

„Модуляция“ характеристик интенсивного пикосекундного стимулированного излучения из GaAs

© Н.Н. Агеева, И.Л. Броневой[¶], А.Н. Кривоносов, С.Е. Кумекон*, Т.А. Налет[†], С.В. Стеганцов

Институт радиотехники и электроники Российской академии наук,
125009 Москва, Россия

* Казахский национальный технологический университет,
480013 Алма-Ата, Казахстан,

[†] Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 6 июля 2004 г. Принята к печати 2 ноября 2004 г.)

Исследовалось интенсивное пикосекундное стимулированное излучение из торца тонкого слоя GaAs. Излучение возникало при накачке GaAs мощными пикосекундными импульсами света. Обнаружена модуляция зависимостей энергии излучения от: а) энергии фотона, б) пикосекундной задержки между двумя импульсами накачки, в) расстояния между активной областью и торцом. Под модуляцией подразумевалось появление локальных выступов или максимумов на графике какой-либо зависимости. Параметры модуляции названных характеристик излучения оказались связаны соотношениями, позволяющими предполагать следующее. К модуляции характеристик приводит один общий, пока окончательно не установленный, механизм автомодуляции спектра излучения, обусловленный сверхбыстрым нелинейным взаимодействием сильно фотовозбужденного полупроводника со светом накачки и стимулированным излучением. По косвенным признакам этот механизм приводит еще и к амплитудной модуляции излучения в пикосекундном диапазоне времен.

Необходимость исследований интенсивного пикосекундного излучения, генерируемого в полупроводнике, объясняется недостаточной изученностью кинетики „сверхбыстрого“ взаимодействия сильно фотовозбужденного полупроводника с интенсивным собственным стимулированным излучением. Приставка „сверх“ здесь и далее означает, что не медленнее, чем в пикосекундном диапазоне времен. Взаимодействие между стимулированным излучением и неравновесными носителями может проявляться в изменении различных характеристик носителей и излучения. Например, это взаимодействие может приводить к существенной пространственной неоднородности и пикосекундным пульсациям температуры и концентрации носителей во время релаксации излучения после сверхкороткой накачки GaAs, как показало численное моделирование [1]. Пространственная неоднородность концентрации носителей, коэффициента усиления света и интенсивности излучения анализировалась, в частности, в работах [2–4], но уже без учета температуры носителей. Взаимодействие между излучением и носителями заряда может приводить к различным явлениям модуляции излучения [5,6]. При этом известно, насколько чувствительны могут быть явления модуляции к самой слабой обратной связи или, например, к наличию в полупроводниковом лазере даже незначительных пассивных (т.е. без инверсии заселенностей носителей) областей [5]. В частности, модуляция излучения при взаимодействии с пассивной средой имеет важную роль в генерации сверхкоротких импульсов света в полупроводниковых лазерах. Проявление взаимодействия излучения с носителями через модуляцию характеристик излучения делает исследования взаимодействия целесообразными и в практическом

отношении. А именно, в таких исследованиях могут обнаруживаться процессы модуляции, которые способны негативно или положительно сказываться на генерации сверхкоротких импульсов в полупроводниковых лазерах, возможностях оптической передачи информации и, вообще, на функционировании устройств сверхбыстродействующей полупроводниковой оптоэлектроники, в которых используется стимулированное излучение. При этом, естественно, важно определить способы управления модуляцией.

Обнаружение в настоящей работе модуляции характеристик излучения относится к вышеназванной области проблем. Модулированными оказались характеристики интенсивного пикосекундного стимулированного излучения, возникавшего во время образования в GaAs горячей плотной электронно-дырочной плазмы. Плазма образовывалась при накачке тонкого слоя GaAs пикосекундными импульсами света. Обнаруженную модуляцию исследованных характеристик отличал ряд не совсем тривиальных свойств. Уточним, что под модуляцией в этой работе подразумевалось появление локальных выступов или максимумов на графике какой-либо характеристики. Появление локальных выступов на спектре излучения обнаружилось, когда спектр излучения стали измерять с достаточно высоким разрешением. Обнаружилось, что попеременно на смену гладкому спектру появлялся модулированный спектр. Такая смена спектров происходила по мере изменения расстояния между активной областью в слое GaAs и торцом слоя, из которого выходило измеряемое излучение. Зависимость энергии излучения (интегральной по исследовавшемуся спектральному интервалу) от расстояния между активной областью и торцом тоже оказалась модулированной. Модуляция спектра излучения была существенно более крупномасштабной, чем можно было бы ожидать в слу-

[¶] E-mail: bil@mail.cplire.ru

чае образования резонатора торцами образца. Интервал между локальными максимумами на зависимости энергии излучения от расстояния между активной областью и торцом был на 2 порядка больше, чем длина волны излучения. Дополнительное возбуждение полупроводника вторым импульсом, следовавшим с пикосекундной задержкой τ относительно первого и „накачивавшим“ электроны на энергетический уровень, расположенный в зоне проводимости существенно ниже уровня, на который накачивал электроны первый импульс, позволило обнаружить еще следующее. Оказалось, что зависимость энергии излучения (с фиксированной энергией фотона) от времени задержки τ становилась модулированной при некоторых условиях, подробно описанных несколько ниже. Когда были сопоставлены интервалы между локальными максимумами на зависимостях энергии излучения от: 1) времени задержки τ , 2) энергии фотона излучения, 3) расстояния между активной областью и торцом образца, обнаружилось, что эти интервалы связаны друг с другом соотношениями, позволяющими предполагать следующее. К модуляции характеристик излучения приводит один общий, пока окончательно не установленный, механизм автомодуляции спектра излучения при сверхбыстром взаимодействии сильно фотовозбужденного полупроводника со светом накачки и стимулированным излучением. И этот механизм, по-видимому, приводит к амплитудной модуляции излучения в пикосекундном диапазоне времен, которая сопровождается модуляцией спектра. Так что, возможно, обнаруженная модуляция характеристик излучения в свою очередь обнаруживает пикосекундную амплитудную модуляцию излучения. Механизм автомодуляции квазипериодически возникает и исчезает (или существенно усиливается и ослабевает) при изменении: а) пути, проходимого излучением от активной области до торца и обратно, б) времени задержки τ в случае накачки двумя импульсами. Квазипериодичность и в случае а), и в случае б) соответствовала оценке периода амплитудной модуляции, сделанной на основании модуляции спектра. Далее подробно описываются результаты проделанных в настоящей работе опытов, проводившихся при комнатной температуре.

Исследовалось пикосекундное стимулированное излучение, выходящее из торца тонкого (~ 1 мкм) слоя GaAs. Опыты проводились при комнатной температуре. Накачка GaAs производилась мощными пикосекундными импульсами линейно поляризованного света длительностью 12 пс. При накачке создавалась плотная ($n = p > 10^{18} \text{ см}^{-3}$) электронно-дырочная плазма. Инверсия заселенностей носителей заряда была достаточной, чтобы стимулированное излучение возникало во время накачки [7]. Интенсивность излучения, по оценкам, $> 10^8 \text{ Вт/см}^2$. После накачки основное спадание интенсивности излучения должно завершаться (в условиях данной работы), когда от момента включения накачки проходит приблизительно 60 пс. За этим должна следовать стадия медленного затухания существенно менее интенсивного излучения [8].

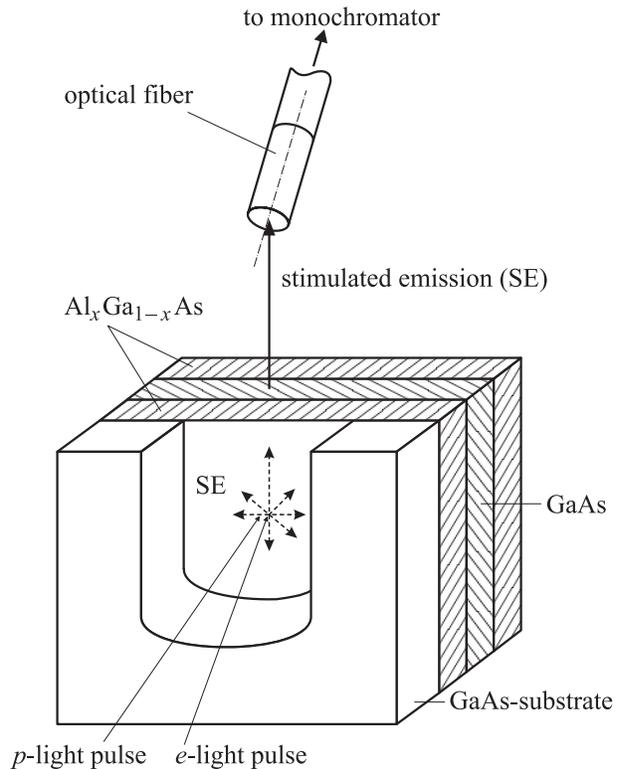


Рис. 1. Схема эксперимента.

Исследуемый образец представлял собой гетероструктуру $\text{Al}_{0.22}\text{Ga}_{0.78}\text{As}-\text{GaAs}-\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$ с толщиной слоев соответственно 1.2–1.6–1.2 мкм. Гетероструктура была выращена молекулярно-лучевой эпитаксией на (100) подложке GaAs. Затем большая часть площади гетероструктуры, включая один ее торец, была освобождена от подложки. Оставшаяся часть подложки окаймляла гетероструктуру, как рама, с трех сторон (рис. 1). Концентрации донорных и акцепторных примесей в гетероструктуре не превышали 10^{15} см^{-3} . Слои $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ предназначены для стабилизации поверхностной рекомбинации и механической прочности и прозрачны для света, используемого в эксперименте. На внешние поверхности слоев $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ было нанесено антиотражающее покрытие. В результате отражение света по нормали к поверхности слоев не превышало 2%. На торцах образца антиотражающего покрытия не было.

Гетероструктура облучалась одним (e) или двумя (e) и (p) импульсами, сфокусированными в одну точку в области, освобожденной от подложки. Импульсы (e) падали на образец под углом 10° относительно нормали к его поверхности, а импульсы (p) — приблизительно вдоль нормали. Длительность каждого импульса, определявшаяся на полувысоте распределения интенсивности света по времени, равнялась 12 пс, длительность, определенная у основания импульса, составляла около 28 пс. Распределение энергии импульсов в пространстве было приблизительно гауссово, а диаметр фокусного пятна (на полувысоте этого распределения) ~ 0.5 мм. Задерж-

ка времени τ p -импульса относительно e -импульса варьировалась в пикосекундном диапазоне. Это осуществлялось изменением оптического пути p -импульса. По оценке, при изменении τ на 1 пс возможное смещение фокусного пятна p -луча в плоскости гетероструктуры могло быть только менее 0.07 мкм. Энергия фотона e -импульса была $\hbar\omega_e = 1.56$ эВ, а p -импульса $\hbar\omega_p = 1.43$ эВ (предполагалось желательным, чтобы генерация носителей (p) и (e) импульсами производилась на различные энергетические уровни). При указанном $\hbar\omega_p$, за счет эмиссии LO -фононов электронами, генерируемыми p -импульсом, должен ускоряться энергетический транспорт этих электронов на уровни, с которых они стимулированно рекомбинируют [9]. Накачка носителей e -импульсом была значительно интенсивнее, чем p -импульсом. Например, при накачке образца только p -импульсом интегральная по времени энергия W_e излучения с $\hbar\omega_s = 1.386$ эВ была на порядок меньше, чем при накачке e -импульсом (здесь $\hbar\omega_s$ — энергия фотона стимулированного излучения). Представление об усилении излучения из-за инверсии заселенностей дают результаты наших измерений [10]. Там при накачке e -импульсом (таким же, как в настоящей работе) коэффициент усиления света в активной области, равноудаленной от торцов образца, возрастал от 90 см^{-1} при $\hbar\omega_s = 1.367$ эВ до 440 см^{-1} при $\hbar\omega_s = 1.41$ эВ.

Стимулированное излучение распространялось преимущественно вдоль гетероструктуры, обладавшей свойствами волновода. Исследуемая часть излучения выходила из торца области, освобожденной от подложки (рис. 1), и попадала в кварцевый световод длиной 1.2 м, по которому транспортировалась к монохроматору. Апертурный угол исследуемого излучения ограничивался диаметром жилы световода 1 мм и расстоянием между торцами световода и гетероструктуры 10 мм. Приблизительно ось апертурного угла лежала в плоскости гетероструктуры, проходила через фокусное пятно накачки, была ортогональна торцу гетероструктуры и составляла угол 3.5° с нормалью ко входному торцу световода. Последнее гарантировало невозможность возникновения резонатора между торцами образца и световода. Вышедшее из световода излучение фокусировалось на щель монохроматора. Положения в пространстве световода и фокуса оптической накачки сохранялись неизменными во время каждого опыта. Изменение расстояния от фокусного пятна, т. е. от активной области в слое GaAs, до торца гетероструктуры достигалось за счет сдвига образца в направлении исследуемого излучения. Из-за пространственной протяженности фокусного пятна затруднительно определять точно расстояние между пятном и торцом. Поэтому далее будет указываться сдвиг δY от некоторого исходного положения образца. В каждом отдельном опыте образец устанавливали так, чтобы с допустимой точностью расстояние между центром фокусного пятна и торцом образца составляло 1.2 мм. При таком расстоянии излучение, отраженное торцом, возвращалось в активную область сразу после окончания импульса накачки. Сдвиг δY , приближавший активную

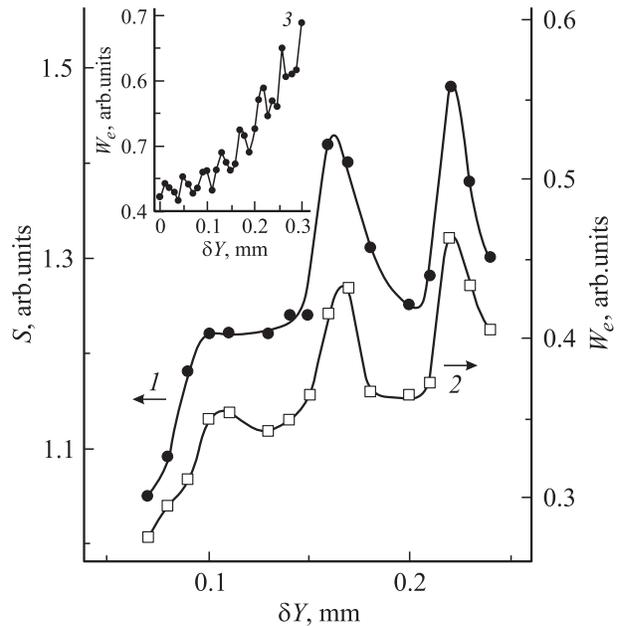


Рис. 2. Зависимости от сдвига δY : 1 — энергии излучения S_s , интегральной по спектру (в диапазоне $\hbar\omega_s = 1.38517$ эВ– 1.38982 эВ); 2 и 3 (на вставке) — энергии излучения W_e при энергии фотона $\hbar\omega_s = 1.38578$ эВ (кривая 3 измерена в отдельном опыте, где энергия излучения была больше, чем при измерении кривой 2).

область к торцу образца, считался положительным. Мы ограничились изучением лишь части спектра излучения, поскольку измерения необходимо было проводить с очень узким шагом. Эту часть будем называть, для краткости, спектром. Заметим, что в каждом отдельном опыте измеряли одну или несколько из представленных далее экспериментальных зависимостей. При сопоставлении их графиков надо учитывать, что условия накачки в разных опытах, выполнявшихся в разные дни, могли воспроизводиться только с ограниченной точностью, что относится, в частности, к диаметру фокусного пятна и исходному положению пятна относительно торца образца и, соответственно, к величине сдвига δY . Это не влияло на основные выводы работы.

Сначала исследовалось излучение, возникавшее при накачке образца e -импульсом. При увеличении сдвига δY , т. е. при приближении активной области к торцу, энергия излучения W_e (интегральная по времени) возрастала (см. вставку на рис. 2). Причиной этого могло быть уменьшение поглощения излучения в пассивной (не облучавшейся e -импульсом) области GaAs, поскольку эта область сужалась при увеличении δY . При фиксированном сдвиге δY энергия излучения W_e возрастала тем значительнее, чем больше была энергия его фотона $\hbar\omega_s$. Соответственно спектр излучения, выходящего из торца образца (т. е. излучения, прошедшего через пассивную область), отличался от спектра излучения в накачивавшейся (активной) области слоя GaAs. Например, спектр излучения в активной области, измеренный

для такого же образца и такой же накачки (см. рис. 2 в нашей работе [10]), имел максимум при энергии фотона $\hbar\omega_s \approx 1.39$ эВ. А в настоящей работе участок спектра, включавший энергию фотона $\hbar\omega_s = 1.39$ эВ, находился на спаде спектра излучения, выходявшего из торца образца. Заметим, что поглощение излучения в пассивной области должно приводить к ее частичному просветлению.

Как видно на вставке к рис. 2, зависимость $W_e = f(\delta Y)$ при фиксированном $\hbar\omega_s$ оказалась почти периодически модулированной. Измерение интегральной по спектру и по времени энергии излучения S показало, что зависимость $S = f(\delta Y)$ модулирована так же, как и одновременно полученная $W_e = f(\delta Y)$ (рис. 2). Но, как будет объяснено далее, при некоторых особенных энергиях $\hbar\omega_s$ зависимость $W_e = f(\delta Y)$ оказывалась модулирована иначе, чем $S = f(\delta Y)$. Заметим, что энергия излучения, представленного графиком на вставке, была больше, чем на графике $W_e = f(\delta Y)$ на самом рисунке. С этим, видимо, и связано то, что квазипериод на графике на вставке ~ 40 мкм меньше квазипериода (интервала между локальными максимумами) на графике на самом рисунке ~ 60 мкм. Модуляция зависимости интегральной энергии спектра излучения от расстояния между активной областью и торцом, причем со значениями квазипериода, превышавшими на 2 порядка длину волны излучения в GaAs, представлялась не совсем обычной. Ее невозможно объяснить простой интерференцией генерируемого и отраженного от торца излучений, т.е. в рамках применимости принципа суперпозиции. Остается предполагать, что исследуемое излучение является элементом нелинейной системы, включающей в себя еще и фотовозбужденный полупроводник, и импульсы накачки.

Модуляция зависимости $S = f(\delta Y)$ означала, во-первых, что на интегральную по спектру энергию излучения, генерируемого в избранном направлении к торцу, оказывала влияние обратная связь через отраженное от торца излучение. Во-вторых, что излучение само, по-видимому, является амплитудно-модулированным. Поскольку с активной средой, по-видимому, согласованно взаимодействуют и генерируемое в ней излучение, и излучение, отраженное от торца, можно сделать следующее предположение. Модуляция зависимости $S = f(\delta Y)$ отображает изменение внутри активной области разности фаз $\varphi_1(r) - \varphi_2(r)$, где φ_1 — фаза генерируемой волны, движущейся в направлении к торцу, φ_2 — фаза волны, возвращающейся в активную область после отражения от торца, r — координаты точки внутри активной области. Тогда изменение расстояния между активной областью и торцом на величину, обеспечивающую изменение на 2π разности фаз $\varphi_1(r) - \varphi_2(r)$, равно, с одной стороны, квазипериоду модуляции зависимости $S = f(\delta Y)$ $\Delta Y \approx 60$ мкм, а с другой — равно $L/4$, где L — длина волны модуляции. Приблизительно изменение разности фаз $\varphi_1(r) - \varphi_2(r)$ со сдвигом δY не зависит от r . Получаем оценку $L \approx 240$ мкм. Учитывая, что модуляция движется с групповой скоростью $c_g = c_0/n_g$,

получаем соотношение

$$T \cdot c_g \approx 4\Delta Y, \quad (1)$$

позволяющее сделать оценку периода модуляции $T \approx 4$ пс. Здесь c_0 — скорость света в вакууме, $n_g = 5.1$ — „групповой“ показатель преломления [11,12]. Значение n_g обусловлено сильной дисперсией в полупроводнике в той спектральной области, к которой относится стимулированное излучение. Отметим соответствие полученной оценки периода модуляции T параметрам обнаруженной модуляции двух других характеристик излучения, описываемых далее. Во-первых, приблизительно с таким периодом ~ 4 пс оказалась модулирована зависимость энергии излучения от времени задержки τ между двумя импульсами накачки. Во-вторых, обнаруженная модуляция спектра излучения соответствовала модуляции излучения во времени с периодом ~ 4 пс.

Как уже пояснялось, квазипериод модуляции зависимости $S = f(\delta Y)$ отличался от квазипериода зависимости $W_e = f(\delta Y)$ на вставке на рис. 2, который составлял ~ 40 мкм. Для такого квазипериода полученная аналогичным образом оценка периода T составляла 2.7 пс. Это не сильное отличие от полученной выше оценки $T \approx 4$ пс, видимо, отвечает тому, что, как уже отмечалось, энергия излучения, для которого измерялся график $W_e = f(\delta Y)$ на вставке, была больше энергии того излучения, для которого измерялся график $S = f(\delta Y)$.

При изменении δY (с разрешением 0.01 мм), как обнаружилось, кардинально менялась форма спектра излучения $W_e = f(\hbar\omega_s)$. Поочередно гладкий спектр сменялся модулированным локальными выступами, придававшими спектру ступенчатую форму, потом спектр вновь становился гладким и т.д. Это иллюстрирует рис. 3 на примере спектров с наиболее четко выраженной формой (очень „чувствительной“ к величине сдвига δY). Каждый гладкий спектр хорошо описывался участком параболы. Поэтому для модулированного спектра $W_e = f(\hbar\omega_s)$ степень модуляции можно представить по графику $(W_e - W_B)/W_B = f(\hbar\omega_s)$ (см. вставку к рис. 3). Здесь $W_B = f(\hbar\omega_s)$ — участок параболы, касательный к спектру, например, кривая 5 на рис. 3.

Корреляция между зависимостью $S = f(\delta Y)$ и модуляцией спектра обнаружилась еще, в частности, в том, что спектр был гладким примерно в интервале 0.01 мм вблизи тех значений δY , при которых на зависимости $S = f(\delta Y)$ располагались экстремумы (локальные максимумы и минимумы). Чередование гладкого и модулированного спектров при изменении δY было обусловлено, по-видимому, влиянием обратной связи. Но отраженное торцом излучение, обеспечивающее обратную связь, возвращалось в активную область сразу после окончания накачки. Поэтому наблюдалась, по-видимому, та модуляция спектра, которая или существенно усиливалась, или устанавливалась уже во время релаксации излучения, когда „включалась“ обратная связь.

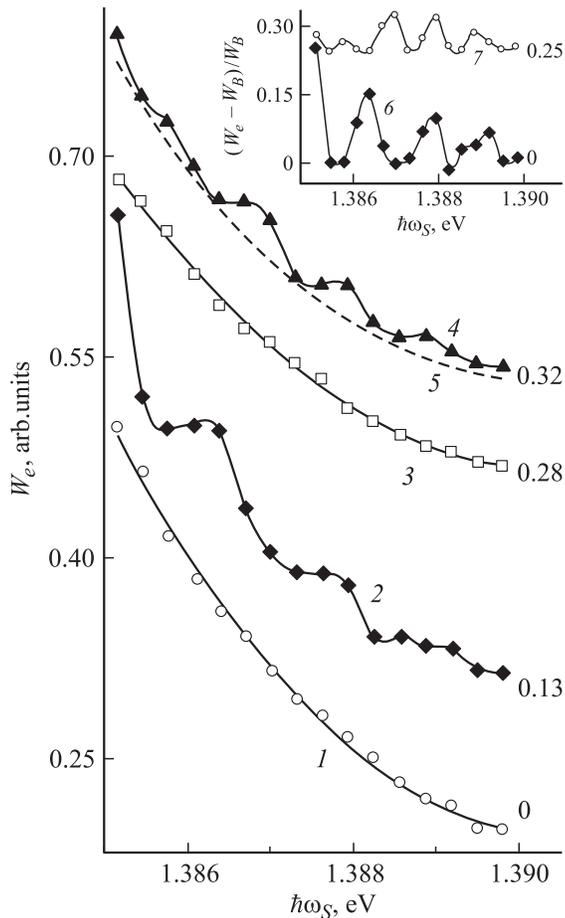


Рис. 3. Спектры излучения при различном сдвиге: 1 — $\delta Y = 0.16$ мм, 2 — $\delta Y = 0.18$ мм, 3 — $\delta Y = 0.20$ мм, 4 — $\delta Y = 0.24$ мм, 5 — зависимость $W_B = f(\hbar\omega_s)$, поясненная в тексте. На вставке — спектры относительной модуляции $(W_e - W_B)/W_B = f(\hbar\omega_s)$: 6 — $\delta Y = 0.18$ мм, 7 — $\delta Y = 0.24$ мм. Для наглядности каждая кривая сдвинута по оси ординат относительно истинного положения на величину, указанную справа от кривой.

Теперь можно сделать ранее обещанное уточнение, что зависимость $W_e = f(\delta Y)$ при $\hbar\omega_s = \text{const}$ оказывалась модулирована иначе, чем $S = f(\delta Y)$, если при $\hbar\omega_s$ возникал выступ на спектре $W_e = f(\hbar\omega_s)$.

Отметим, что объяснять модуляцию спектров просто как результат образования резонатора торцами образца затруднительно. Разность энергий фотонов соседних резонансных мод, соответствующая расстоянию 5 мм между торцами такого резонатора, должна быть $\varepsilon \approx 0.034$ мэВ. Последняя величина в несколько десятков раз меньше, чем, например, интервалы между локальными максимумами на графиках вставки к рис. 3. К тому же и интервалы между максимумами на различных спектрах не были строго одинаковыми. Например, на вставке к рис. 3 интервал между локальными максимумами кривой 6 примерно в 1.5 раза больше интервала на кривой 7. Кроме того, не противоречила ли принципу неопределенностей селекция резонансных

мод со столь узким межмодовым интервалом как ε , если время излучения фотона ограничивалось эффективным временем жизни фотогенерированных носителей ~ 1 пс? Поясним, что такая оценка времени жизни носителей во время интенсивного излучения в наших опытах получена в [7], и она, по-видимому, соответствует образованию „дыры“ в спектре усиления света [10,13]. Помимо показанной выше затруднительности объяснить модуляцию спектра возможностью образования резонатора торцами образца, также не совсем тривиальным представляется переход от гладкого спектра к модулированному (и наоборот). Например, при изменении оптической длины пути в интерферометре Фабри–Перо модуляция спектра излучения не исчезает, а только меняется спектральное положение локальных максимумов. Так что переход от гладкого спектра к модулированному еще раз указывает, что исследуемое излучение является элементом нелинейной системы.

Обнаруженную модуляцию спектра можно представлять как усиление излучения в узких локальных областях спектра. Такая модуляция спектра могла бы возникать, например, в результате модуляции интенсивности излучения во времени с периодом

$$T \approx 2\pi/\Delta\omega_s, \quad (2)$$

где $\Delta\omega_s$ — интервал между локальными максимумами в спектре излучения. Это соотношение соответствует тому, что временная картина суммарного поля нескольких мод, если частотный интервал между модами равен $\Delta\omega_s$, должна иметь выраженную периодичность с периодом $2\pi/\Delta\omega_s$ [14]. Согласно экспериментальным спектрам $\hbar\Delta\omega_s \approx 1$ мэВ, так что период модуляции, определяемый из соотношения (2), составляет ~ 4 пс, т.е. совпадает с оценкой T , полученной из соотношения (1). Можно отметить, что такая оценка близка, например, к периоду релаксационных колебаний стимулированного излучения — $2\pi(\tau_{st} \cdot \tau_p)^{1/2} \approx 6$ пс [15], если принять, что представляется реалистичным, время жизни фотона $\tau_p \approx 1$ пс и, называемое в [15] стимулированным, время жизни носителей $\tau_{st} \approx 1$ пс. Напомним, что релаксационные колебания — это взаимосвязанные колебания интенсивности излучения и заселенностей носителей, возникающие при быстром изменении интенсивности накачки [5]. Из численного моделирования [1] тоже следует возможность пикосекундных пульсаций излучения во время его релаксации. Можно предварительно отметить и еще одно сходство с релаксационными колебаниями, конечно, не имеющее определяющего значения. В наших опытах наблюдалась модуляция спектра, усиленная или образованная под влиянием обратной связи, в то же время и для развития интенсивных релаксационных колебаний тоже необходима обратная связь, как показало численное моделирование [4].

Замечательно, что именно с оцененной из соотношений (1) и (2) периодичностью ~ 4 пс оказалась модулирована зависимость энергии излучения (с фиксированной энергией фотона) от времени задержки τ между

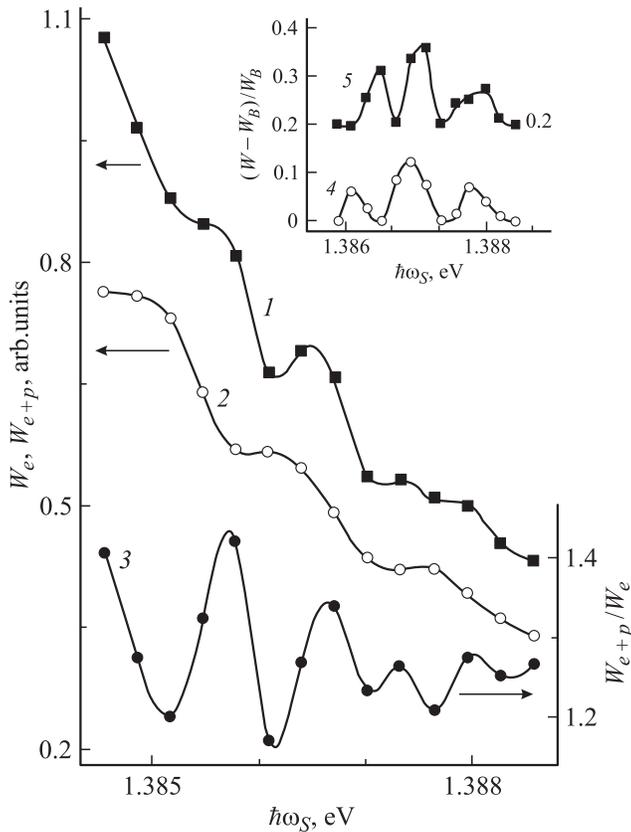


Рис. 4. Спектры излучения: 1 — $W_{e+p} = f(\hbar\omega_s)$ при $\tau = 0$, 2 — $W_e = f(\hbar\omega_s)$, 3 — $W_{e+p}/W_e = f(\hbar\omega_s)$, $\delta Y = 0.26$ мм. На вставке — спектры относительной модуляции: 4 — $(W_e - W_B)/W_B = f(\hbar\omega_s)$ при накачке одним импульсом; 5 — $(W_{e+p} - W_B)/W_B = f(\hbar\omega_s)$ при накачке двумя импульсами и $\tau = 0$. Кривая 5 сдвинута по оси ординат относительно истинного положения на величину, указанную справа от кривой.

двумя импульсами накачки. Это было обнаружено при облучении образца (e) и (p) импульсами, „накачивавшими“ носители на разные энергетические уровни. Задержка τ между импульсами варьировалась в пикосекундном диапазоне, меняя тем самым и распределение накачки во времени, и полное время накачки.

Чтобы сначала получить представление о том, как меняется модулированный спектр излучения только из-за усиления накачки (без изменения ее длительности) при добавлении p -импульса, на рис. 4 представлены спектры $W_e = f(\hbar\omega_s)$ и $W_{e+p} = f(\hbar\omega_s)$, где последний измерен при $\tau = 0$, и W_{e+p} — энергия излучения, интегральная по времени, при накачке (e) и (p) импульсами. Сравнение этих спектров и сопоставление соответствующих им графиков $(W - W_B)/W_B = f(\hbar\omega_s)$ на вставке к рис. 4 обнаружило, что и при синхронной накачке (e) и (p) импульсами спектр оставался модулированным. Относительная величина и спектральная форма модуляции, представленные графиком $(W_{e+p} - W_B)/W_B = f(\hbar\omega_s)$, изменились незначительно по сравнению с модуляцией при накачке только e -импульсом. Но при этом все же нужно отметить, что при добавлении p -импульса энер-

гия излучения увеличилась существенно неоднородно по спектру, как это подтверждает спектр относительно-го изменения энергии излучения $W_{e+p}/W_e = f(\hbar\omega_s)$ на рис. 4. В этом смысле модуляция спектра тоже оказалась нелинейным процессом. Заметим, что такое неоднородное изменение энергии по спектру было обнаружено нами в [16], что и стимулировало настоящую работу.

Далее обнаружилось, что уже при неизменной суммарной энергии двухимпульсной накачки изменение в пикосекундном диапазоне времени задержки τ p -импульса относительно e -импульса приводило к существенному изменению модуляции спектра излучения. Это иллюстрирует сопоставление спектров $W_{e+p} = f(\hbar\omega_s)$, измеренных при $\tau = 0$ и $\tau = 2$ пс (рис. 5). Видно, что при тех энергиях фотонов, где на спектре 1 при $\tau = 0$ располагались выступы, энергия излучения изменялась при сдвиге задержки наиболее сильно, а где располагались провалы — существенно меньше. Подробно изменение со временем τ энергии излучения при двух энергиях фотонов, соответствовавших выступу и провалу на спектрах, измеренных при $\tau = 0$ уже в последующих опытах, иллюстрирует рис. 6. Обнаружилось, что зависимость энергии излучения от времени задержки $W_{e+p} = f(\tau)$ оказалась в первом случае явно модулированной локальными максимумами (кривая 1), во втором почти гладкой (кривая 2). Точнее, модулированной (гладкой) зависимость $W_{e+p} = f(\tau)$ была для излучения с такой энергией фотона, при которой на спектре $(W_{e+p} - W_B)/W_B = f(\hbar\omega_s)$, определенном в том же опыте для $\tau = 0$, располагался локальный максимум (минимум), иллюстрируемый кривой 3 (кривой 4) на вставке к рис. 6. Интервал между локальными мак-

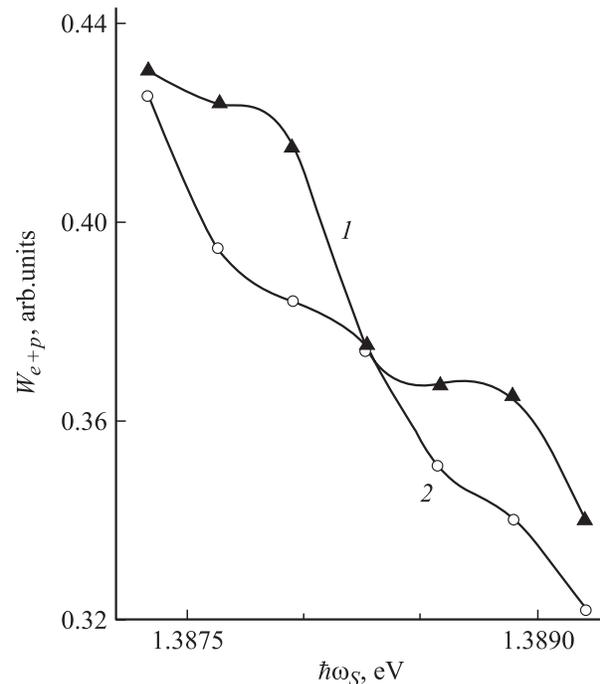


Рис. 5. Спектры излучения при различном времени задержки τ , пс: 1 — $\tau = 0$; 2 — $\tau = 2$ пс. $\delta Y = 0.19$ мм.

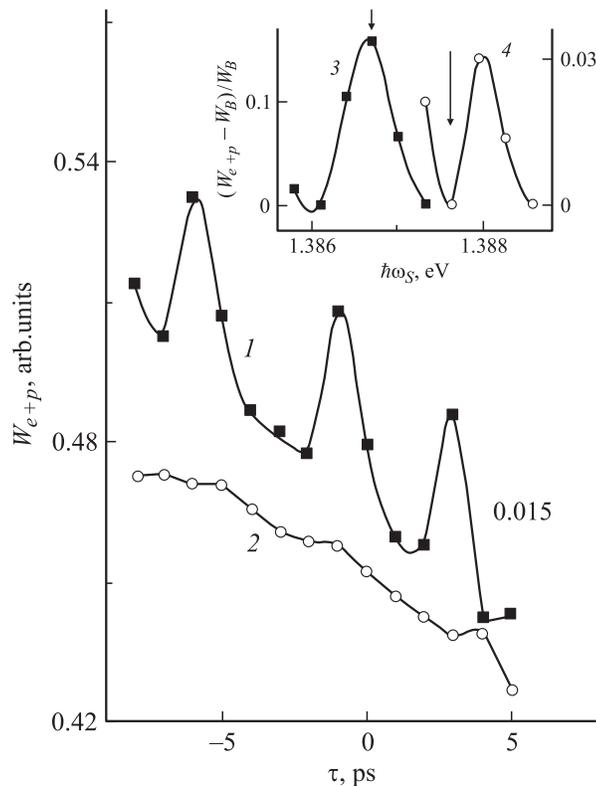


Рис. 6. Зависимость энергии излучения W_{e+p} от времени задержки τ при фиксированной энергии фотона: 1 — $\hbar\omega_s = 1.38671$ эВ, 2 — $\hbar\omega_s = 1.38765$ эВ, $\delta Y = 0.15$ мм. Кривая 1 сдвинута по оси ординат относительно истинного положения на величину, указанную справа от кривой. На вставке — фрагменты спектров $(W_{e+p} - W_B)/W_B = f(\hbar\omega_s)$: 3 — $\delta Y = 0.29$ мм, левая ось ординат; 4 — $\delta Y = 0.15$ мм, правая ось ординат. Стрелки указывают на спектральные точки, в которых были измерены кривые 1 и 2.

симумами на зависимости $W_{e+p} = f(\tau)$, представленной кривой 1 на рис. 6, оказался равен $\Delta\tau \approx 4-5$ пс. А именно, интервал $\Delta\tau$ оказался приблизительно равным тем оценкам периода возможной модуляции излучения во времени, которые основывались на модуляции зависимости $S = f(\delta Y)$ и на модуляции спектра:

$$\Delta\tau \approx T. \quad (3)$$

Модуляция зависимости $W_{e+p} = f(\tau)$ позволяет предполагать, что в условиях ее появления, т.е. когда спектр излучения модулирован, генерация излучения имеет пульсационный характер с интервалами между пульсациями, равными $\Delta\tau$.

Таким образом, в работе была обнаружена модуляция характеристик интенсивного пикосекундного излучения из GaAs, возбуждаемого сверхкоротким световым импульсом. Параметры модуляции оказались взаимосвязаны соотношением

$$4\Delta Y/c_g \approx 2\pi/\Delta\omega_s \approx \Delta\tau \approx T. \quad (4)$$

Это соотношение и качественные изменения модуляции, описанные ранее, дают основания предполагать,

что к модуляции характеристик приводит один общий, пока не установленный, механизм автомодуляции спектра излучения, развивающийся при сверхбыстром нелинейном взаимодействии сильно фотовозбужденного полупроводника со светом накачки и стимулированным рекомбинационным излучением. Как показали опыты, существенную роль в образовании модуляции спектра, а значит, и в возникновении механизма автомодуляции должны играть обратная связь через отраженное от торца излучение, а также время задержки τ в случае накачки двумя импульсами. Опыты дали и весомые основания считать, что при соответствующей настройке обратной связи влияние механизма автомодуляции на генерацию стимулированного излучения имеет пульсационный характер, с интервалом между пульсациями T , относящимся к пикосекундному диапазону времен. Такой механизм должен, по-видимому, приводить к амплитудной модуляции излучения пикосекундными пульсациями, поскольку представлению о такой модуляции соответствует экспериментально полученное соотношение (4).

Настоящая работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 04-02-17146).

Авторы глубоко признательны В.И. Перелю, Ю.Д. Калафати, Л.В. Левкину, Ю.К. Чмаровскому и Г.Н. Шкердину за подробное обсуждение результатов работы и полезные советы.

Список литературы

- [1] Yu.D. Kalafati, V.A. Kokin, H.M. Van Driel, G.R. Allan. In: *Hot Carriers in Semiconductors*, ed. by K. Hess (Plenum Press, N.Y., 1996) p. 587.
- [2] L.W. Casperson. *J. Appl. Phys.*, **48**, 256 (1977).
- [3] E.O. Goebel, O. Hildebrandt, K. Lohnert. *IEEE J. Quant. Electron.* **QE-13** (10), 848 (1977).
- [4] K.Y. Lau, A. Yariv. *Appl. Phys. Lett.*, **40**, 452 (1982).
- [5] П.Г. Елисеев. *Введение в физику инжекционных лазеров* (М., Наука, 1983) с. 294.
- [6] К. Лау, А. Ярив. В сб.: *Полупроводниковые инжекционные лазеры* под ред. У. Тсанга (М.: Радио и связь, 1990) с. 73.
- [7] N.N. Ageeva, I.L. Bronevoi, E.G. Dyadyushkin, V.A. Mironov, S.E. Kumekov, V.I. Perel', B.S. Yavich. *Sol. St. Commun.*, **72** (7), 625 (1989).
- [8] Ю.Д. Калафати, В.А. Кокин. *ЖЭТФ*, **99**, 1793 (1991).
- [9] И.Л. Броневои, А.Н. Кривоносос. *ФТП*, **33**, 13 (1999).
- [10] Н.Н. Агеева, И.Л. Броневои, А.Н. Кривоносос, С.Е. Кумекос, С.В. Стеганцов. *ФТП*, **36**, 144 (2002).
- [11] D.T.F. Marple. *J. Appl. Phys.*, **35** (4), 1241 (1964).
- [12] А. Ривлин. *Динамика излучения полупроводниковых квантовых генераторов* (М., Сов. радио, 1976) с. 175.
- [13] Г.С. Алтыбаев, И.Л. Броневои, С.Е. Кумекос. *ФТП*, **38**, 674 (2004).
- [14] Д. Брэдли. В сб.: *Сверхкороткие световые импульсы*, под ред. С. Шапиро (М., Мир, 1981) с. 35.

- [15] K. Lau. *J. Lightwave Technol.*, 7 (2), 400 (1989),
[16] Н.Н. Агеева, И.Л. Броневои, А.Н. Кривоносов, С.Е. Кумеков, С.В. Стеганцов. *ФТП*, 37, 546 (2003).

Редактор Л.В. Беляков

„Modulation“ of characteristics of intense picosecond stimulated emission from GaAs

N.N. Ageeva, I.L. Bronevoi, A.N. Krivonosov, S.E. Kumekov, T.A. Nalet†, S.V. Stegantsov*

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

* Kazakh National Technical University,
484013 Almaty, Kazakhstan

† Ioffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia

Abstract Intense picosecond stimulated emission from the butt-end of GaAs thin layer has been studied. The emission appeared during pumping GaAs by powerful picosecond light pulses. On the plots of emission energy as functions of (a) photon energy, (b) picosecond delay between two pumping pulses, (c) the distance between active area and butt-end, a modulation of the function curves was discovered. By modulation we mean an appearance of local protrusions or maximums on the curves. Parameters of modulation of the afore-named emission characteristics appear to be interrelated, allowing to assume the following. Modulation of the characteristics is a result of a single, general mechanism of automodulation of emission spectrum not fully determined so far. The mechanism is conditioned by an ultrafast nonlinear interaction of strongly photoexcited semiconductor with the pumping light and with the stimulated emission. According to indirect indications, the mechanism leads also to amplitude modulation of emission in the picosecond range.