

Функциональные зависимости максимальной плотности энергии спектральной компоненты стимулированного пикосекундного излучения GaAs при насыщении усиления. Остаточное характерное время релаксации излучения

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

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

[¶] E-mail: bil@cplire.ru

Поступила в Редакцию 14 сентября 2021 г.

В окончательной редакции 22 ноября 2021 г.

Принята к публикации 26 ноября 2021 г.

Во время мощной оптической пикосекундной накачки слоя GaAs гетероструктуры $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}-\text{GaAs}-\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ в нем возникает стимулированное пикосекундное излучение. Экспериментально выявлено, как при насыщении усиления излучения максимальная плотность энергии его спектральной компоненты и время достижения этого максимума зависят от энергии фотона, параметров усиления и релаксации компоненты. Из этих зависимостей следует, что на указанные плотность и время влияет замедление транспорта неравновесных носителей в энергетическом пространстве. Замедление вызвано взаимодействием носителей с излучением. Установлено, что при приближении к нулю диаметра активной области измеренное характерное время релаксации компоненты стремится к теоретическому универсальному остаточному времени релаксации, затянутому из-за указанного замедления транспорта.

Ключевые слова: стимулированное пикосекундное излучение, арсенид галлия, спектральные компоненты излучения, коэффициент усиления, характерное время релаксации излучения, насыщение усиления, энергетический транспорт носителей заряда.

DOI: 10.21883/FTP.2022.03.52116.9742

1. Введение

В начале мощной пикосекундной оптической накачки тонкого слоя GaAs, входящего в состав гетероструктуры $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}-\text{GaAs}-\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, в нем возникает стимулированное (усиленное спонтанное) пикосекундное излучение. Далее, для краткости, оно называется s -излучение. Его столь быстрое возникновение свидетельствует о том, что скорость спонтанной рекомбинации приобретает значение, соответствующее плотности накачиваемых носителей $n = p > 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, с инерционностью не более нескольких пикосекунд. В работе [1] кратко изложена та часть представления о пикосекундной динамике s -излучения, которая к тому времени была получена в наших работах¹. Значение этого представления не только в том, что обнаруженные процессы происходят в пикосекундном диапазоне времен. Важно, что большинство из них возникают или становятся существенными, когда плотность энергии s -излучения в активной среде оказывается достаточно большой. В таком смысле можно сказать, что ведется исследование еще недостаточно изученной нелинейной динамики: (а) генерации стимулированного излучения, (б) возбуждаемых излучением электронно-оптических процессов — и то, и другое в слое GaAs волноводной гетероструктуры. Такое исследование (преимущественно

экспериментальное) актуально не только в фундаментальном, но и в прикладном аспектах. Оно, например, уже объяснило следующие нестабильности s -излучения, характерные и для полупроводниковых лазеров. Это многомодовость, переключение и конкуренция мод, колебания интенсивности излучения, а также выявило, что в волноводной гетероструктуре излучение наводит брэгговскую решетку населенности электронов [2,3]. Актуально исследование еще и потому, что в сверхбыстродействующей полупроводниковой оптоэлектронике предполагается использовать сверхкороткие, а значит, и высокоинтенсивные, импульсы излучения. Широко используемый в полупроводниковой оптоэлектронике GaAs является удобным материалом для таких исследований, поскольку, во-первых, его свойства хорошо изучены; во-вторых, генерация и сопутствующие процессы не вуалируются теми особенностями, которые приносили бы, например, низкоразмерные структуры.

В связи с задававшимися авторам вопросами о фемтосекундном возбуждении полупроводника для целей, подобных целям исследований, поясним следующее. В нашей работе исследуются свойства интенсивного стимулированного пикосекундного излучения GaAs при насыщении усиления. Насколько известно авторам, характерные для динамики такого излучения времена находятся в пикосекундном диапазоне. Исследование пикосекундной динамики можно вести и без фемтосекундного возбуждения и измерений с фемтосекундным

¹ Перечень этих работ приведен, в частности, на сайте нашего института: <http://www.cplire.ru/rus/bil/index.html>

разрешением. При фемтосекундной накачке длительность генерируемого в полупроводнике стимулированного излучения все равно превышает 10 пс [4]. Возможно, в связи с этим нам не известно, чтобы свойства собственного стимулированного излучения полупроводника при насыщении усиления исследовались в экспериментах с фемтосекундным возбуждением.

В определенной степени нами ранее были изучены взаимосвязи параметров, огибающей импульса s -излучения, интегрального по спектру. Выявлено влияние на эти параметры замедления энергетической релаксации накачанных электронов, возникающего из-за их взаимодействия с s -излучением. Поскольку спектр s -излучения представляет собой световой континуум, естественно, далее началось аналогичное исследование для спектральных компонент s -излучения. Оно необходимо, поскольку параметры огибающих компонент подчиняются закономерностям, имеющим отличия от ранее установленных для параметров s -излучения, интегрально по спектру. Для краткости импульс спектральной компоненты s -излучения будем называть s -компонента. Параметры и закономерности возрастания и релаксации интенсивности s -компонент, измерившихся после их выхода из гетероструктуры, были установлены до начала настоящей работы. В ней же, как требует последовательность изучения, мы исследовали закономерности, которым подчиняется максимальная плотность энергии s -компоненты в активной среде. Кроме этого, экспериментально установлено остаточное значение, к которому при уменьшении диаметра активной области стремится характерное время релаксации s -компоненты.

Уточним, что s -излучение создает насыщение его усиления в активной среде. Поэтому часть экспериментальных результатов предыдущих работ, как и настоящей, дополняют представление о недостаточно изученной динамике s -компонент при насыщении усиления.

2. Экспериментальные результаты

В настоящей работе мы опираемся на измерения в реальном времени t огибающих s -компонент. Техника измерений описана в [5]² и др. Результаты измерения огибающей импульса накачки и огибающей s -компоненты, представленные в графическом виде, будем называть хронограммами и обозначать $I_{ex}(t)$ и $I_{ph}(t)$, где I_{ex} и I_{ph} — интенсивности соответственно света накачки и s -компоненты на приемной площадке фотоприемника (рис. 1). Излучение генерировалось в слое GaAs толщиной $d \approx 1.5$ мкм гетероструктуры $Al_{0.22}Ga_{0.78}As-GaAs-Al_{0.4}Ga_{0.6}As$ при его накачке световым импульсом. Слои $Al_xGa_{1-x}As$ толщиной ~ 1.3 мкм прозрачны для света с $\hbar\omega < 1.7$ эВ,

² Мы вынуждены в каждой статье пояснять, что ссылки на наши предыдущие работы приводятся вынужденно, а не для саморекламы. Заменить их ссылками на работы других авторов не удастся, возможно, вследствие специфичности спектродифракционного комплекса, на котором велись исследования.

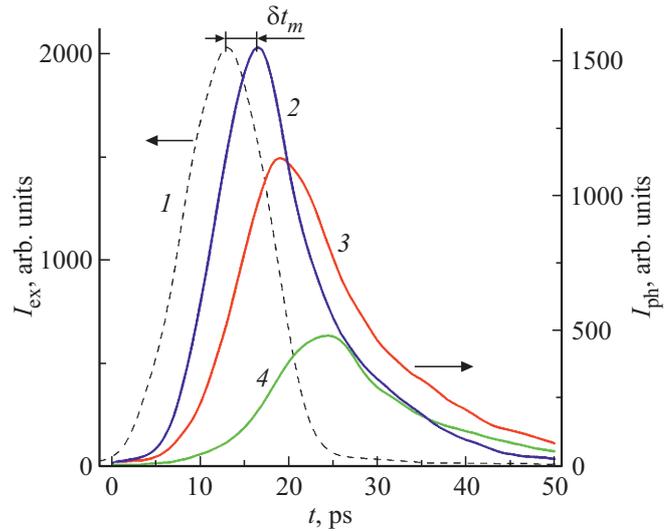


Рис. 1. Хронограммы импульсов накачки $I_{ex}(t)$ (1) и избранных спектральных компонент s -излучения $I_{ph}(t)$ с энергиями фотона $\hbar\omega$, эВ: 2 — 1.406, 3 — 1.396, 4 — 1.387. δt_m — задержка максимума s -компоненты относительно максимума накачки.

используемого и генерируемого в наших экспериментах. На поверхности гетероструктуры (исключая поверхность торцов) было нанесено антиотражающее покрытие. Благодаря антиотражающему покрытию коэффициент отражения света накачки и s -компонент от поверхности образца был не более 0.02. У импульса накачки энергия фотона равнялась $\hbar\omega_{ex} \approx 1.512$ эВ, длительность полной ширины на половине максимума (FWHM) $T_{ex} \approx 10$ пс, диаметр луча в местоположении образца (FWHM) $D_{ex} \approx 0.5$ мм.

Для измерения была выбрана часть s -излучения, выходящая из активной области слоя GaAs и распространяющаяся внутри телесного угла $1.2 \cdot 10^{-2}$ стерадиан с осью, ортогональной поверхности гетероструктуры. Поясним такой выбор. Если среда оптически однородна, то полное взаимное гашение волн, генерируемых вынужденной рекомбинацией, должно происходить для любого направления их распространения, не лежащего в плоскости слоя GaAs. Из-за наличия в реальных средах оптических неоднородностей взаимное гашение волн, распространяющихся не вдоль слоя GaAs, становится не полным, а частичным, и возникает распространение s -излучения в разных направлениях. Представление о таком распространении дает диаграмма направленности в [6]. Указанная выше часть s -излучения была выбрана для измерений потому, что выходит прямо из активной области, не изменяясь из-за поглощения в пассивной области и отражения от торцов образца. То, что излучение, как распространяющееся вдоль слоя GaAs, так и вытекающее через поверхность гетероструктуры из-за несовершенства последней, это одно и то же стимулированное, доказано в наших предыдущих исследованиях. Доказательства суммированы в [5].

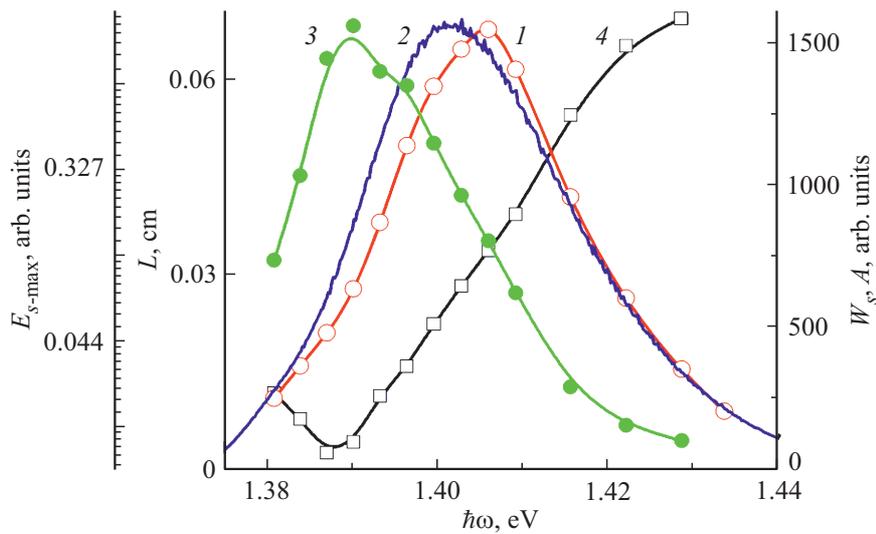


Рис. 2. Спектры: амплитуды хронограммы s -компоненты $A(\hbar\omega)$ (1), интегральной по времени энергии s -излучения $W_s(\hbar\omega)$ (2), длины усиления s -компоненты $L(\hbar\omega)$ (3), максимальной плотности энергии s -компоненты в ее активной области $E_{s-\max}(\hbar\omega)$ (4).

Спектр $A(\hbar\omega)$ амплитуд хронограмм s -компонент представлен на рис. 2 кривой 1. От него незначительно отличается по форме спектр энергии измеряемого излучения, интегральной по времени (рис. 2, кривая 2). Этот спектр можно считать спектром интегральной по времени энергии s -излучения $W_s(\hbar\omega)$, если пренебречь незначительным вкладом спонтанного излучения.

Распределение интенсивности света накачки по сечению луча было квазигассовым. Поэтому накачка создавала неоднородное распределение плотности накачанных носителей по активной области. Это приводит к тому, что диаметр активной области s -компоненты, а значит, и средняя длина L усиления s -компоненты становятся зависимы от энергии фотона $\hbar\omega$ s -компоненты [7]. Спектр $L(\hbar\omega)$ (рис. 2, кривая 3) был определен почти так же, как в указанной работе, с использованием измеренного спектра $W_s(\hbar\omega)$. Мы не будем повторять это описание, чтобы не перегружать статью, а отметим лишь сделанное теперь следующее уточнение.

В выражение, где эмпирически полученные спектры энергии W_s , интегральной по времени энергии спонтанного излучения W_{sp} , коэффициента α усиления зондирующего света связывались с L , был добавлен член, учитывающий коэффициент R_B отражения излучения брэгговской решеткой населенности электронов. Решетка наводится s -излучением на его фронте, и после прохождения s -излучением максимума меняется на противоположную [2]. При этом на месте локальных максимумов в интерференционной картине спектра s -излучения появляются локальные минимумы, и наоборот. Приближенно для всех s -компонент, но не все время s -излучения, существовала положительная обратная связь (ПОС), создаваемая решеткой. ПОС была так распределена во времени, что при мгновенных спектрах s -излучения, модулированных противоположно

на его фронте и спаде, спектр интегрального по времени s -излучения оказывался гладким [8]. Выражение, из которого теперь определялось L , приобрело вид

$$W_{st} = W_{sp}\alpha(1 + R_B)L. \quad (1)$$

Линейная зависимость в выражении (1) объясняется тем, что основная часть s -излучения происходит при насыщении его усиления, в условиях которого излучение усиливается не экспоненциально, а линейно [9,10]. Для указанного выше спектра $L(\hbar\omega)$ на рис. 2 коэффициент $R_B \approx 0.08$ был оценен из интерференционной картины мгновенных спектров на фронте излучения, т.е. одним из способов, использовавшихся в [2].

2.1. Остаточное характерное время релаксации интенсивности излучения

Для экономного изложения дальнейшего материала удобно теперь перейти к вопросу, указанному в заголовке этого раздела. В теоретической работе [11] было получено следующее аналитическое выражение характерного времени τ_T остывания оптически накачанных носителей заряда в присутствии собственного стимулированного излучения в GaAs

$$\tau_T \approx (A + B\tau_p T_c^{1/2} E_g) \tau_h, \quad (2)$$

где $A = 6.3$, $B = 0.36$, $\tau_h \approx 0.8$ пс — время релаксации энергии электронно-дырочной плазмы (ЭДП) за счет эмиссии оптических фононов с учетом разогрева последних [12], τ_T , τ_p , τ_h измеряются в пс, T_c — температура ЭДП в К, E_g — ширина запрещенной зоны в эВ. Первое слагаемое в правой части выражения (2) учитывает разогрев ЭДП, связанный с тем, что энергия носителей заряда, участвующих в стимулированной рекомбинации,

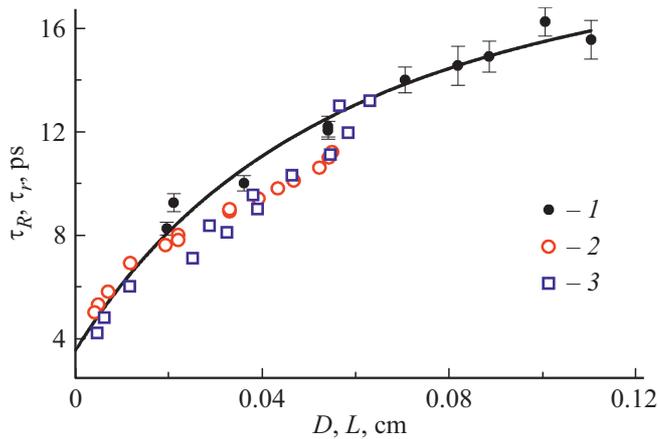


Рис. 3. Экспериментальные зависимости: характерного времени τ_R релаксации интенсивности интегрального по спектру s -излучения от диаметра D (1) (из работы [5]); характерного времени τ_r релаксации интенсивности s -компоненты, вышедшей из гетероструктуры, в функции от длины L усиления s -компоненты: 2 — получена в [7] и уточнена по (1), 3 — получена в настоящей работе. Сплошные линии проведены для наглядности.

меньше средней энергии носителей в ЭДП. Время τ_p — это характерное время движения фотона излучения в активной среде, пока фотон не покинет эту среду или не будет поглощен:

$$\tau_p^{-1} \approx c\chi^{-1}(\beta + D^{-1}). \quad (3)$$

Здесь $\chi = 3.6$ — показатель преломления GaAs, $\beta = \sigma n$ — коэффициент внутризонного поглощения света, $\sigma = 1.5 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$ [13], D — диаметр активной области. Из (2) следовало, что взаимодействие излучения с неравновесными носителями приводит к существенному замедлению энергетической релаксации носителей. Упрощенно это взаимодействие включает: 1) вынужденную рекомбинацию „холодных“ носителей; 2) внутризонное поглощение электронами излучения.

При интенсивном s -излучении плотность и температура неравновесных носителей заряда становятся взаимосвязаны. Благодаря этому становятся также взаимосвязаны время τ_T и доступное для прямых измерений единое характерное время τ_R релаксации: (а) плотности носителей, (б) интенсивности s -излучения, вышедшего из гетероструктуры и интегрального по спектру, (с) скорости вынужденной рекомбинации носителей [5]. Из этого следовало выражение

$$\tau_R \approx (2/3)\tau_T \approx (2/3)(A + B\tau_p T_c^{1/2} E_g)\tau_h. \quad (4)$$

Как показано в [5], измеренная зависимость характерного времени τ_R релаксации s -излучения, интегрального по спектру, в функции от диаметра луча накачки, принимаемого за диаметр D активной области для этого излучения, удовлетворительно согласовалась с расчи-

танной по формуле (3) зависимостью. В согласии с тем, что L — это диаметр активной области s -компоненты, а τ_r — характерное время ее релаксации, к графику $\tau_R(D)$, (рис. 3, символы 1), по аналогии оказались близки показанные на том же рисунке два графика зависимости $\tau_r(L)$. Первый, показанный символами 2, представляет зависимость, экспериментально полученную в работе [7] и уточненную согласно (1) при коэффициенте $R_B \approx 0.38$, определенном в [2]. Второй график, представленный символами 3, получен в настоящей работе из спектров $\tau_r(\hbar\omega)$ и $L(\hbar\omega)$. Доступные для определения минимальные значения L составляли 41 и 46 мкм соответственно для двух названных зависимостей $\tau_r(L)$. Согласно графикам 2 и 3 на рис. 3, характерное время релаксации составляло: $\tau_r = 5$ пс при $L = 41$ мкм и $\tau_r = 4.2$ пс при $L = 46$ мкм. Это близко к остаточному значению времени релаксации $\tau_R = 3.4$ пс при $D = 0$, следующему из аналитического выражения (4). Экстраполяция к $D = 0$ кривой, аппроксимирующей экспериментальную зависимость $\tau_R(D)$ — 1, и к $L = 0$ экспериментальных зависимостей 2 и 3, дает значение $\tau_r \approx 3.5$ пс, близкое к указанному выше остаточному значению $\tau_r = 3.4$ пс. Таким образом, теоретическое значение остаточного характерного времени релаксации в формуле (4) подтверждается экспериментом в пределах его возможностей. Это значение представляется на сегодня универсальным в том смысле, что никакая миниатюризация активной области, предположительно, не может сделать его меньше при горячей ЭДП.

2.2. Параметры усиления и релаксации s -компоненты

Чтобы в следующем разделе выявить из эксперимента связь максимума плотности энергии и его задержки с параметрами усиления и релаксации s -компоненты, мы должны представить прежде эти параметры. Они были установлены нами ранее экспериментально, и теперь, попутно, мы дополним еще и представление о них.

Очевидно, что $I_{\text{ph}}(t) \sim E_s(t)$, где E_s — энергия s -компоненты в активной среде в момент времени t . Возрастание со временем интенсивности s -компоненты I_{ph} , значит, и энергии E_s , происходит экспоненциально, пока интенсивность относительно мала, и аппроксимируется выражением

$$I_{\text{ph}} = I_0 \exp(\gamma_i t), \quad E_s = E_0 \exp(\gamma_i t), \quad (5)$$

где индекс 0 означает значение при $t \approx 0$ (см. рис. 1), т.е. когда в GaAs, предположительно, доминирует еще спонтанное излучение. Спектр коэффициента экспоненциального усиления во времени γ_i аппроксимируется эмпирической формулой, подобной известной зависимости от $\hbar\omega$ и E_g коэффициента ненасыщенного усиления

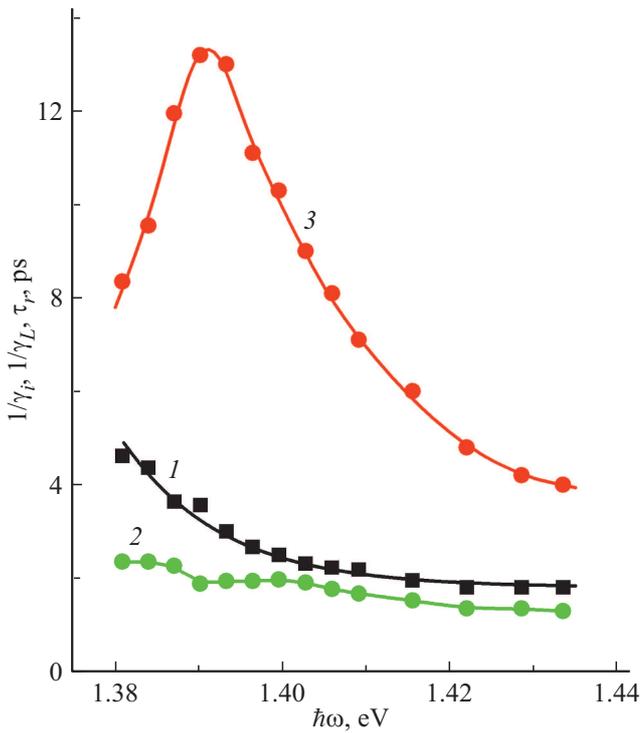


Рис. 4. Зависимости от энергии фотона $\hbar\omega$: обратной величины коэффициента экспоненциального усиления $1/\gamma_i$ (1), обратной величины коэффициента линейного возрастания $1/\gamma_L$ (2), характерного времени τ_r релаксации s -компоненты (3). Сплошные линии проведены для наглядности.

слабого сигнала при $T_c = 0\text{ K}$ [10],

$$\gamma_i = k_1(\hbar\omega - E_g)^{1/2}/\hbar\omega, \quad (6)$$

где $k_1 = \text{const}$. Поскольку далее будет использоваться обратная γ_i величина, то именно ее спектр $1/\gamma_i = f(\hbar\omega)$ представлен кривой 1 на рис. 4.

Следом за экспоненциальным усилением, далее на фронте s -компоненты интенсивность I_{ph} и энергия E_s возрастают со временем линейно. Линейное возрастание аппроксимируется формулой

$$I_{ph} = I_{ph1}[1 + \gamma_L(t - t_1)], \quad E_s = E_{s1}[1 + \gamma_L(t - t_1)], \quad (7)$$

где индекс 1 означает начало линейного участка фронта, а γ_L будем называть коэффициент линейного возрастания. Поскольку опять же далее будет использоваться величина $1/\gamma_L$, то ее спектр и представлен кривой 2 на рис. 4. Коэффициент γ_L аппроксимируется эмпирическим выражением [10]

$$\gamma_L \approx \gamma_i + 1/\tau_r. \quad (8)$$

Спектр $\tau_r(\hbar\omega)$ характерного времени релаксации s -компоненты представлен кривой 3 на рис. 4. Обсудим выражение (8).

Обозначим аббревиатурой (ЭТН) транспорт неравновесных носителей в энергетическом пространстве на уровни в области экстремумов зон проводимости и валентной, откуда они рекомбинируют. ЭТН происходит преимущественно благодаря тому, что неравновесные горячие или теплые электроны отдают энергию решетке путем излучения LO-фононов [12]. По оценкам, выполненным согласно теории [14], дырки должны термализовываться с электронами за субпикосекундные времена в условиях наших экспериментов. Линейное возрастание интенсивности s -компоненты на фронте, соответствующее (7), возникает, когда наступает так называемый режим насыщения усиления, т.е. когда интенсивность s -излучения возрастет настолько, что скорость вынужденной рекомбинации превысит ЭТН, и из-за этого возникнет провал в спектре усиления. Такой провал был обнаружен в [6].

В теории насыщения усиления [9,15,16] слагаемого, подобного $1/\tau_r$ в (8), не предполагалось, и коэффициент линейного возрастания в [9,16] равен коэффициенту ненасыщенного усиления слабого сигнала. Таким образом, слагаемое $1/\tau_r$ в (8) — это новая информация о насыщении усиления излучения, генерируемого в волноводной полупроводниковой гетероструктуре. Хотя надо отметить, что в упомянутых теоретических работах рассматривалось насыщение усиления в иных условиях, в частности, при однородной стационарной накачке и др.

Учтем, что охлаждение носителей — это их внутрizonные переходы, или релаксация, на нижележащие энергетические уровни, т.е. это тоже ЭТН. Чем больше τ_r , тем медленнее ЭТН. Подобный ЭТН происходит, пока релаксируют неравновесные носители, т.е. в течение всего s -излучения. Возникновение s -излучения в начале накачки подтверждает, что в это время уже идет ЭТН. В принципе на протяжении фронта и максимума излучения ЭТН должен замедляться из-за указанного взаимодействия носителей с излучением так же, как и во время спада излучения. Поэтому время τ_r должно, а наряду с ним и τ_r , характеризовать замедление ЭТН из-за взаимодействия излучения с носителями не только на спаде излучения, но и на фронте, и в максимуме. Это подтвердилось экспериментально в работах [1,10,17]. Так что слагаемое $1/\tau_r$ в (8) характеризует то, как замедление ЭТН на фронте излучения, вызванное взаимодействием излучения с носителями, влияет на возрастание интенсивности излучения. Это еще одно подтверждение экспериментально обнаруживаемого свойства времени τ_r , а наряду с ним τ_R и τ_r , что оно имеет более широкое значение, чем считалось изначально. Что каждое из этих времен может характеризовать замедление ЭТН из-за взаимодействия излучения с носителями не только на спаде, но и на фронте, и в максимуме, как интегрального по спектру s -излучения, так и его спектральных компонент.

2.3. Связь максимума плотности энергии спектральной компоненты излучения и времени его задержки с параметрами возрастания и релаксации компоненты

Естественно принять, что диаметр активной области s -компоненты равен длине усиления L . Тогда величина

$$E_{s\text{-max}} \approx kA/L^2 \tag{9}$$

характеризует максимальное значение плотности энергии E_s , средней по активной области слоя GaAs, здесь $k = \text{const}$. Соответствующий (9) спектр максимальной плотности энергии $E_{s\text{-max}}(\hbar\omega)$ представлен кривой 4 на рис. 2. Полулогарифмический масштаб избран, чтобы не скрадывалось различие малых значений $E_{s\text{-max}}$ в длинноволновой области.

Поскольку интенсивность I_{ph} и пропорциональная ей энергия E_s , прежде чем достигнут своего максимума, возрастают со временем сначала экспоненциально, а затем линейно, то, учитывая (5), (7) и (8), можно предполагать связь $E_{s\text{-max}}$ с параметрами этого возрастания γ_i и τ_r . Действительно, эмпирически обнаруживается экспоненциально спадающая зависимость

$$E_{s\text{-max}} = 23 \exp(-(1/\gamma_i + \tau_r)/2.1), \tag{10}$$

иллюстрированная в полулогарифмическом (по указанной выше причине) масштабе на рис. 5.

Максимальная плотность энергии $E_{s\text{-max}}$ достигается, как и максимум I_{ph} , с задержкой δt_m относительно максимума накачки, согласно рис. 1. Спектр $\delta t_m(\hbar\omega)$ (см. вставку на рис. 6) измерен в [18]. Выясняется,

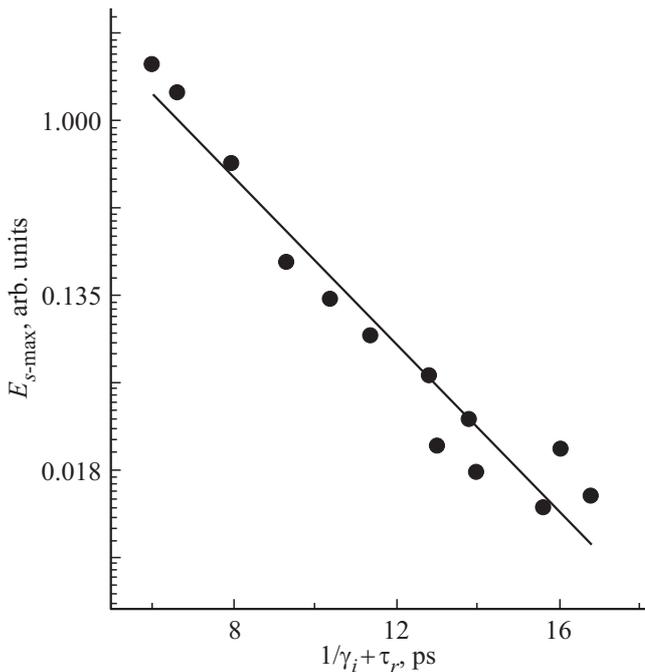


Рис. 5. Зависимость максимальной плотности энергии $E_{s\text{-max}}$ от суммы $(1/\gamma_i + \tau_r)$.

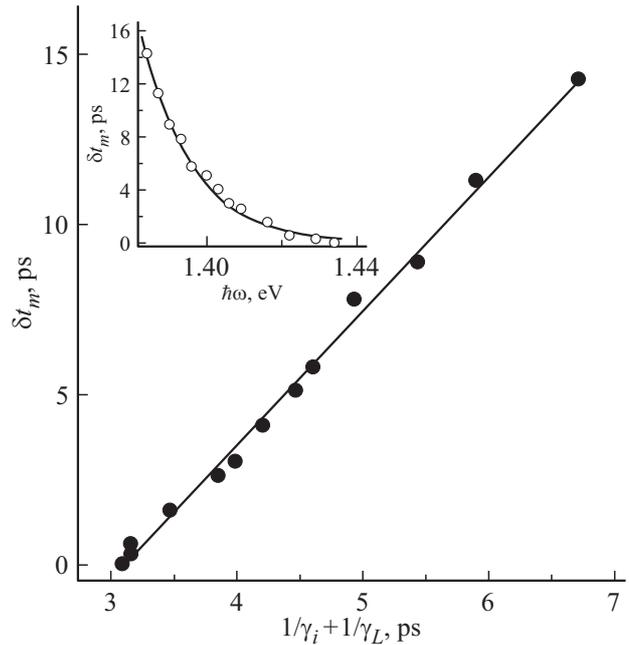


Рис. 6. Задержка δt_m максимума плотности энергии s -компоненты относительно максимума накачки, представленная как функция суммы $(1/\gamma_i + 1/\gamma_L)$. На вставке — зависимость задержки δt_m от энергии фотона $\hbar\omega$.

что этот спектр аппроксимируется экспоненциальной зависимостью

$$\delta t_m = \exp[74(1.42 - \hbar\omega)] \text{ пс}, \tag{11}$$

где $1.42 \text{ эВ} \approx E_{g0}$ — ширина запрещенной зоны невозбужденного GaAs, $\hbar\omega$ — в эВ, δt_m — в пс. Из сопоставления приведенных выше спектров $\delta t_m(\hbar\omega)$, $1/\gamma_i = f(\hbar\omega)$ и $1/\gamma_L = f(\hbar\omega)$ обнаруживается эмпирическая зависимость

$$\delta t_m = 4(1/\gamma_i + 1/\gamma_L) - 12.3 \text{ пс}, \tag{12}$$

проиллюстрированная на рис. 6.

Из вышеизложенного следует, что максимальная плотность энергии s -компоненты $E_{s\text{-max}}$ тем меньше и достигается с тем большей задержкой δt_m , чем меньше коэффициент γ_i ненасыщенного усиления и больше время τ_r релаксации этой s -компоненты. По сути же, чем меньше вероятность вынужденных межзонных переходов электронов, которые уменьшали бы инверсию населенности, тем медленнее энергетический транспорт носителей, пополняющих инверсию населенности.

3. Заключение

Вышеизложенная работа явилась естественным продолжением экспериментального исследования динамики спектральных компонент интенсивного пикосекундного стимулированного излучения эпитаксиального слоя

GaAs. В наших предыдущих работах, где изучалось вышедшее из гетероструктуры излучение, во-первых, было подтверждено теоретическое предсказание, что по мере возрастания излучения его экспоненциальное усиление сменяется линейным возрастанием. Во-вторых, для компоненты были определены: коэффициенты ненасыщенного (экспоненциального) усиления и линейного возрастания со временем, характерное время релаксации и длительность (FWHM), длина усиления (уточняемая в этой работе), связь между вышеперечисленными параметрами, их спектры, влияние взаимодействия носителей с собственным стимулированным излучением полупроводника, оказываемое на часть названных параметров. В дополнение к перечисленному выше, в настоящей работе выявлены: 1) спектр $E_{s-\max}(\hbar\omega)$ максимальной плотности энергии компонент; 2) экспоненциальная связь этой плотности с суммой обратного коэффициента ненасыщенного усиления и характерного времени релаксации компоненты; 3) экспоненциальная зависимость от $\hbar\omega$ задержки максимума компоненты относительно максимума накачки; 4) линейная связь между указанной задержкой и суммой обратных коэффициентов ненасыщенного усиления и линейного возрастания компоненты. Соответственно для четырех установленных зависимостей представлены описывающие их эмпирические формулы. Используя ранее установленный факт, что время релаксации и коэффициент линейного возрастания компоненты в значительной степени определяются взаимодействием носителей с излучением, сделано следующее заключение. Это взаимодействие тормозит возрастание энергии компоненты внутри активной среды и способствует увеличению задержки ее максимума. Таким образом, в серии работ, включая и настоящую, в значительной степени получено представление о параметрах спектральных компонент светового континуума пикосекундного стимулированного излучения GaAs, различии этих параметров для разных компонент, закономерностях, которым подчиняются эти параметры. И все это преимущественно в области интенсивностей, для которых существенную роль играет энергетический транспорт (или внутризонная релаксация) накачанных носителей заряда, закон Бугера не применим, и которые влияют на усиление. Иными словами, получена новая информация о режиме насыщения усиления. Из сравнения с теорией насыщения усиления, представленной в упомянутых выше работах других авторов, проявляется необходимость ее специализации для полупроводника, с тем чтобы учитывалась важная роль замедления энергетического транспорта носителей из-за их взаимодействия с излучением.

Теперь еще об одном важном результате этой работы. Из аналитического выражения характерного времени релаксации излучения следовало, что при приближении диаметра активной области к нулю характерное время стремится к определенному остаточному универсальному значению. Это значение, в соответствии с интерпретацией в [11], обусловлено разогревом электронно-

дырочной плазмы (ЭДП), связанным с тем, что энергия носителей заряда, участвующих в стимулированной рекомбинации, меньше средней энергии носителей в ЭДП. В эксперименте при приближении диаметра накачки к нулю характер уменьшения времени релаксации компоненты и величина этого времени подтверждали правильность аналитической оценки остаточного времени релаксации. Из этого представляется на сегодня, что при горячей ЭДП никакая миниатюризация активной области в GaAs, предположительно, не может сделать характерное время релаксации интегрального по спектру излучения и его компонент меньше универсального значения ≈ 3.4 пс. Этот вывод интересен и поэтому нуждается в расширенной проверке.

Финансирование работы

Работа выполнена в рамках государственного задания.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] Н.Н. Агеева, И.Л. Бронева, Д.Н. Забегасв, А.Н. Кривоносов. ФТП, **55**, 113 (2021).
- [2] Н.Н. Агеева, И.Л. Бронева, Д.Н. Забегасв, А.Н. Кривоносов. ФТП, **54**, 1018 (2020).
- [3] Н.Н. Агеева, И.Л. Бронева, Д.Н. Забегасв, А.Н. Кривоносов. Радиотехника и электроника, **63**, 1130 (2018).
- [4] D. Hulin, M. Joffre, A. Migus, J.L. Oudar, J. Dubard, F. Alexandre. J. de Physique, **48**, 267 (1987)
- [5] Н.Н. Агеева, И.Л. Бронева, Д.Н. Забегасв, А.Н. Кривоносов. ФТП, **53**, 1471 (2019).
- [6] Н.Н. Агеева, И.Л. Бронева, А.Н. Кривоносов, С.Е. Кумеков, С.В. Стеганцов. ФТП, **36**, 144 (2002).
- [7] Н.Н. Агеева, И.Л. Бронева, Д.Н. Забегасв, А.Н. Кривоносов. ФТП, **55**, 121 (2021).
- [8] Н.Н. Агеева, И.Л. Бронева, Д.Н. Забегасв, А.Н. Кривоносов. ЖЭТФ, **144**, 227 (2013).
- [9] L.W. Casperson. J. Appl. Phys., **48**, 256 (1977).
- [10] Н.Н. Агеева, И.Л. Бронева, Д.Н. Забегасв, А.Н. Кривоносов. ФТП, **55**, 434 (2021).
- [11] Ю.Д. Калафати, В.А. Кокин. ЖЭТФ, **99**, 1793 (1991).
- [12] С.Е. Кумеков, В.И. Перель. ЖЭТФ, **94**, 346 (1988).
- [13] J.S. Blakemore. J. Appl. Phys., **53**, R123 (1982).
- [14] Л.И. Глазман. ФТП, **17**, 790 (1983).
- [15] О. Звелто. *Принципы лазеров* (СПб., Лань, 2008).
- [16] В.Д. Соловьев. *Физика лазеров*. Текст лекций (4-й курс). <http://elibr.spbstu.ru/dl/2313.pdf/download/2313.pdf>
- [17] Н.Н. Агеева, И.Л. Бронева, Д.Н. Забегасв, А.Н. Кривоносов. ФТП, **54**, 25 (2020).
- [18] Н.Н. Агеева, И.Л. Бронева, Д.Н. Забегасв, А.Н. Кривоносов. ЖЭТФ, **143**, 634 (2013).

Редактор Г.А. Оганесян

Functional dependences of the maximum energy density of the spectral component of stimulated picosecond GaAs emission at gain saturation. Residual characteristic relaxation time of emission

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

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

Abstract During high-power optical picosecond pumping of the GaAs layer of the $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}-\text{GaAs}-\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ heterostructure, stimulated picosecond emission arises in it. It has been experimentally revealed how, upon saturation of the emission gain, the maximum energy density of its spectral component and the time to reach this density depend on the photon energy, on the parameters of the amplification and relaxation of the component. It follows from these dependences that the indicated density and time are influenced by the slowing down of the transport of nonequilibrium carriers in the energy space. The slowdown is caused by the interaction of carriers with emission. It has been found that as the diameter of the active region approaches zero, the measured characteristic relaxation time of the component tends to the theoretical universal residual relaxation time prolonged due to the indicated transport slowdown.