксации излучения $\tau_R = 3.4$ пс, до минимального измеренного теперь $\tau_{min} = 2.1$ пс. Определяющим для времени τ_R , измерявшегося в отсутствие влияния отраженного излучения [2], являлся разогрев электронно-дырочной плазмы (ЭДП), связанный с тем, что энергия носителей заряда, участвующих в стимулированной рекомбинации, меньше средней энергии носителей заряда в ЭДП [10]. Поэтому τ_{min} определяет другая причина, предположительно это опять же ВКР, гасящее генерацию s -излучения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментально обнаружено, что при возвращении в активную среду отраженного от торца собственного стимулированного излучения (r -излучения) гетероструктуры происходит сокращение длительности генерируемого в среде излучения (s -излучения), выходящего затем из того же торца в фиксированном направлении. Последнему соответствовал максимум диаграммы направленности излучения в отсутствие сокращения его длительности. В эксперименте длительность s -излучения, определяемая на уровне интенсивности, равной полувысоте его амплитуды (FWHM), уменьшалась с 31 пс до 4.1 пс, т.е. в 7.5 раз. Ее конкретное значение зависело от удаленности активной среды от торца и от энергии накачки. На основании ряда экспериментальных признаков предположено, что гашение генерации s -излучения происходит из-за усиления в активной среде r -излучения и его взаимодействия с накачивающим ее светом (взаимодействием предполагается вынужденное комбинационное рассеяние). Получаемое в целом усиление приводит к тому, что энергия, сообщаемая активной среде накачкой, начинает передаваться в значительно большей степени r -излучению, чем s -излучению. Не исключается возможность влияния изменения распределенного брэгговского отражателя (РБО), наводимого излучением в активной области гетероструктуры. РБО мог меняться под воздействием отраженного излучения, создавая,

как возможно для фотонного кристалла, в активной области для некоторой части спектра и некоторого направления в пространстве генерируемого излучения, а в нашем случае для s -излучения, запрещенную зону. После формирования запрещенной зоны s -излучение уже не может выходить из активной зоны.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках государственного задания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Агеева Н.Н., Броневой И.Л., Кривоносов А.Н. // ЖЭТФ. 2022. Т. 162. № 6. С. 1018.
2. Агеева Н.Н., Броневой И.Л., Кривоносов А.Н. // РЭ. 2023. Т. 68. № 3. С. 211.
3. Агеева Н.Н., Броневой И.Л., Кривоносов А.Н. // РЭ. 2024. Т. 69. № 2. С. 187.
4. Агеева Н.Н., Броневой И.Л., Кривоносов А.Н. // РЭ. 2024. Т. 69. № 7. С. 678.
5. Агеева Н.Н., Броневой И.Л., Забегаев Д.Н., Кривоносов А.Н. // ФТП. 2017. Т. 51. № 5. С. 594.
6. Joannopoulos J.D., Johnson S.G., Meade R.D., Winn J.N. *Photonic Crystals: Molding the Flow of Light*. Princeton: Univ. Press, 2011.
7. Marple D.T.F. // J. Appl. Phys. 1964. V. 35. № 4. P. 1241.
8. Ривлин Л.А. Динамика излучения полупроводниковых квантовых генераторов. М.: Сов. радио, 1976.
9. Шен И.Р. Принципы нелинейной оптики. М.: Наука, 1989.
10. Калафати Ю.Д., Кокин В.А. // ЖЭТФ. 1991. Т. 99. № 6. С. 1793.

CHANGES IN THE INTRINSIC STIMULATED INTENSE 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 DUE TO THE RETURN OF THOSE PART OF THE EMISSION THAT WAS REFLECTED FROM THE END OF THE HETEROSTRUCTURE TO THE ACTIVE REGION

© 2025 N. N. Ageeva, I. L. Bronevoi*, A. N. Krivonosov

*Kotel'nikov Institute of Radioengineering and Electronics RAS,
Mokhovaya St., 11, build. 7, Moscow, 125009 Russian Federation*

*E-mail: bil@cplire.ru

Received December 12, 2023; revised February 15, 2024; accepted February 20, 2024

Quenching of the generation of the intrinsic stimulated intense 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, emerging from its end, has been detected. Quenching occurs when those part of the emission reflected from the end of the heterostructure returns to the active region. This new effect allows decreasing the emission duration by up to 7.5 times.

Keywords: Nonlinear dynamics, stimulated picosecond emission, quenching of emission generation, heterostructure, distributed Bragg reflector, photonic crystal, reduction of emission duration