

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРАХ

УДК 537.311.322

ФАКТОРЫ, УМЕНЬШАЮЩИЕ ДЛИТЕЛЬНОСТЬ ПИКОСЕКУНДНОГО СТИМУЛИРОВАННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}-\text{GaAs}-\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$

© 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@cpfire.ru

Поступила в редакцию 19.06.2024 г.

После доработки 15.10.2024 г.

Принята к публикации 22.10.2024 г.

Получены новые экспериментальные данные, указывающие на следующие две причины обнаруженного ранее значительного уменьшения длительности собственного пикосекундного излучения гетероструктуры $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}-\text{GaAs}-\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, выходящего из ее торца в выделенном направлении: 1) возвращающееся в активную область излучение, отраженное от торца, забирает значительную часть энергии инверсии населенности, которая иначе затрачивалась бы на генерацию излучения, движущегося к торцу; 2) образовывавшиеся неоднородности отраженного излучения вызвали такое переключение состояний мультстабильного фотонного кристалла, наводимого в гетероструктуре ее излучением, что для излучения, которое выходило бы из торца в выделенном направлении, росла запрещенная зона, и в гетероструктуре, и как следствие в воздушном пространстве, менялись траектории излучения.

Ключевые слова: стимулированное пикосекундное излучение, полупроводниковая гетероструктура, арсенид галлия, сокращение длительности излучения, динамический мультстабильный фотонный кристалл, запрещенная зона

DOI: 10.31857/S0033849425020071, EDN: GLYCJG

ВВЕДЕНИЕ

При мощной оптической пикосекундной накачке слоя GaAs гетероструктуры $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}-\text{GaAs}-\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ в этом слое возникает интенсивное стимулированное пикосекундное излучение. Результаты экспериментального исследования нелинейной динамики этого излучения и возбуждаемых им в гетероструктуре оптоэлектронных процессов, полученные до 2023 г. включительно, в основном описаны в обзорах [1–3]. С одной стороны, они продвигают исследование указанной фундаментальной области науки, с другой обнаруживают процессы, которые могут возникать в полупроводниковых лазерах. Но это относилось к излучению (далее называемому *o*-излучение), которое не подвергалось поглощению в пассивной среде и влиянию части этого излучения, отраженной от торца гетероструктуры. А эта часть излучения, как обнаружилось недавно, способна существенно

влиять на излучение, выходящее из торца гетероструктуры в избранном фиксированном направлении и попадающее в световод, (далее *s*-излучение). Был обнаружен связанный с этим влиянием размерный резонанс *s*-излучения [4, 5]. Затем было установлено, что длительность *s*-излучения начинала уменьшаться, когда отраженная от торца гетероструктуры часть *s*-излучения (далее *r*-излучение) возвращалась в активную область (АО) [6]. Чем ближе АО располагалась к торцу (в допустимых для эксперимента пределах), тем сильнее сокращалась длительность измеряемого *s*-излучения. В данной статье сообщается, что установлены экспериментальные признаки того, что указанное сокращение длительности *s*-излучения происходит под воздействием двух факторов. Фактор 1 состоит в том, что *r*-излучение забирает себе значительную часть той энергии инверсии населенности электронов, которая иначе затрачивалась бы на генерацию *s*-излучения. Фактор 2 — это перестройка

брэгговской решетки населенности электронов, наведенной s -излучением в гетероструктуре и делающей АО одновременно динамическим активным мультистабильным фотонным кристаллом (ФК). Переключения между стабильными состояниями ФК оказываются решающими для прекращения s -излучения. Подробно новые экспериментальные результаты и их анализ описываются ниже. Они вызывают не только чисто научный интерес, но могут оказаться актуальными при создании полупроводниковых лазеров, предназначенных для генерации мощного пикосекундного излучения. Проведенные ранее исследования стимулированного излучения гетероструктуры позволили по-новому объяснить возникновение таких нестабильностей, как многомодовость, переключение спектральных мод, осцилляции интенсивности

излучения полупроводниковых лазеров. Эти исследования также показали, что на некотором этапе излучения гетероструктура становится подобна РОС-лазеру (лазеру с распределенной обратной связью) [2, 7]. Эти процессы также происходили при существенном влиянии вышеупомянутой динамической брэгговской решетки, иначе ФК.

1. ЭКСПЕРИМЕНТ

Эксперименты были выполнены на спектрофотохронометрическом лазерном пикосекундном комплексе, подробно описанном в [2]. Исследуемый образец представлял собой гетероструктуру $\text{Al}_{0.22}\text{Ga}_{0.78}\text{As}-\text{GaAs}-\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$. Часть площади гетероструктуры, включая один ее торец, была освобождена от подложки (см. рис. 1).

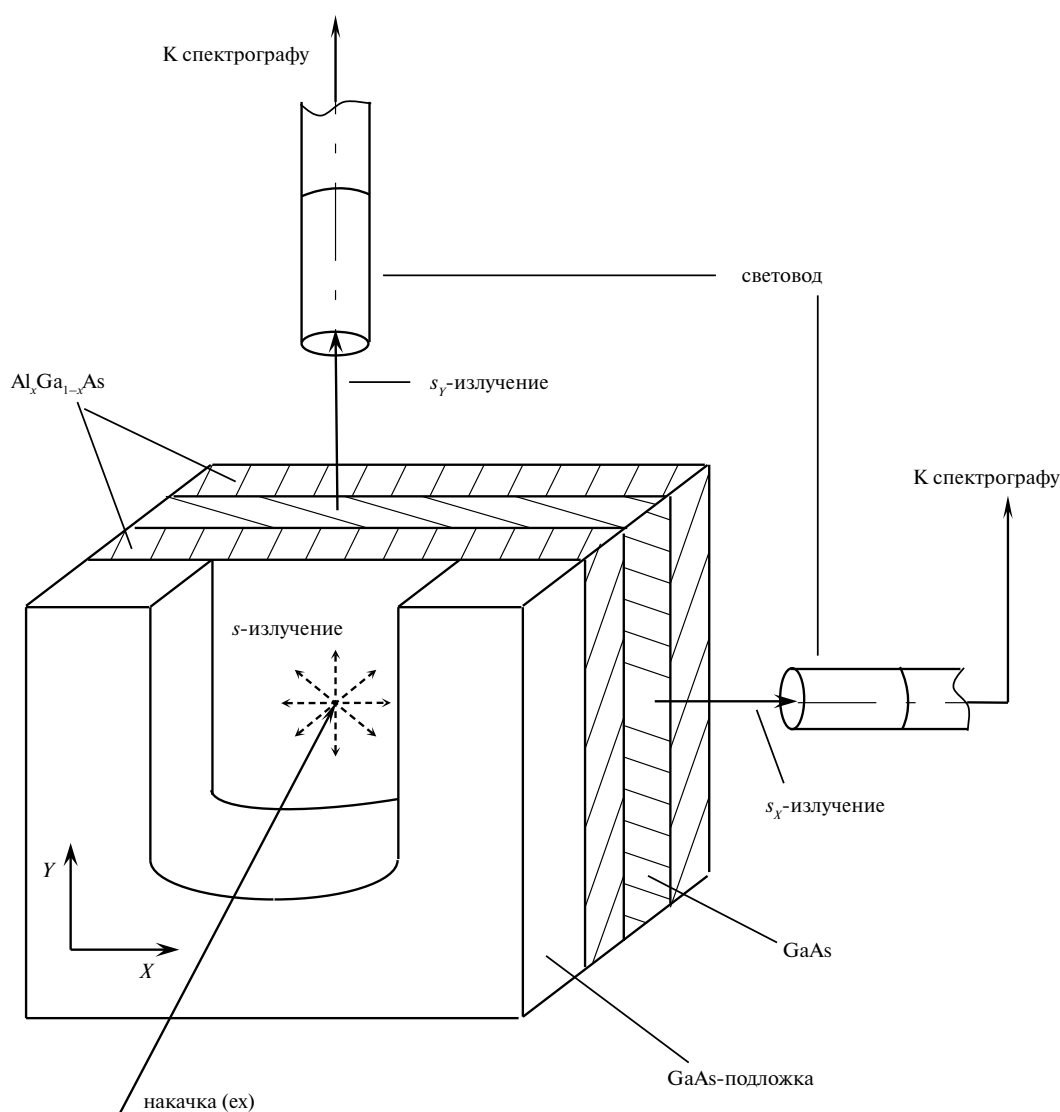


Рис. 1. Схема эксперимента.

Концентрации донорных и акцепторных примесей в гетероструктуре не превышали 10^{15} см^{-3} . Слои $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ были предназначены для стабилизации поверхностной рекомбинации и механической прочности и прозрачны для света, используемого в эксперименте. Слой GaAs подвергали оптической накачке мощным световым импульсом длительностью $\approx 12 \text{ пс}$ на полувысоте (FWHM)¹ с энергией фотона 1.558 эВ. Диаметр (FWHM) поперечного сечения луча накачки в местоположении образца в слое GaAs составлял $D_{\text{ex}} \approx 0.6 \text{ мм}$, а по основанию $\approx 1.1 \text{ мм}$. Диаметр области, в которой размещены неравновесные электроны несколько больше из-за поглощения коротковолновой части s -излучения в пассивной области слоя GaAs. Расстояние Y от центра активной области (АО) до освобожденного от подложки торца гетероструктуры (далее Y -торца) исходно составляло $Y_0 \approx 1 \text{ мм}$ (направления X и Y указаны на рис. 1). С задержкой в несколько пикосекунд относительно начала накачки в слое GaAs возникало собственное стимулированное пикосекундное излучение (далее s -излучение). Преимущественно измеряли ту часть s -излучения, вышедшую из Y -торца, которая располагалась в максимуме нижеуказанной диаграммы направленности этой части излучения и попадала в кварцевый световод диаметром 1 мм (эта часть называется далее s_Y -излучение). Упомянутую диаграмму направленности измеряли при сдвиге $\delta Y = 30 \text{ мкм}$ фокусного пятна луча накачки относительно его исходного положения Y_0 . Пример диаграммы направленности приведен в работе [8]. По световоду s_Y -излучение транспортировалось к входной щели двойного спектрографа. Сдвиг δY фокусного пятна луча накачки, если он сделан в сторону Y -торца, считается положительным, и наоборот. Спектрограф был настроен в режим вычитания дисперсии, чтобы на выходе из него излучение имело такую же огибающую, что и на входе. Изменение со временем интенсивности I s -излучения, пропущенного спектрографом, преобразовывали в скоростной электронно-оптической камере в изменение интенсивности света в пространстве, регистрировавшееся ПЗС-камерой². Полученное таким образом представление огибающей $I(t)$ s -излучения называется хронограммой.

Назовем s_Y -компонентой спектральную компоненту s_Y -излучения. При измерении хронограмм $I_{s_Y}(t)$ s_Y -компонент промежуточная щель между первой и второй ступенями спектрографа была раскрыта так, чтобы пропускать s_Y -компоненту спектральной шириной 5 мэВ. Это минимальная спектральная ширина, при которой с достаточной точностью удавалось измерить хронограммы в исследуемом спектральном диапазоне.

При измерении хронограмм $I_{s_Y}(t)$ интегрального по спектру s_Y -излучения промежуточная щель между первой и второй ступенями спектрографа была раскрыта полностью, при этом регистрировалось излучение спектральной шириной 122 мэВ.

Хронограмма $I_{s_Y}(t)$ s_Y -излучения была измерена при $\delta Y = 414 \text{ мкм}$, рис. 2а. Согласно [6] при таком δY отраженная от Y -торца часть s_Y -излучения приходит в АО во время генерации фронта s_Y -излучения и гасит s_Y -излучение. При таком гашении длительность (FWHM) хронограммы составляла $T_{1/2} = 6.2 \text{ пс}$. Помимо s_Y -излучения была измерена часть s -излучения, выходящая из АО в направлении X и затем из торца гетероструктуры (далее X -торца), перпендикулярного Y -торцу, рис. 2в. Далее эту часть s -излучения будем называть s_X -излучение. При его измерении АО находилась на расстоянии $X_0 \approx 4.5 \text{ мм}$ от X -торца. При таком X_0 отраженная от X -торца часть s_X -излучения не присутствовала в АО во время генерации s -излучения. Обнаружилось, что огибающая и длительность $T_{1/2} = 20 \text{ пс}$ s_X -излучения существенно другие, чем у s_Y -излучения, но приблизительно такие же, как у o -излучения [3]. Была также измерена часть s -излучения, попадавшая в световод, настроенный на измерение s_Y -излучения, но при АО, смещенной на 506 мкм в слое GaAs в направлении X относительно ее положения при измерении s_Y -излучения (рис. 2б). Эту часть s -излучения будем называть s_d -излучение. Его направление в пространстве было неколлинеарно направлениям s_Y - и s_X -излучения. По одному параметру хронограмма s_d -излучения имела сходство с хронограммой s_Y -излучения, по-другому — с хронограммой s_X -излучения. А именно, длительность (FWHM) хронограммы s_d -излучения $T_{1/2} = 7.3 \text{ пс}$ близка к длительности хронограммы s_Y -излучения. Однако в отличие от s_Y -излучения, после крутого спада интенсивность s_d -излучения снова возрастает и, достигнув локального максимума при $t = 36 \text{ пс}$, спадает так, что по основанию длительности s_d -излучения и s_X -излучения оказываются примерно одинаковыми.

Хронограммы s_Y -компонент были измерены при $\delta Y = 424 \text{ мкм}$, примеры даны на рис. 3а–3в. На рис. 3г представлена сумма хронограмм s_Y -компонент, дающая представление об огибающей $I_{s_Y}(t)$ s_Y -излучения, интегрального по спектру. Длительность (FWHM) s_Y -компонент оказалась близка к константе $T_{1/2} \approx 4.8 \text{ пс}$, кривая I рис. 4а. Спектр $T_{1/2}(h\nu)$ значительно отличается от спектра длительности o -излучения, рис. 4а.

На рис. 5 представлены мгновенные спектры s_Y -излучения. Спектры были построены на основании хронограмм s_Y -компонент. На фронте s_Y -излучения спектры были модулированы с периодом 6–7 мэВ, аналогично модуляции спектра o -излучения в работе [9]. Эволюция спектра при спаде s_Y -излучения существенно отличалась

¹ (FWHM) — Full Width at Half Maximum.

² ПЗС — прибор с зарядовой связью.

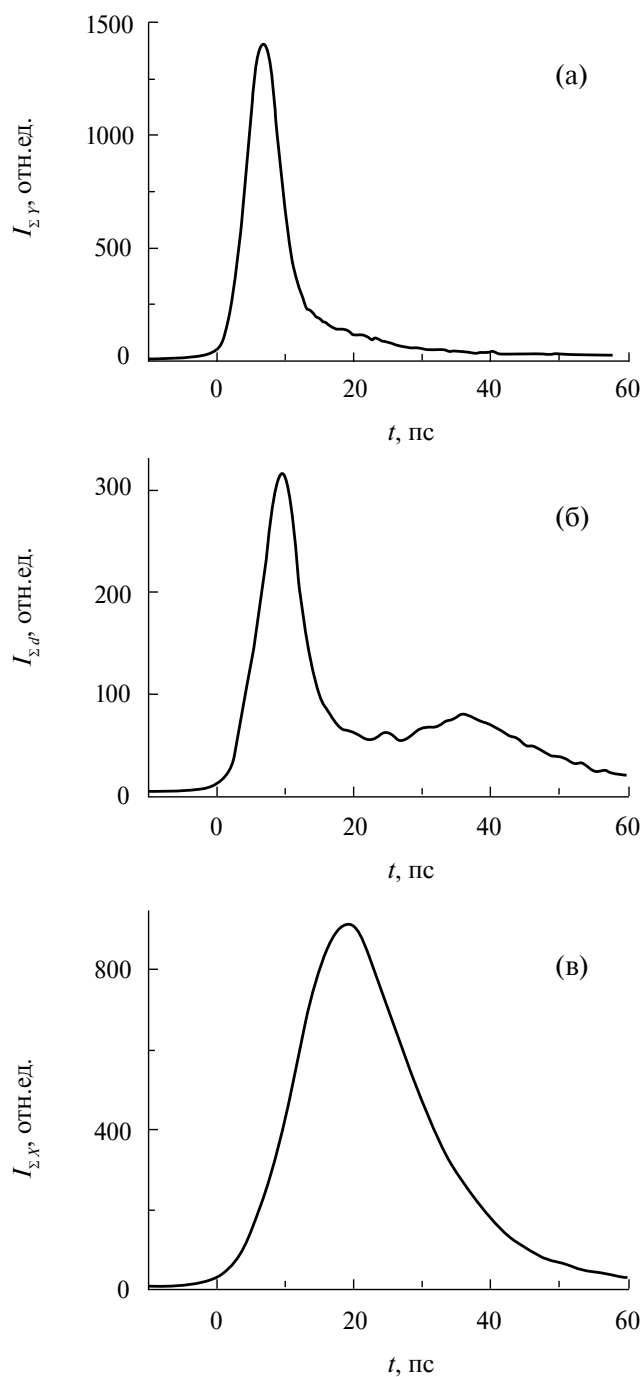


Рис. 2. Хронограммы интегрального по спектру: (а) – s_γ -излучения, выходящего из Y -торца гетероструктуры; (б) – s_d -излучения – части s -излучения, попадавшей в световод, настроенный на измерение s_γ -излучения, но при АО, смещенной на 506 мкм в направлении X ; (в) – s_χ -излучения, выходящего из X -торца гетероструктуры.

от эволюции спектра o -излучения. Особенности этих спектров будут рассмотрены в следующем разделе.

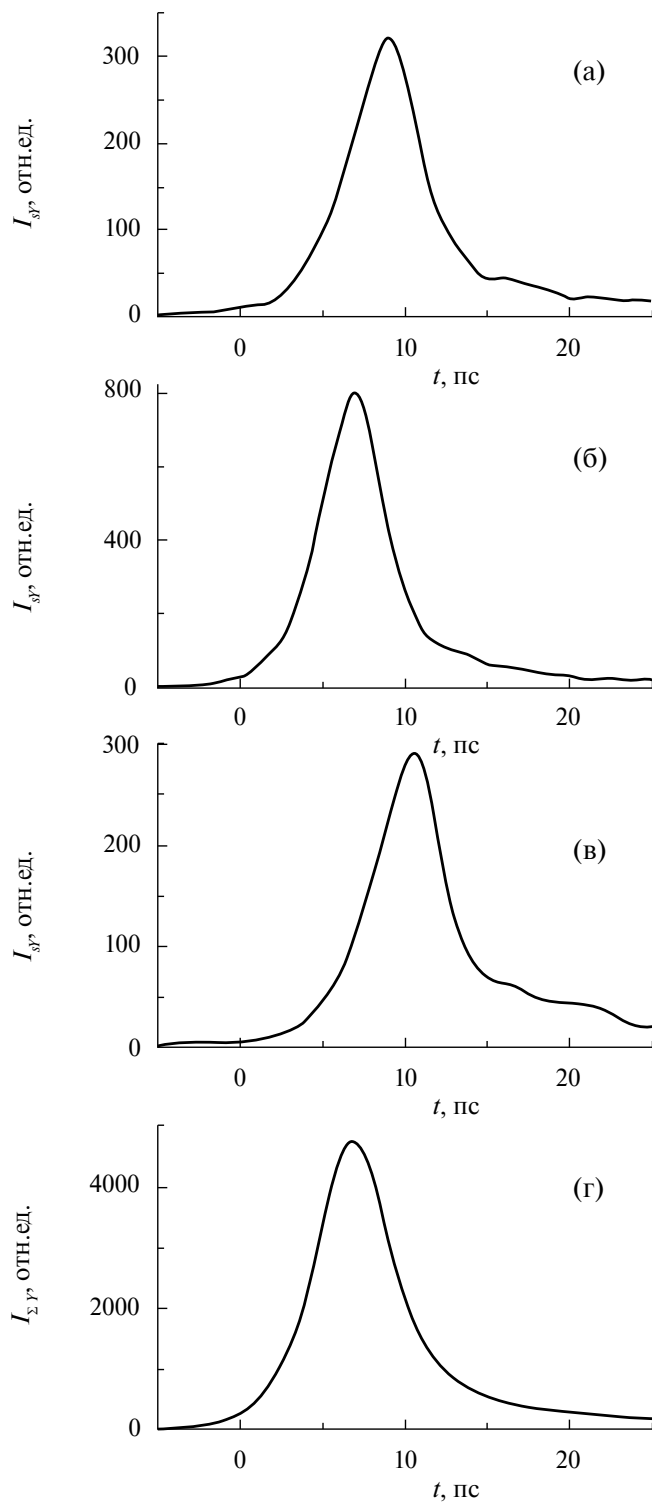


Рис. 3. Хронограммы спектральных компонент s_γ -излучения с $\hbar\omega$: 1.411 эВ (а), 1.393 эВ (б) и 1.384 эВ (в). На рис. (г) приведена суммарная по всем измеренным s_γ -компонентам хронограмма.

С помощью камеры PIXIS, установленной на выходе первой ступени спектрографа, были измерены интегральные по времени спектры

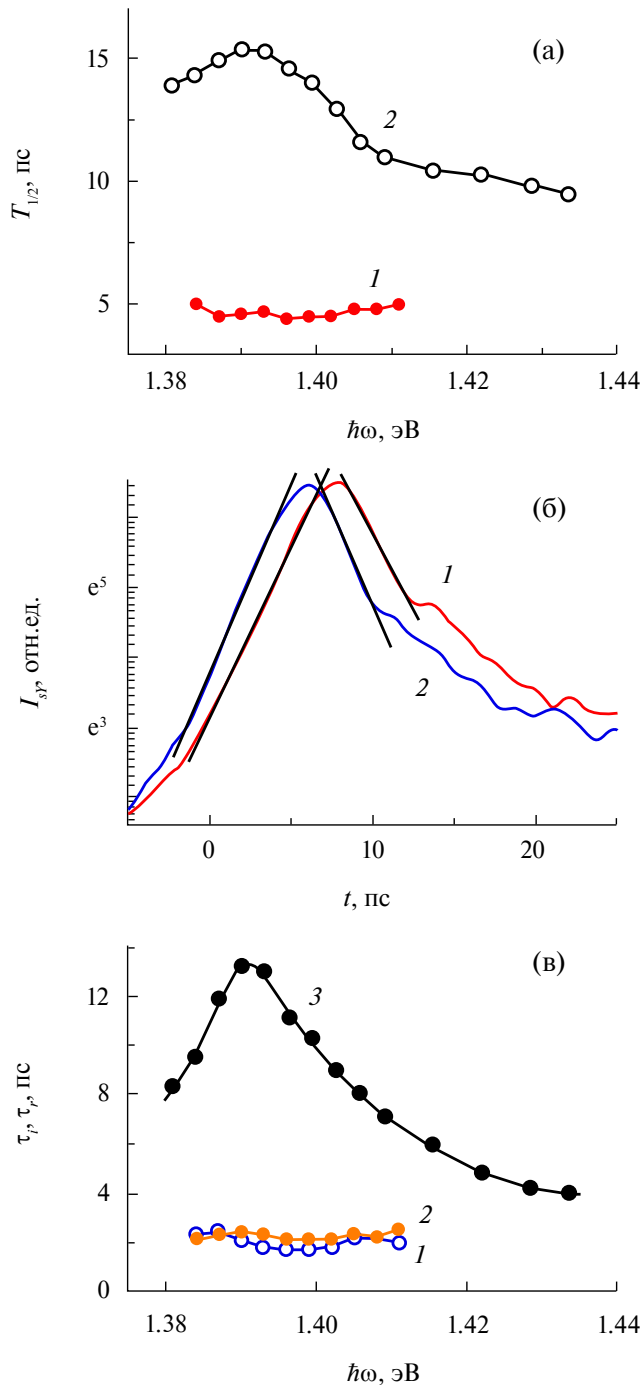


Рис. 4. Спектры параметров изменения интенсивности s -излучения со временем. (а) Спектр $T_{1/2}(\hbar\omega)$ длительности (FWHM) спектральных компонент: 1 – s_{γ} -излучения; 2 – o -излучения [11]. (б) Хронограммы в полулогарифмическом масштабе s_{γ} -компонент с $\hbar\omega$: 1 – 1.39 эВ, 2 – 1.402 эВ. Касательными прямыми отмечены участки экспоненциального возрастания на фронте и экспоненциальной релаксации на спаде s_{γ} -излучения. (в) Спектры характерного времени: 1 – возрастания s_{γ} -излучения $\tau_i(\hbar\omega)$, 2 – релаксации s_{γ} -излучения $\tau_r(\hbar\omega)$, 3 – релаксации o -излучения $\tau_r(\hbar\omega)$ [11].

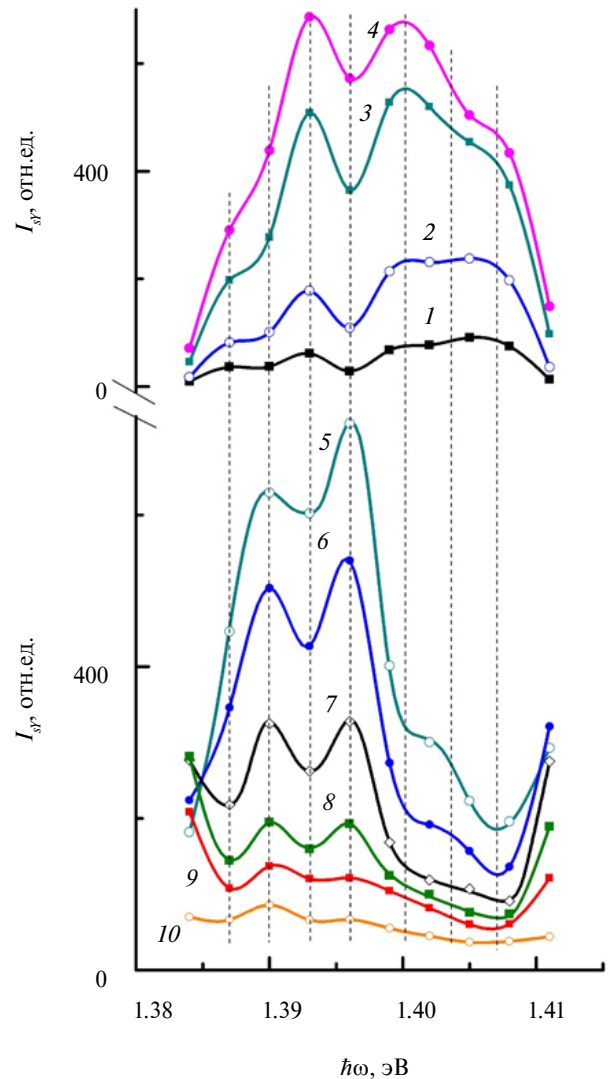


Рис. 5. Спектры s_{γ} -излучения в различные моменты времени t : 1 пс (1), 3 пс (2), 5 пс (3), 6 пс (4), 8.25 пс (5), 9 пс (6), 10 пс (7), 11 пс (8), 12 пс (9), 15 пс (10). За $t = 0$ принят момент времени, в который s_{γ} -компонента с наименьшей амплитудой имеет интенсивность $I_{s\gamma} = 7$ отн. ед.

$W_{s\gamma}(\hbar\omega)$ и $W_{s\chi}(\hbar\omega)$ энергии s_{γ} -излучения и s_{χ} -излучения соответственно, приведенные на рис. 6. Области энергий $\hbar\omega$, занимаемые этими спектрами, существенно отличались. Связь этого отличия с отличием длительностей указанных излучений обсуждается, наряду с другими вопросами, ниже.

2. ОБСУЖДЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Когда r -излучение входит в АО, то это, как уже говорилось, ведет к сокращению длительности поступающего в световод s_{γ} -излучения. Опираясь на вышеописанный эксперимент, можно предположить два фактора, уже упомянутые выше, создающие процесс сокращения. Фактор-1 – r -излучение

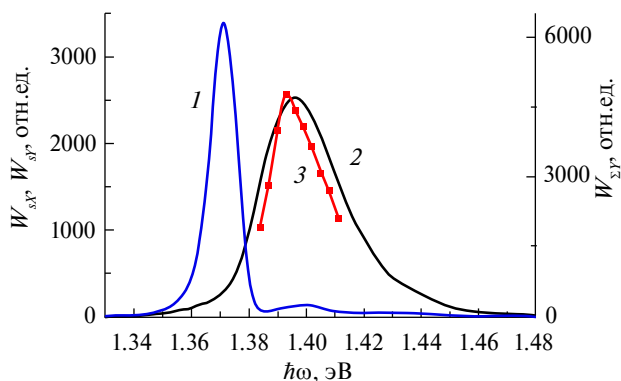


Рис. 6. Измеренные спектры интегральной по времени энергии s_X -излучения $W_{sX}(\hbar\omega)$ (1), s_Y -излучения $W_{sY}(\hbar\omega)$ (2) и спектр энергии излучения $W_{sY}(\hbar\omega)$, полученный путем сложения мгновенных спектров s_Y -излучения (3).

гасит s_Y -излучение, забирая себе часть той энергии инверсии населенности электронов, которая в отсутствие r -излучения расходовалась бы на генерацию s_Y -излучения. Фактор-2 — во время указанного гашения s_Y -излучения автоперестраивается ФК. При этом ФК вносит изменения в спектр и в угловое распределение в воздушном пространстве s_Y -излучения. Приведем экспериментальные проявления фактора-1 и -2, укорачивающие s_Y -излучение.

Если аппроксимировать экспоненциальной зависимостью возрастание интенсивности на фронте хронограммы s_Y -излучения (значит и r -излучения) и уменьшение интенсивности на спаде s_Y -излучения (рис. 4б), то спектры характерных времен возрастания τ_i и спада τ_r приблизительно совпадают, (рис. 4в). Следовательно, совпадают и спектры характерного времени возрастания r -излучения и спада s_Y -излучения. Это согласуется с фактором-1.

Модуляция мгновенных спектров s_Y -излучения на фронте, представляющая собой чередование локальных выпуклостей ($L_{\text{вып}}$) и вогнутостей ($L_{\text{вог}}$), (см. рис. 5, кривые 3 и 4), выявляет интерференцию s_Y -излучения, возникающую при прохождении им через ФК. Это явление описано в [2]. На фронте s_Y -излучения $L_{\text{вып}}$ является результатом только конструктивной, а $L_{\text{вог}}$ только деструктивной интерференции. С началом спада интенсивности s_Y -излучения происходит переключение его мод — $L_{\text{вып}}$ в спектре фронта s_Y -излучения меняются на $L_{\text{вог}}$ при том же $\hbar\omega$ в спектре спада s_Y -излучения, и наоборот. Такое переключение очевидно, например, из сравнения спектров $I_{sY}(\hbar\omega)$ при $t = 6$ пс и 8.25 пс, рис. 7. Переключение мод может быть объяснено следующим. Спектральные моды, создающие $L_{\text{вып}}$ на спектре фронта s_Y -излучения, естественно, создают $L_{\text{вог}}$ на спектре фронта r -излучения. Эти моды r -излучения забирают в АО большую

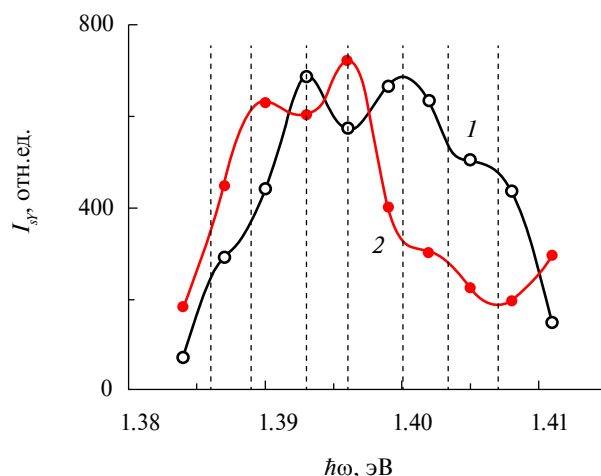


Рис. 7. Мгновенные спектры s_Y -излучения измеренные при t : 1 – 6 пс, 2 – 8.25 пс. Спектры приведены для иллюстрации переключения мод. Для наглядности через локальные выпуклости и вогнутости на спектрах проведены пунктиры.

энергию инверсии населенности и этим больше ослабляют моды с теми же $\hbar\omega$ на спаде s_Y -излучения, чем моды r -излучения, создающие на спектре его фронта $L_{\text{вог}}$ ³. Так получается, что $L_{\text{вып}}$ ($L_{\text{вог}}$) на фронте r -излучения создают $L_{\text{вог}}$ ($L_{\text{вып}}$) на спаде s_Y -излучения. Очевидно, что в представленном ракурсе переключение мод согласуется с фактором-1.

Переключение мод происходит не только под описанным воздействием спектрально-модулированного r -излучения. Оно еще укрепляется следующим. Самая интенсивная мода излучения наводит брэгговскую решетку населенности, т.е. ФК. Изменение $\hbar\omega$ такой моды приводит к изменению решетки. Мода с $\hbar\omega \approx 1.396$ эВ, которая на фронте s_Y -излучения создавала $L_{\text{вог}}$, при описанном переключении мод становится $L_{\text{вып}}$ и максимумом спектра, рис. 7. Поэтому, став максимальной, она создает новую решетку. Судя по четкой модуляции спектров при $t \approx 9$ –11 пс в области 1.384 эВ $< \hbar\omega < 1.399$ эВ, интерференционные $L_{\text{вып}}$ и $L_{\text{вог}}$, создаваемые в спектре s_Y -излучения этой новой решеткой, совпадают с $L_{\text{вып}}$ и $L_{\text{вог}}$, создаваемыми в нем r -излучением при переключении мод. Таким образом, для согласования модуляции спектров r -излучения и s_Y -излучения происходит, сохраняя $k = 1$, и первое переключение ФК. Благодаря ему моды s_Y -излучения, интерферировавшие конструктивно, стали интерферировать деструктивно (и наоборот). Это уже воздействие фактора-2, обсуждаемого далее.

То, что выходившее из X -торца гетероструктуры s_X -излучение длилось значительно дольше, чем

³ О неоднородностях распределения населенности электронов в энергетическом пространстве, создаваемых собственным пикосекундным стимулированным излучением, см. в [2].

s_Y -излучение, означало, что в АО генерация s -излучения продолжалась и после полного гашения s_Y -излучения. Значит преждевременное завершение s_Y -излучения вызвано тем, что во время спада его интенсивности ФК автоперестраивается так, что направление s -излучения из торца на световод оказывается в запрещенной зоне (33) перестроенного ФК. Приближенно можно принять, что спектральный интервал, в котором s_Y -излучение ослаблено деструктивной интерференцией — это интервал ξ_B между центрами $L_{\text{вып}}$. Он определяется выражением [7]

$$\xi_B = hc_0/2n_0l, (\text{эВ}), \quad (1)$$

где l — длина в гетероструктуре участка траектории s_Y -компонент между двумя последовательными их отражениями от гетерограниц, к которым траектории наклонены под углом β , h — постоянная Планка, c_0 — скорость света в вакууме, $n_0 \approx 3.6$ — показатель преломления GaAs. Траекторий две, они симметричные и зигзагообразные. Угол β должен удовлетворять соотношению

$$\sin \beta = k\lambda_0/(2n_0d), \quad (2)$$

где k — целое число, λ_0 — длина волны s_Y -компоненты в вакууме, d — толщина слоя GaAs. Это означает, что стабильным состояниям наведенной брэгговской решетки соответствует угол β при k равном целому числу. То есть в нашем случае динамический активный ФК предполагается мультистабильным. Создаваемые им 33 для s_Y -излучения включает: а) спектральные области деструктивной интерференции, аномально уменьшающей I_{sY} ; б) все углы наклона траекторий к гетерограницам, кроме углов β при k равном целому числу. В тех экспериментах с o -излучением, где смена k происходила, модуляция с $k = 1$ устанавливалась при большей, а с $k = 2$ при меньшей интенсивности o -излучения [7]. Формирование ФК с $k = 1$ подчинялось закону минимальной диссипации [5]. Поэтому можно предположить, что переключение k будет происходить, когда ФК будет подвергаться возмущению. Тогда, для поддержания минимальной диссипации энергии генерируемого в гетероструктуре s -излучения, происходит переход ФК из возникшего нестабильного состояния в стабильное состояние с новым k .

На основании эволюции мгновенных спектров $I_{sY}(\hbar\omega)$, по изменению их модуляции со временем, (рис. 5), можно представить происходившие переходы между состояниями мультистабильного ФК. Реалистично считать, что при $0 < t < 7.5$ пс во всем спектре s_Y -излучения, а в интервале $1.384 \text{ эВ} < \hbar\omega < 1.399 \text{ эВ}$ и вплоть до $t \approx 11$ пс, модуляция соответствовала $k = 1$ и $\xi_B \approx 6\text{--}7$ мэВ, см. спектры $I_{sY}(\hbar\omega)$ на рис. 5, 7, 8. Как уже было показано, в интервале $6 \text{ пс} < t < 8.25 \text{ пс}$ происходило переключение

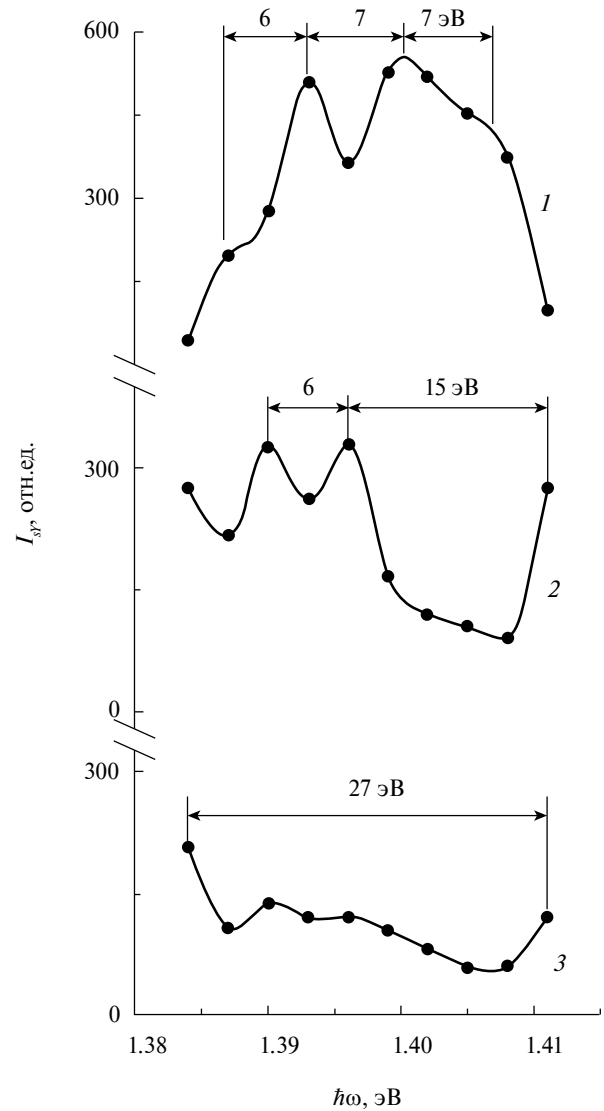


Рис. 8. Мгновенные спектры s_Y -излучения измеренные при t : 1 — 5 пс, 2 — 10 пс, 3 — 12 пс. Спектры иллюстрируют установление различных состояний ФК. Стрелками показаны интервалы ξ_B между центрами $L_{\text{вып}}$.

мод с сохранением $k = 1$. При спаде интенсивности s_Y -компонент до $I_{sY} \leq 140$ отн.ед. происходила смена модуляции спектра с изменением k . Сначала в коротковолновой части спектра $1.396 \text{ эВ} \leq \hbar\omega \leq 1.411 \text{ эВ}$ модуляция спектра с $k = 1$ в основном нивелировалась и к $t \approx 10$ пс ее заменила модуляция с $k = 2$. О появлении модуляции с $k = 2$ свидетельствует ширина $\xi_B \approx 15$ мэВ $L_{\text{вог}}$, образовавшейся в указанном интервале спектра, (кривая 2 на рис. 8). Эта $L_{\text{вог}}$ по форме подобна иллюстрируемому в [10] провалу в спектре прохождения света через ФК, возникающему из-за образования в динамическом фотонном кристалле 33. При $t \approx 12$ пс, когда и в длинноволновой области спектра $1.387 \text{ эВ} \leq \hbar\omega \leq 1.399 \text{ эВ}$ интенсивность спектральных компонент s_Y -излучения уменьшилась до указанного

выше предела, провал в спектре расширился так, что для всего наблюдаемого спектра s_{γ} -излучения стало $\xi_B \approx 27$ мэВ (кривая 9 рис. 5, кривая 3 рис. 8). То, что ξ_B расширилась до указанной величины, означало, что сменился режим модуляции спектра, и она стала соответствовать $k = 4$. Как и должно быть, внутри 33 с шириной $\xi_B \approx 27$ мэВ существенно нивелируются $L_{\text{вып}}$ и $L_{\text{вог}}$, возникшие при меньших значениях k . При дальнейшем уменьшении интенсивности в среднем до $I_{s\gamma} \approx 60$ отн.ед. ко времени $t = 15$ пс форма спектра опять изменилась. График спектра теперь выглядел как немного отклоняющаяся от горизонтальной, слегка ломаная линия (кривая 10 рис. 5). Это могло быть результатом дальнейшего увеличения k , делающего 33 шире, чем измеряемый в это время спектр s -излучения (последний уже спектра o -излучения).

Описанное изменение модуляции спектра s -излучения обнаруживает, что при спаде интенсивности $I_{s\gamma}$ происходило сначала переключение мод без изменения $k = 1$, затем поэтапный переход ФК от состояния с $k = 1$ до $k = 4$ и затем, видимо, к еще большему k . Эти переходы сопровождалось спектральным расширением и углублением 33. Причем на последнем этапе 33 расширяется настолько, что в нее попадают $\hbar\omega$ всех успевших хоть сколько-нибудь разгореться до этого s_{γ} -компонент (рис. 5, кривая 10). Спадание интенсивности $I_{s\gamma}$ и переключения ФК происходили во время гладкого возрастания потока F остывающих накаченных электронов на дно зоны проводимости, откуда они вынужденно рекомбинировали. Это очевидно из сопоставления с хронограммой $I_{\Sigma X}(t)$ (рис. 2).

Попробуем выяснить, есть ли связь между r -излучением и переключением режима модуляции s_{γ} -излучения. Используем для этого хронограммы с $\hbar\omega = 1.402$ эВ, рис. 9. Обсуждаемые далее их особенности имеются, с незначительным разбросом по времени, и у других хронограмм спектральных компонент этих излучений. Обнаруживается, что переключение состояний ФК происходит в те моменты (на рис. 9 отмечены символом 3), когда в АО поступают “точки” r -излучения, в которых меняется закон изменения интенсивности I_r r -излучения со временем t . Наблюдавшееся переключение ФК происходит в точках перехода (на рис. 9 отмечены символом 4): (а) при $t \approx 8$ пс от экспоненциального к линейному (или наоборот при $t \approx 12$ пс) изменению интенсивности I_r r -излучения со временем t ; (б) при $t \approx 10$ пс от возрастания к спаданию I_r со временем t , т.е. максимума огибающей $I_r(t)$; (в) $t \approx 14$ пс от меньшего к большему характерному времени уменьшения I_r (рис. 9а). Указанные переходы сначала под воздействием r -излучения образуются на огибающей s_{γ} -излучения при генерации последнего. Причем первые два перехода (на рис. 9а отмечены символом 5) образуются под воздействием экспоненциально растущего,

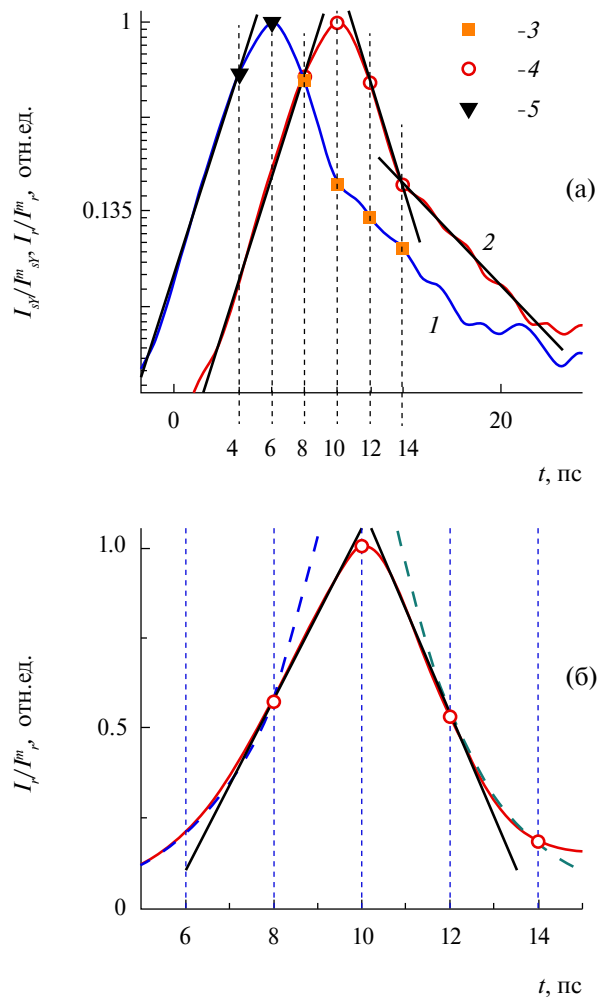


Рис. 9. Хронограммы: (а) — нормированные на амплитуду для s_{γ} -излучения (1) и r -излучения (2) при $\hbar\omega = 1.402$ эВ, представленные в полулогарифмическом масштабе. Касательными прямыми отмечены участки экспоненциального роста и экспоненциального спада на хронограммах. Символами 3 указаны моменты переключения состояний ФК. Символы 4, 5 поясняются в тексте; (б) — r -излучения в линейном масштабе, к которой проведены прямые и экспоненциальные касательные. Точками указаны моменты, в которых меняется закон изменения интенсивности r -излучения со временем.

еще не искаженного участка фронта r -излучения, т.е. здесь действует фактор-1. И только когда после отражения от торца, уже как переходы, искажающие огибающую r -излучения, они поступают в АО, то там они производят возмущение динамического равновесия между потоком F остывающих накаченных электронов на дно зоны проводимости, s_{γ} -излучением, r -излучением и ФК. То есть названное возмущение вызвано поступлением в АО, не гладкого экспоненциального участка r -излучения, а участка огибающей r -излучения с искажающим ее переходом. Что важно именно последнее,

свидетельствует то, что при $t \approx 10$ пс возмущение возникает несмотря на достигнутое переключение мод при $t \approx 8$ пс согласование модуляций r -излучения и s_γ -излучения. Возмущение, возможно, вызвано необходимостью перераспределения потока F между усилением r -излучения и s_γ -излучения, или возникающим рассогласованием этих излучений, или еще чем-то другим. Тогда, чтобы это возмущение не разрушило окончательно стоячую волну s -излучения, создающую ФК, и чтобы r -излучение и ФК могли сосуществовать в АО, стоячая волна перестраивается, переключая соответственно состояние ФК — это уже действует фактор-2. Уточним, что в двух последних из четырех зарегистрированных точек перехода от одной к другой закономерности $I_r(t)$ присутствовало еще и переключение модуляции спектра $I_r(\hbar\omega)$, дополнительно усиливавшее возмущение динамического ФК.

При первом переключении ФК происходило согласование модуляций спектров r -излучения и s_γ -излучения, без заметного изменения траекторий обоих излучений. При каждом последующем переключении ФК изменяется угол β , отчего меняются траектории движения спектральных компонент s_γ -излучения в гетероструктуре, причем так, чтобы не совпадать с траекториями r -излучения, и последнее не разрушило бы стоячую волну s -излучения, создающую динамический ФК. Из-за последовательного возрастания угла β направление движения после преломления на торце наиболее интенсивной части s_γ -излучения все более отклоняется от приемной площадки световода, по которому излучение попадает в измерительное устройство. В зависимости от того, насколько применима при $k \geq 4$ и соответствующем угле $\beta \geq 16.1^\circ$ концепция Бриллюэна, представляющая излучение в гетероструктуре плоскими волнами, отражение s -излучения от торца гетероструктуры будет приближаться к полному внутреннему отражению.

Отметим еще несколько аспектов сокращения длительности s_γ -излучения. Как очевидно из хронограмм, приведенных на рис. 2 в [11], время завершения o -излучения определяется его длинноволновыми компонентами, которые медленнее разгораются и позднее заканчиваются, чем более коротковолновые. Спектр $W_{sx}(\hbar\omega)$ энергии более длительного s_x -излучения как раз и состоит практически из длинноволновых компонент с $\hbar\omega \leq 1.384$ эВ (кривая 1, рис. 6) (коротковолновые поглотились на пути в пассивной среде). А в спектре $W_{sy}(\hbar\omega)$ энергии более короткого s_γ -излучения доля таких длинноволновых компонент мала (кривая 2, рис. 6). Вклад этой доли в хронограмме s_γ -излучения был практически не заметен. Незначительная доля, занимаемая в спектре и хронограмме s_γ -излучения длинноволновыми s_γ -компонентами, свидетельствует о том, что они попадали в 33, из-за чего не разгорались существенно и не

удлиняли s_γ -излучение. Также, описанное выше принудительное укорачивание s_γ -излучения существенно меняет спектры параметров s_γ -излучения по сравнению с o -излучением. Например, характерное время основного спада (до уровня ~ 0.2 амплитуды) и длительность $T_{1/2}$ оказываются у s_γ -излучения существенно меньше, чем у o -излучения, и практически перестали зависеть от $\hbar\omega$ (рис. 4а). При $t \approx 10$ пс, когда вместо фронта r -излучения генерацию s_γ -излучения начинает гасить уже спад r -излучения, переключение ФК дополняется увеличением характерного времени τ_r спада интенсивности I_{sy} s_γ -компоненты, как показывает излом на хронограмме в полулогарифмическом масштабе (рис. 4б). Это очевидно вызвано ослаблением фактора-1.

Отметим еще несколько экспериментальных особенностей исследуемого явления, которые становятся задачами будущих исследований. Во-первых, модуляция мгновенных спектров s_γ -излучения и ее изменение при переключении состояний ФК происходили настолько взаимно согласовано, что интегральный по времени спектр s_γ -излучения $W_{sy}(\hbar\omega)$ представлялся гладкой колоколообразной кривой (кривая 3 на рис. 6), как и в [9]. Во-вторых, исследование связи фактора-1 и -2 с направлением движения в гетероструктуре различных частей s -излучения — это тоже очевидная задача на будущее. Предварительно по виду хронограмм можно заключить (рис. 2), что на s_γ -излучение воздействуют оба фактора, на s_d -излучение воздействует преимущественно фактор-1, а на s_x -излучение названные факторы вообще не влияют.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментально установлены факторы, приводившие к сокращению длительности собственного стимулированного пикосекундного излучения гетероструктуры $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}-\text{GaAs}-\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ (s_γ -излучения), попадающего в световод, настроенный на максимум диаграммы направленности излучения еще до сокращения его длительности. Факторов два, и оба приводятся в действие при возвращении в активную область (АО) отраженной от торца частью s_γ -излучения, называемой в статье r -излучением. Фактор-1 — r -излучение забирает себе часть той энергии инверсии населенности электронов, которая в отсутствие r -излучения расходовалась бы на генерацию s_γ -излучения. Фактор-2 — это переключение следующим образом состояний динамического активного мультистабильного фотонного кристалла (ФК), наведенного собственным излучением в АО гетероструктуры. Предварительно гладкий фронт r -излучения, попадая в АО, создает на огибающей s_γ -излучения две “точки” (далее точки- v), в которых меняется закон изменения интенсивности I_{sy} s_γ -излучения со временем t . После отражения от торца эти точки- v

уже на огибающей r -излучения поступают в АО, поочередно нарушая сложившееся там динамическое равновесие между потоком остывающих накаченных электронов на дно зоны проводимости, $s\gamma$ -излучением, r -излучением и ФК. Для восстановления динамического равновесия происходит автопереключение ФК в новое состояние. Это сопровождается образованием новой точки- v на огибающей $s\gamma$ -излучения и т.д. Последовательность переключений ФК такова, что, во-первых, запрещенные зоны для $s\gamma$ -излучения, создаваемые ФК, углублялись и спектрально расширялись. Во-вторых, из-за возрастания угла β наклона траекторий $s\gamma$ -излучения к гетерограницам: (а) направление движения (после преломления на торце) наиболее интенсивной части $s\gamma$ -излучения все значительно отклоняется от приемной площадки световода; (б) $s\gamma$ -излучение будет должно падать в гетероструктуре на ее торец под углом полного внутреннего отражения. Вкупе, фактор-1 и фактор-2 приводят к сокращению измерявшейся длительности $s\gamma$ -излучения вдвое по основанию и втрое на полувысоте. Обнаружившиеся переключения ФК экспериментально подтвердили, что он является мультистабильным. Изменение модуляции мгновенных спектров $s\gamma$ -излучения при переключении состояния ФК происходило так согласовано, что интегральный по времени спектр представляется гладкой колоколообразной кривой. Помимо предложенного феноменологического объяснения сокращения длительности $s\gamma$ -излучения и выявления особенностей характеристик $s\gamma$ -излучения, сопутствующих сокращению, — изучение этого желательно продолжить — полученные результаты усилят внимание к названному динамическому ФК, как относительно новому и перспективному для дальнейших исследований объекту в физике фотонных кристаллов и физике полупроводниковых лазеров.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы данной работы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках государственного задания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ageeva N.N., Bronevoi I.L., Kumeikov S.E. et al. // Proc. SPIE. 1992. V. 1842. P. 70.
2. Агеева Н.Н., Броневой И.Л., Кривоносов А.Н. // ЖЭТФ. 2022. Т. 162. № 6. С. 1018.
3. Агеева Н.Н., Броневой И.Л., Кривоносов А.Н. // РЭ. 2023. Т. 68. № 3. С. 211.
4. Агеева Н.Н., Броневой И.Л., Кривоносов А.Н. // РЭ. 2024. Т. 69. № 2. С. 187.
5. Агеева Н.Н., Броневой И.Л., Кривоносов А.Н. // РЭ. 2024. Т. 69. № 7. С. 52.
6. Агеева Н.Н., Броневой И.Л., Кривоносов А.Н. // РЭ. 2025. Т. 70. № 1. С. 63.
7. Агеева Н.Н., Броневой И.Л., Кривоносов А.Н. и др. // ФТП. 2020. Т. 54. № 10. С. 1018.
8. Агеева Н.Н., Броневой И.Л., Кривоносов А.Н. и др. // ФТП. 2002. Т. 36. № 2. С. 144.
9. Агеева Н.Н., Броневой И.Л., Кривоносов А.Н. и др. // ЖЭТФ. 2013. Т. 144. № 2. С. 227.
10. Возианова А.В., Ходзицкий М.К. // Нанопотоника. Часть 1. СПб: НИУ ИТМО, 2013.
11. Агеева Н.Н., Броневой И.Л., Кривоносов А.Н. и др. // ЖЭТФ. 2013. Т. 143. № 4. С. 634.

FACTORS THAT REDUCE THE DURATION OF PICOSECOND STIMULATED EMISSION OF THE $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}-\text{GaAs}-\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ HETEROSTRUCTURE

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

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

**E-mail: bil@cplire.ru*

Received June 19, 2024; revised October 15, 2024; accepted October 22, 2024

New experimental data have been obtained indicating the following two reasons for the previously discovered significant decrease in the duration of the intrinsic 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 in a preferred direction: 1) the emission reflected from the end returning to the active region takes up a significant portion of the population inversion energy that would otherwise be spent on generating emission moving toward the end; 2) the resulting inhomogeneities in the reflected emission caused such a switching of the states of the multistable photonic crystal induced in the heterostructure by its emission that the forbidden zone for the emission emerging from the end in a preferred direction grew, and the emission trajectories changed in the heterostructure and, as a consequence, in the air space.

Keywords: Stimulated picosecond emission, semiconductor heterostructure, gallium arsenide, reduced emission duration, dynamic multistable photonic crystal, band gap