

„Брэгговская“ решетка заселенности электронов, наводимая в гетероструктуре $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}-\text{GaAs}-\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ее собственным стимулированным пикосекундным излучением

© Н.Н. Агеева, И.Л. Броневой[¶], Д.Н. Забегаев, А.Н. Кривонос

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

[¶] E-mail: bil@cplire.ru

Поступила в Редакцию 14 ноября 2019 г.

В окончательной редакции 11 февраля 2020 г.

Принята к публикации 22 апреля 2020 г.

Показано, что модуляция спектра стимулированного пикосекундного излучения, генерируемого в волноводной гетероструктуре $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}-\text{GaAs}-\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ при оптической накачке GaAs, и еще ряд предыдущих экспериментальных результатов становятся объяснимыми в предположении об образовании излучением симметричной модификации „брэгговской“ решетки заселенности неравновесных электронов в GaAs. Предложены граничные условия, определяющие конструкцию решетки. Чтобы удовлетворять им, решетка может меняться только дискретно. Последнее согласуется с изменением модуляции спектра поглощения света в GaAs, отображающей модуляцию обеднения заселенности, создаваемую излучением. Наведение решетки, или выжигание пространственных дыр, является одной из причин многомодовости излучения, конкуренции и переключения его мод, модуляции спектра усиления (выжигания частотных дыр). Аналогичное возможно и в полупроводниковом лазере, как в волноводе.

Ключевые слова: брэгговская решетка, пикосекундное стимулированное излучение, заселенность электронов, модуляция спектра, волноводная гетероструктура, конкуренция мод, выжигание пространственных дыр.

DOI: 10.21883/FTP.2020.10.49937.9314

1. Введение

В работе [1] была обнаружена модуляция спектра стимулированного интенсивного пикосекундного излучения (далее называемого просто излучением), возникающего в слое GaAs во время его пикосекундной оптической накачки. Примеры модуляции представлены на рис. 1. Слой GaAs входил в состав гетероструктуры $\text{Al}_{0.22}\text{Ga}_{0.78}\text{As}-\text{GaAs}-\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$. Отмечалось, что указанная модуляция могла бы возникать, если бы интерферировали спектральные моды излучения, двигающиеся зигзагообразно в слое GaAs под углом $\beta \approx 5^\circ$ к гетерограницам (т.е. границам раздела слоев $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ и GaAs), навстречу друг другу. Для этого требовалась положительная обратная связь (ПОС). Отметим, что угол $\beta \approx 5^\circ$ отличается от угла полного внутреннего отражения, который относительно гетерограницы составляет, по оценке, 24° .

Модуляция спектра, возникшая в начале излучения, так менялась вынужденным комбинационным рассеянием (ВКР) спектральных мод излучения, что становилась противоположной (локальные максимумы менялись на минимумы) и во время релаксации излучения уже не возвращалась к исходному виду. Последнее указывало тоже на существование какой-то ПОС. Подчеркнем, что, в том числе и при одинаковой интенсивности интегрального по спектру излучения, модуляция спектра на фронте и на спаде излучения была противоположной. ПОС приходится предполагать еще и для согласования скоростей спонтанной и стимулированной рекомбинации.

В настоящей работе предполагается, что ПОС возникает вследствие образования излучением симметричной модификации брэгговской решетки обеднения заселенности неравновесных электронов в GaAs. Подтверждение обеднения заселенности электронов излучением для описываемого в статье случая, как и параметры обеднения, было получено в наших предыдущих экспериментах. По сути базой для настоящей работы является изучаемый с середины 60-х годов эффект выжигания пространственных дыр и многомодовой генерации, первоначально в твердотельном [2,3], а затем в полупроводниковом лазере [4]. Как наглядно представлено в работе [5], выжигание пространственных дыр в лазерах обусловлено неоднородностью стимулированной рекомбинации носителей в продольном направлении в резонаторе. Вследствие того, что испускаемый свет в режиме выше порога генерации представляет собой стоячую волну в резонаторе, стимулированная рекомбинация носителей будет происходить наиболее интенсивно в участках активной области, расположенных вблизи пучностей интенсивности испускаемого излучения, и наименее интенсивно в участках, расположенных вблизи узлов. В результате имеет место обеднение инверсной заселенности носителей вблизи пучностей, что может приводить к лазерной генерации высших продольных мод резонатора наряду с основной модой. Вопрос о многомодовой генерации в полупроводниковых лазерах и изучение физических процессов, управляющих ею, является актуальным как с фундаментальной, так и с прикладной точек зрения, и активно исследуется в обычных полупроводниковых лазерах с объемной активной

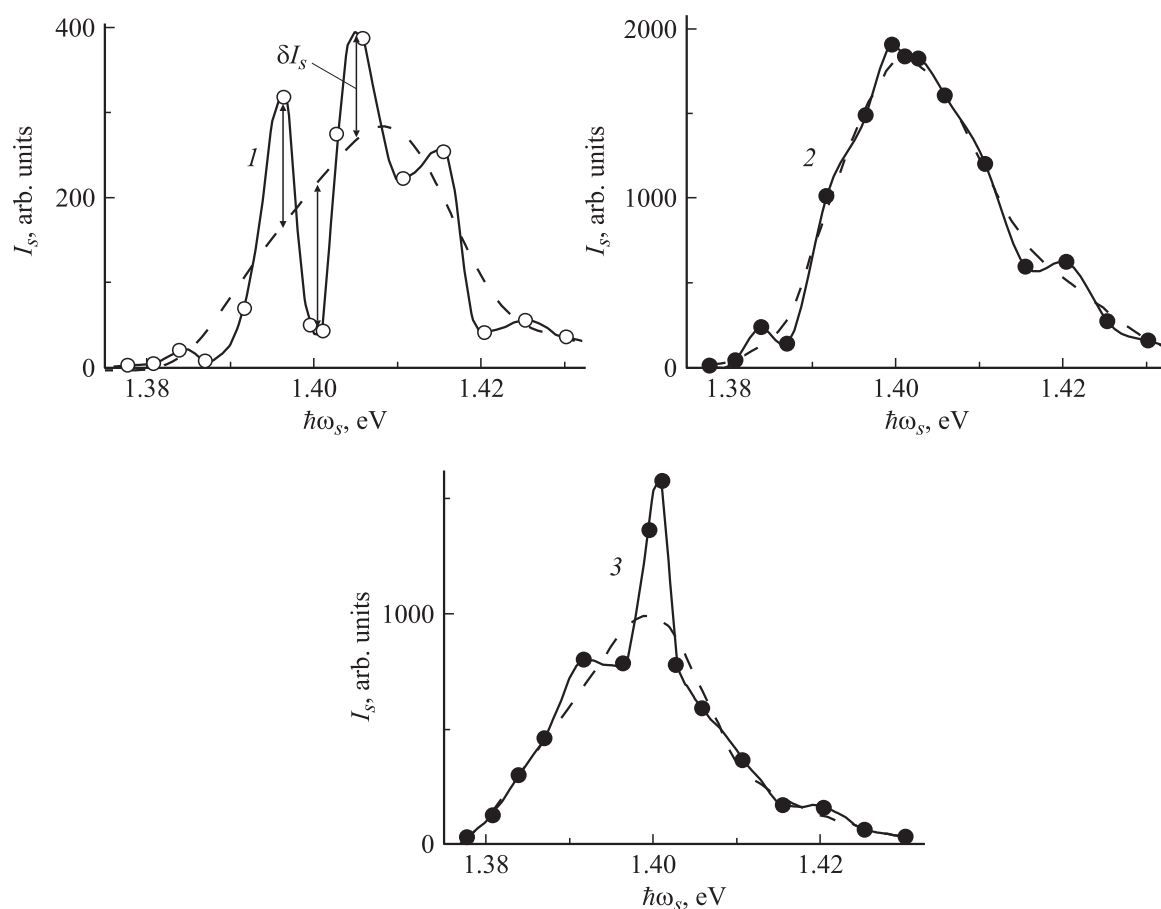


Рис. 1. Экспериментальные спектры излучения в различные моменты времени t , пс: 6 (1), 19 (2), 26 (3). Штриховые кривые — усредненные сглаженные спектры излучения. Стрелки показывают модуляционную компоненту спектра излучения δI_s при некоторых энергиях фотона $\hbar\omega_s$.

областью, лазерах на квантовых ямах, а в последние десятилетия особенно в лазерах на квантовых точках [5,6]. Выжигание пространственных дыр ухудшает дискриминацию мод [7]. Оно еще уменьшает полезно используемый (т.е. занятый пучностями) объем активной области и, как теперь можно полагать, приводит к модуляции спектра усиления (выжиганию частотных дыр). Все это усиливает интерес к исследованиям пространственной модуляции заселенности и ее влияния на излучение, чему посвящена наша работа.

Добавим, что, например, в работе [8] предполагалось, что стоячая волна сверхизлучения в лазере могла бы создавать пространственную решетку обеднения инверсной заселенности. В статье [9] наблюдали модуляцию спектра мощного излучения (квалифицированного авторами работы как сверхизлучение) полупроводникового лазера. Авторы этой работы объясняли модуляцию, как и еще ряд обнаруженных ими эффектов [10], образованием решетки заселенности в активной среде лазера. В статьях [9,10] приводятся ссылки на работы других авторов, касающиеся этого же предмета.

Ниже приводится моделирование брэгговской решетки обеднения заселенности электронов, создаваемой

излучением в слое GaAs. Существенно, что гетероструктура обладает волноводными свойствами. Реальность смоделированной решетки в том, что благодаря ей должны возникать экспериментально обнаруженные ранее факты, перечисленные выше и далее. Нам не известны другие сообщения о наведении излучением брэгговской решетки заселенности в гетероструктуре, осуществляемом без влияния отражения излучения от торцов гетероструктуры. Предложенные граничные условия допускают изменение решетки только дискретно, что также находит подтверждение в результатах предшествующих исследований. В прикладном аспекте наведение излучением решетки заселенности важно тем, что она оказывается одной из причин многомодовости лазерного излучения, конкуренции и переключения его мод.

2. Конструкция брэгговской решетки заселенности электронов

В работе [1] толщина слоев гетероструктуры $\text{Al}_{0,22}\text{Ga}_{0,78}\text{As}-\text{GaAs}-\text{Al}_{0,4}\text{Ga}_{0,6}\text{As}$ составляла

$\sim 1.3-1.5-1.2$ мкм.¹ Слои $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ были прозрачны для света, используемого в эксперименте. На поверхности образца, кроме торцевых сторон, было нанесено антиотражающее покрытие, чтобы не было вертикального резонатора. Накачка слоя GaAs осуществлялась световым импульсом длительностью $t_p \approx 10$ пс с диаметром луча в местоположении образца $D_{ex} \approx 0.05$ см (оба параметра FWHM). Изменение интенсивности света по сечению луча накачки было приблизительно гауссовым. Исследовалась часть излучения, выходящая из накачанной области слоя и распространяющаяся внутри телесного угла $1.2 \cdot 10^{-2}$ стерадиан с осью, ортогональной поверхности гетероструктуры. Поясним это. Распространение света в веществе должно сопровождаться рассеянием этого света из-за наличия в реальных средах оптических неоднородностей. Указанная часть 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 эпитаксиального слоя, так и вытекающее через поверхность гетероструктуры из-за несовершенства последней, это одно и то же стимулированное излучение, было доказано в наших предыдущих исследованиях.

В работе [1] на фронте импульса излучения, в спектре последнего обнаружались эквидистантные локальные максимумы (ЛМ). Их образование можно представить следующим образом. В волноводе, каковым является гетероструктура, плоские однородные волны излучения, называемые парциальными, двигаются зигзагообразно, отражаясь от границ между слоями. Поле в волноводе принято рассматривать как результат сложения парциальных волн, многократно отраженных от его граничных поверхностей. Таким образом, допустима лучевая трактовка явлений в волноводах. Это называют концепцией Бриллюэна [12]. При вышеуказанной накачке слоя GaAs суперпозиция парциальных волн должна быть симметричной. Рассмотрим, какой она была бы для парциальных волн спектральной компоненты излучения с длиной волны в вакууме λ_0 , распространяющихся в диаметральной направлении в слое GaAs. Выделим две симметричные зигзагообразные траектории, наклоненные под углом β к гетерограницам, показанные пунктиром и сплошной линией на рис. 2, а. По каждой траектории навстречу друг другу движутся две парциальные волны, как указано на рис. 2, а, формируя почти стоячую волну. Расположение в пространстве пучностей образовавшихся стоячих волн схематически показано на рис. 2, б. Его можно представить как один набор эквидистантных параллельных пучностей (на рис. 2, б показан сплошной линией) и второй набор, пучности которого тоже параллельны друг другу и наклонены по отношению к пучностям первого набора на угол 2β (показан на рис. 2, б пунктиром). Заметим, что рис. 2, а, б несколько похож на иллюстрации распространения электромагнитной волны в волноводе в разд. 8.5 книги [12].

¹ В работе [11] была неточно указана толщина слоя GaAs — 1.6 мкм.

Пучности составляют симметричную решетку максимально простой конфигурации, удовлетворяющую следующим граничным условиям. Пересечение с гетерограницей двух соседних пучностей (пунктира и сплошной линии) из одного и другого набора происходит в одном и том же месте, как, например, в точках *C* и *G* на рис. 2, б. Каждому пересечению пучностей на одной гетерогранице соответствует такое пересечение пучностей на противоположной гетерогранице, что эти два пересечения находятся на концах одной нормали к этим гетерограницам, например, в упомянутых точках *C* и *G* на рис. 2, б. Как видно из рис. 2, б, с, для получающейся решетки пучностей угол β должен удовлетворять соотношению

$$\sin \beta = \frac{k\lambda_0}{2n_0d}, \quad (1)$$

где d — толщина слоя GaAs, а k — целое число (вследствие этого решетка пучностей, а именно угол β может меняться только дискретно). Структура решетки для $k = 1$ приведена на рис. 2, б, а для $k = 2$ представлена на рис. 2, с. Примем сначала для оценки, что $k = 1$ и $\lambda_0 = 0.886$ мкм спектральной моды с энергией фотона $\hbar\omega_0 = 1.40$ эВ, составляющей максимум спектра на спаде излучения. Получаем $\beta \approx 4.7^\circ$. Эта оценка удовлетворительно согласуется с приведенной выше оценкой $\beta \approx 5^\circ$, полученной, как описано в работе [1], на основании измеренного периода модуляции спектра излучения. Небольшое отличие может быть связано с упрощенностью используемой модели. Уточним, что показатель преломления GaAs $n_0 = 3.6$ при температуре решетки $T_R \approx 300$ К (как в нашем случае) для излучения с энергией фотона $\hbar\omega_0$, превышающей ширину запрещенной зоны E_g , определялся с помощью выражения [13]

$$n_0 = [7.1 + 3.78/(1 - 0.18(\hbar\omega_s)^2)]^{1/2}. \quad (2)$$

Решетка узлов подобна решетке пучностей и сдвинута относительно нее в указанном диаметральной направлении на $\lambda_0/4n_0 \cos \beta$.

Образовавшаяся решетка пучностей и узлов создает пространственную модуляцию заселенности электронов в форме решетки. Пучности создают локальные максимумы распределения интенсивности излучения в пространстве. В них заселенность энергетических уровней зоны проводимости обедняется излучением по сравнению с заселенностью в местоположении локальных минимумов интенсивности излучения, т.е. узлов. В результате возникает модуляция распределения в пространстве: (а) плотности неравновесных электронов n , (б) коэффициента оптического усиления g . Эти модуляции подобны решетке узлов и пучностей. Там, где пучности, возникают локальные минимумы n и g , а где узлы — локальные максимумы. Из-за зависимости показателя преломления n_0 от плотности n возникает аналогичная модуляция n_0 в пространстве. Покажем, что модуляции n_0 и g можно рассматривать как модификации брэгговской решетки.

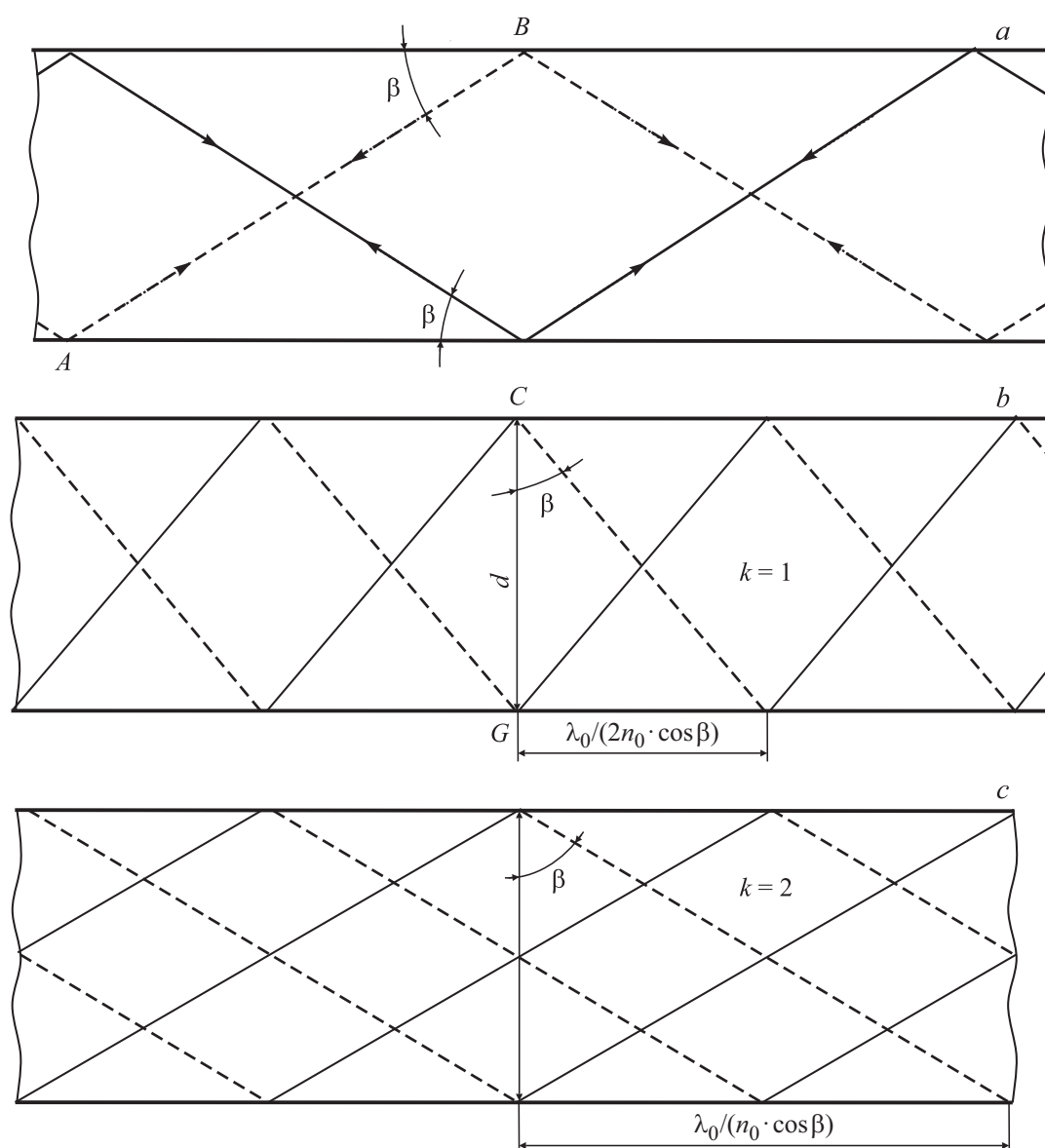


Рис. 2. Схема движения в слое GaAs навстречу друг другу парциальных волн спектральной компоненты излучения с длиной волны λ_0 (a). Схемы расположения в слое GaAs пучностей стоячих волн при $k = 1$ (b) и $k = 2$ (c) в формуле (1).

ПОС для излучения создается брэгговской решеткой, когда волна, рассеиваясь на периодических неоднородностях, меняет направление распространения на обратное. При этом все отраженные волны должны быть синфазны и интерферировать конструктивно. Условие такого отражения от периодической структуры выполняется для лучей обоих направлений. В результате возникают две связанные волны одинаковой частоты, распространяющиеся в противоположных направлениях. Таким образом, периодическая решетка создает обратную связь в обоих направлениях и на всей протяженности решетки, за что ее называют еще распределенной обратной связью — РОС. Этот эффект реализуется, если один из оптических параметров среды промодулирован в направлении распространения волны по какому-либо

периодическому закону, причем период модуляции a удовлетворяет условию Вульфа–Брэгга:

$$a = m_0 \lambda_0 / (2n_0), \tag{3}$$

где m_0 — целое число.

В направлении вдоль любой из показанных на рис. 2, a траекторий набор перпендикулярных ей пучностей и узлов вызывает осцилляции n_0 и g , в пространстве с периодом

$$a_1 = \lambda_0 / (2n_0). \tag{4}$$

Выражение (4) — это условие Вульфа–Брэгга для $m_0 = 1$. Следовательно, каждый из двух вышеназванных наборов эквидистантных параллельных пучностей и узлов наводит свою брэгговскую решетку модуляции показателя преломления n_0 и коэффициента g , создающую

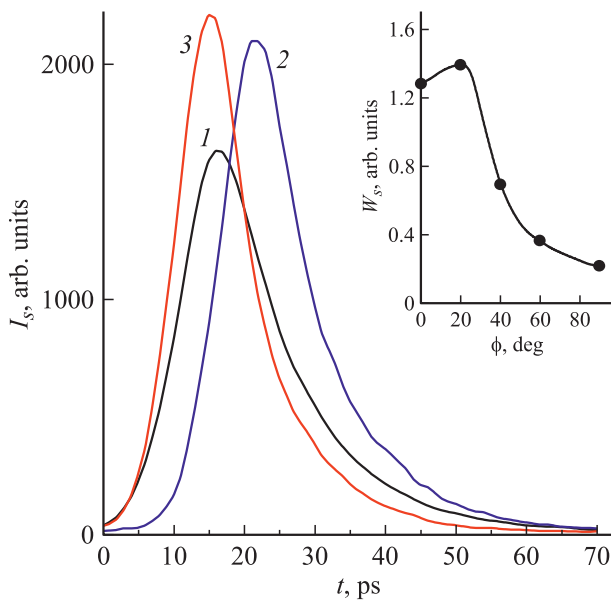


Рис. 3. Зависимость от времени интенсивности спектральных компонент излучения I_s с энергией фотона $\hbar\omega_s$, эВ: 1.396 (1), 1.401 (2), 1.406 (3). На вставке — диаграмма направленности излучения из работы [15]. ϕ — угол к плоскости гетерограницы. W_s — интегральная по времени энергия излучения с $\hbar\omega_s = 1.38$ эВ.

ПОС для излучения, движущегося перпендикулярно плоскостям этой решетки и имеющего длину волны в вакууме λ_0 . Благодаря ПОС эта спектральная мода преимущественно усиливается и создает локальный максимум (ЛМ) на спектре. Заметим, что для этого излучения при пересечении им второй решетки, под углом 2β к ее нормали, преломление на пути между двумя противоположными гетерограницами пренебрежимо мало. Согласно, например, работе [14], брэгговская решетка должна способствовать появлению в спектре излучения, кроме ЛМ при λ_0 , еще других ЛМ, приблизительно разделенных с ним интервалами, кратными величине

$$\xi_B = \frac{hc_0}{2n_0L} \text{ (эВ)}, \quad (5)$$

где L — протяженность брэгговской структуры, h — постоянная Планка, c_0 — скорость света в вакууме. Каждая из мод, создающих ЛМ в спектре, будет создавать свою брэгговскую решетку заселенности, подобную описанной для моды с λ_0 . Все эти решетки, по-видимому, совместимы, так как каждая будет способствовать созданию ЛМ, расположенных в спектре там же, где и ЛМ, созданные модой с λ_0 . Похожего мнения придерживаются и в работе [9], и другие авторы, так как оно согласуется с их экспериментами.

Относительно решетки с $k = 1$ и $\beta = 4.7^\circ$ заметим следующее. Движение в GaAs наиболее интенсивной части излучения под почти таким же углом $\beta \approx 5^\circ$ следовало и из диаграммы направленности излучения

(см. вставку к рис. 3), измеренной в работе [15]. Согласно этой диаграмме, излучение максимальной интенсивности выходило из торца образца под углом к гетерограницам $\phi \approx 20^\circ$, как и должно выходить по закону Снеллиуса: $n_0 \cdot \sin\beta = \sin\phi$.

3. Модуляция спектра излучения и спектра поглощения света

Пикосекундная автомодуляция спектра излучения $I_s(\hbar\omega_s)$, проиллюстрированная на рис. 1, была обнаружена в работе [1], здесь I_s — интенсивность излучения с энергией фотона $\hbar\omega_s$. Эволюция спектра была непрерывно измерена в реальном времени на всем протяжении процесса излучения. Модуляционная компонента спектра излучения δI_s определялась как разность экспериментального (сплошная кривая) и усредненного сглаженного (штриховая кривая) спектров (см. рис. 1). Сглаживание проводили по алгоритму быстрого преобразования Фурье с отсечением высокочастотных колебаний (FFT-фильтр). На рис. 4 приведена модуляционная компонента спектра излучения, нормированная на амплитуду сглаженного спектра $\delta I_s / I_{s-\max} = f(\hbar\omega_s)$, в различные моменты времени t .

Рассмотрим эволюцию модуляционной компоненты спектра и дадим, в первом приближении, ее объяснение. На фронте импульса излучения, например при $t = 6$ пс, в его спектре (кривая 1 на рис. 4) обнаруживаются эквидистантные локальные максимумы (ЛМ) при фиксированных энергиях фотона $\hbar\omega_s \approx 1.395 \text{ эВ} + z\xi$, где $z = 0, 1, 2$ и $\xi \approx 10$ мэВ. Назовем моды, создавшие эти ЛМ, i_z -моды, а моды, соответствующие локальным минимумам — h_z -моды. Интервал ξ , которым приблизительно разделены ЛМ, близок к оценке интервала $\xi_B = 9.4$ мэВ, получаемой если в выражении (5) принять за L длину участка траектории, проходящего излучением между двумя последовательными его отражениями от гетерограниц, например отрезок AB на рис. 2, а, т.е. $L = d/\sin\beta$, где $\beta = 4.7^\circ$ при $k = 1$. Таким образом, экспериментально установленный интервал ξ близок к интервалу ξ_B , который должен возникать под влиянием брэгговской решетки.

Для появления ПОС для i -мод и образования ими локальных максимумов (ЛМ $_i$) в спектре излучения еще необходимо, чтобы коэффициент оптического усиления моды g_i превышал некоторый порог. Этот порог тем выше, чем: (а) дальше ЛМ $_i$ будет отстоять в спектре от локального максимума ЛМ $_0$, образованного самой интенсивной i -модой; (б) меньше глубина модуляции решеткой, т.е. глубина пространственной модуляции показателя преломления или коэффициента оптического усиления. Порог усиления, необходимый для появления ЛМ $_0$, меньше, чем требуемый для образования ЛМ $_i$ другими i -моды.

Модуляции спектров 1, представленных на рис. 1 и 4, соответствуют тому, что в начале возрастания

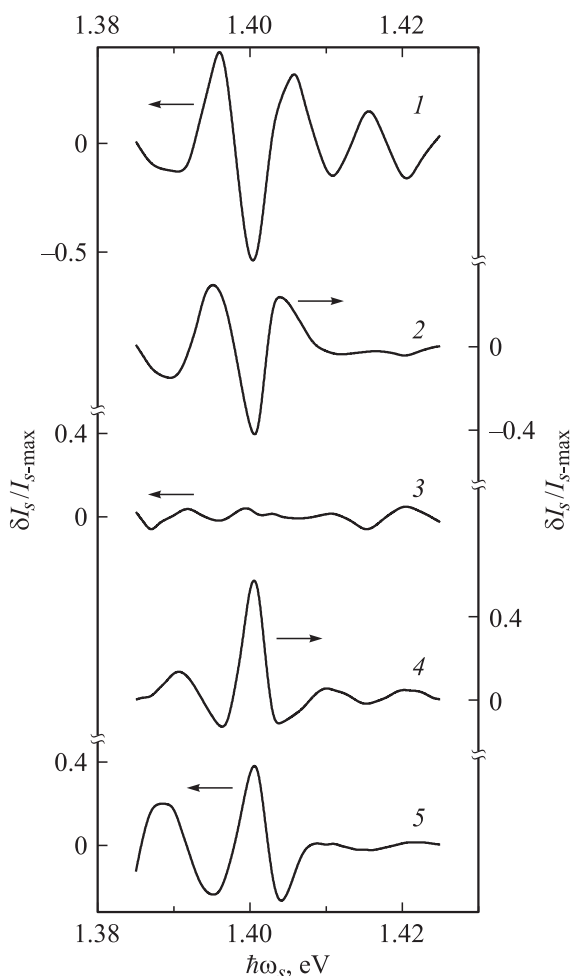


Рис. 4. Модуляционная компонента спектра излучения, нормированная на амплитуду сглаженного спектра $\delta I_s / I_{s-\max} = f(\hbar\omega_s)$ в различные моменты времени t , пс: 6 (1), 14 (2), 19 (3), 26 (4), 32 (5).

излучения только одна самая интенсивная i -мода с $\hbar\omega_s \approx 1.405$ эВ создаст решетку заселенности. При возрастании интенсивности излучения постепенно и другие i -моды, образовавшие ЛМ_{*i*}, станут превышать порог создания обеднения и сами станут создавать брэгговские решетки, но разной „глубины“, меньшей чем у решетки, первоначально созданной самой интенсивной модой. Из-за этого суммарная решетка заселенности начнет расплываться вследствие чего возрастут пороги образования ЛМ_{*i*}, а число ЛМ_{*i*} на спектре уменьшится. В результате в спектрах относительной модуляции излучения $\delta I_s / I_{s-\max} = f(\hbar\omega_s)$, представленных на рис. 4, видно, что кривая 1 содержит три четко выраженных ЛМ_{*i*}, то на кривой 2 осталось уже только два ЛМ_{*i*} и глубина модуляции уменьшилась по сравнению с кривой 1. В момент времени $t = 19$ пс суперпозиция возникших решеток, возможно, приводит к такому размытию пространственной модуляции плотности носителей, что уже для всех мод коэффициенты оптического усиления

не превышают возросшего порога образования ПОС. Происходит разрушение ПОС, и четко выраженных ЛМ на спектре излучения не остается. Этому соответствует спектр 2 на рис. 1 и спектр 3 на рис. 4.

Излучение создает обеднение заселенности электронов на дне зоне проводимости [15]. При этом модуляция спектра излучения вызывает аналогичную ей модуляцию заселенности, как уже отмечалось в работе [1]. Чтобы нивелировать модуляцию заселенности возникает ВКР i - и h -мод. Это доказано в работе [11]. В процессе ВКР интенсивности мод меняются так, как если бы i -моды с $\hbar\omega_s \approx 1.405$ эВ и 1.395 эВ передавали часть своей энергии h_0 -моду с энергией фотона $\hbar\omega_s \approx 1.40$ эВ. При времени $t > 19$ пс h_0 -мода становится самой интенсивной благодаря ВКР (рис. 3). Теперь уже эта h_0 -мода будет создавать свою брэгговскую решетку. Угол β при такой смене решеток меняется незначительно на $\sim 1.2'$.

На некотором последующем этапе релаксации излучения порог ПОС будет значительно превышен только для этой моды, а для трех других, возможно, превышен лишь слегка. Тогда h_0 -мода, создавшая решетку, резко выделится на спектре так, как это представлено спектрами 3 на рис. 1 и 4 на рис. 4. В этом проявляется спектральная селективность, достигаемая с помощью брэгговских решеток (возникает сходство с одномодовым режимом в РОС-лазере). Во время накачки и излучения изменяется плотность носителей заряда и соответственно происходит перенормировка ширины запрещенной зоны из-за кулоновского взаимодействия носителей заряда. Вместе с сужением запрещенной зоны происходит сдвиг в длинноволновую сторону области усиления излучения в спектре поглощения света. При этом, видимо, усиление длинноволновых мод возрастает над порогом, тоже меняющемся со временем согласно вышесказанному. И тогда, например, при $t = 32$ пс с максимумом ЛМ₀ с $\hbar\omega_s \approx 1.40$ эВ, доминировавшим на спектре 4 рис. 4, становится сравнимым более длинноволновый локальный максимум ЛМ_{*h*} с $\hbar\omega_s \approx 1.389$ эВ (см. спектр 5 на рис. 4). Более подробные иллюстрации изменения модуляции спектра при релаксации излучения представлены в работах [1,11].

Видно, что эволюция спектра излучения не противоречит представлению об образовании брэгговских решеток заселенности. Заметим, что так как нет теории, освещающей затрагиваемые в настоящей работе аспекты наведения излучением решеток заселенности, то мы используем представления для полученных технологическими методами стационарных решеток [14].

Созданное излучением модулированное обеднение инверсной заселенности электронов на дне зоны проводимости транслируется периодически вверх по зоне для восстановления детального равновесия переходов электронов с излучением и с поглощением продольных оптических (ЛО) фононов. Это приводит к периодической модуляции спектра поглощения света. Подобие модуляции спектров излучения и поглощения света подтверждается

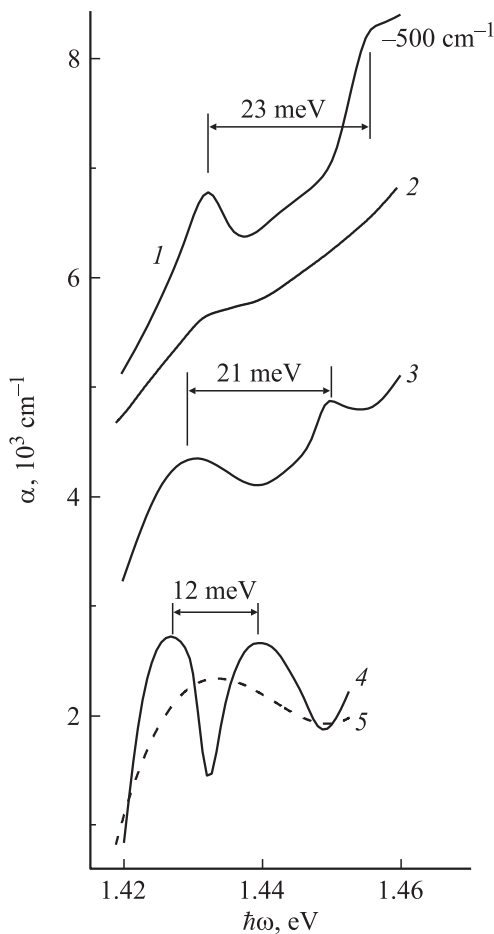


Рис. 5. Спектры поглощения в GaAs пикосекундного зондирующего импульса света при его задержке относительно импульса накачки τ_d , пс: -6 (1), 0 (2), 3 (3), 0 (4), 1 (5). Кривые (1), (4), (5) измерены при энергии импульса накачки $W_{ex} = 1.6$ отн.ед., кривые (2), (3) — при $W_{ex} = 0.2$ отн.ед. Графики представляют собой аппроксимацию экспериментальных кривых, измеренных с дискретным шагом (см. работы [16,17]). Для наглядности спектр 1 сдвинут по оси ординат относительно своего истинного положения на величину, указанную справа от кривой.

сходством кривой 2 на рис. 4 с кривой 4 на рис. 5, — оба относятся ко времени вблизи максимума накачки. Оно свидетельствует о том, что выжигание пространственных дыр приводит к выжиганию частотных дыр. То, что интервал между ЛМ на спектре поглощения немного больше и составляет $\xi_{T1} \approx 12$ мэВ, возможно, связано с тем, что в работах [1,16] спектры измерялись на разных образцах или с приближенностью используемой модели решетки. Эта модуляция соответствует решетке, для которой $k = 1$ в формуле (1). На рис. 5 приведены еще два спектра поглощения (кривые 1 и 3), измеренные при существенно меньших интенсивностях накачки: один на фронте той же накачки, что и в вышеназванном случае; другой — в области максимума импульса накачки, энергия которого была 8 раз меньше. В этих двух

спектрах интервал между ЛМ составлял $\xi_{T2} \approx 23$ и 21 мэВ соответственно, что примерно вдвое больше ξ_{T1} . Такой интервал приблизительно соответствует решетке, для которой $k = 2$ в формуле (1).

То, что при меньших интенсивностях накачки в образце, использовавшемся в работе [1], появляется решетка с $k = 1$, а в образце, спектры поглощения которого измерялись в статьях [16,17], появляется решетка с $k = 2$ (и только уже при больших интенсивностях — с $k = 1$), соотносится пока лишь с тем, что кристаллическая структура второго образца — совершеннее. Об этом свидетельствует более слабое рассеяние им света. То, что наблюдались модуляции именно с ξ_{T1} и ξ_{T2} , подтверждает, что решетка меняется дискретно, в соответствии с изменением целого k .

Отметим, что время, с которого излучение начинает интенсивно расти, отличается для разных спектральных мод, и оно осциллирует с $\hbar\omega$ [1]. Сначала растут i -моды, а позднее — h -моды. Отклоняется от этого только h_1 -мода с $\hbar\omega = 1.41$ эВ, предположительно из-за того, что усиление этой моды превышает потери еще до того, как i_1 -мода сформировала, предположительно первой из i -мод, решетку. Возможно, что задержка остальных h -мод происходила из-за деструктивной интерференции после отражения от решетки, созданной i -модами.

4. Обеднение заселенности носителей

Проведем оценку изменения плотности носителей из-за обеднения их заселенности. Это требуется для оценки в разд. 5 коэффициента отражения брэгговской решетки. Допустим, что обеднение заселенности сконцентрировано там, где располагаются пучности, а в местоположении узлов обеднения нет. Модуляция заселенности осциллирует в поле излучения, и это отображается осцилляциями модуляции поглощения. Осцилляции, представленные в статье [17], иллюстрируют кривые 2 и 3 рис. 5. В работе [16], например, внутри интервала Δ , определенного далее, модуляция спектра поглощения приобретала форму, представляемую кривой 4 на рис. 5. Она подобна модуляции спектра излучения, представленной кривой 2 на рис. 4. Такую форму модуляции обозначим „M“. Затем она становилась подобна форме интегрального по времени спектра излучения, как кривая 5 на рис. 5 [16]. Эту форму обозначим „N“. Период осцилляций модуляции между N- и M-образной формами относится к пикосекундному диапазону времен и зависит от интенсивности излучения [16,17]. Анализ осцилляций модуляции поглощения от M- к N-образной форме и обратно, происходивших вблизи максимума накачки, когда накачку можно считать квазистационарной, показал, что при этом объем обеднения в энергетическом пространстве приблизительно не менялся [18]. Это позволяет воспользоваться для оценок спектром просветления слоя GaAs, более полно измеренным в той фазе осцилляций, когда модуляция поглощения

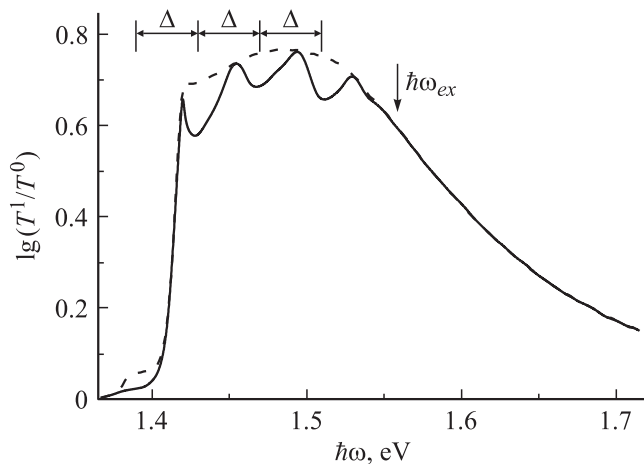


Рис. 6. Спектр просветления $\lg(T^1/T^0) = f(\hbar\omega_s)$ GaAs (сплошная линия). Пунктиром показан спектр просветления, каким бы он был без обеднения заселенности. $\hbar\omega_{ex}$ — энергия фотона импульса накачки. Определение Δ см. в тексте.

Π -образная. Просветление $\lg(T^1/T^0)$ характеризует увеличение прозрачности из-за накачки неравновесных носителей заряда, здесь T — прозрачность слоя GaAs, индексы 1 и 0 означают соответственно наличие и отсутствие накачки. Спектр просветления представлен сплошной кривой на рис. 6. Формула, определяющая просветление, достаточно большая, дана в [19], и нет нужды приводить ее здесь. Модуляция повторяется с периодом $\Delta = \hbar\omega_{LO}(1 + m_e/m_h)$ и расположена в интервале значений $\hbar\omega$ от E_g до $\hbar\omega_{ex}$, где $\hbar\omega_{LO}$ — энергия продольного оптического фонона, m_e и m_h — эффективные массы электрона и тяжелой дырки, соответственно, $\hbar\omega_{ex}$ — энергия фотона импульса накачки. Этот интервал соответствует энергетической области, в которой идет интенсивный энергетический транспорт носителей, являющийся одной из основных причин замедления залечивания отклонений от квазиравновесного распределения носителей [11]. Представленный спектр просветления составлен из спектров, измеренных способом *exite-probe*, в работах [20,21]. Спектры были слегка отнормированы для их совпадения там, где они перекрываются. Спектр, каким бы он был без обеднения, показан на рис. 6 пунктиром. Отношение площади под спектром просветления без обеднения S_F к площади под спектром просветления с обеднением S_d : $S_F/S_d = 1.05$. Плотности носителей с обеднением n_d и без него n_F соотносятся как $n_F/n_d = 2S_F/S_d = 1.1$. Множитель 2 введен потому, что при измерении уменьшение просветления, вызванное обеднением заселенности, усреднялось по площади зондирования. Тогда как обеднение существовало на вдвое меньшей площади, равной суммарной площади пучностей. Отношение n_F/n_d будет использовано в следующем разделе для оценки коэффициента отражения брэгговской решетки.

5. Коэффициент отражения брэгговской решетки

Оценим R — коэффициент отражения излучения предложенной модификацией брэгговской решетки, иначе говоря, брэгговского распределенного отражателя (РБО). В модели Друде для газа свободных электронов изменение показателя преломления в результате генерации фотоэлектронов с плотностью n описывается выражением [22]

$$\Delta n_0 = -e^2 \cdot n / (2n_0 \cdot \epsilon_0 \cdot m_e \cdot \omega_p^2). \quad (6)$$

Здесь e — заряд электрона, ϵ_0 — электрическая постоянная, $\omega_p = 2.1 \cdot 10^{15} \text{ c}^{-1}$ — частота собственного излучения с длиной волны λ_0 , $n = 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, как в работе [15]. Получаем изменение показателя преломления без обеднения заселенности $\Delta n_{0-F} \approx -0.0068$, а с обеднением $\Delta n_{0-d} \approx -0.0062$. Отношение показателей преломления областей с обеднением заселенности (в местоположении пучностей) и областей без обеднения (в местоположении узлов) составляет

$$\frac{n_1}{n_2} = \frac{n_0 + \Delta n_{0-d}}{n_0 + \Delta n_{0-F}} = 1.00017. \quad (7)$$

Для оценки коэффициента отражения РБО используем выражение [23]

$$R = \left(\frac{1 - \left(\frac{n_1}{n_2}\right)^{2m}}{1 + \left(\frac{n_1}{n_2}\right)^{2m}} \right)^2, \quad (8)$$

где $m \approx 2D_{ex}n_0 \cos \beta / \lambda_0 = 4048$ — число периодов осцилляций показателя преломления на всей длине РБО. При $\lambda_0 = 0.886 \text{ мкм}$ ($\hbar\omega_0 = 1.40 \text{ эВ}$), диаметре активной области $D_{ex} = 0.05 \text{ см}$ получаем $R \approx 0.36$. Таким образом, излучение создает РБО, который с коэффициентом $R \approx 0.36$ отражает те спектральные компоненты излучения, которые движутся под углом β к границам раздела (гетерограницам) и составляют ЛМ на спектре излучения. Эта оценка R грубая, так как в принятом приближении не учитывалось то, что брэгговскую распределенную обратную связь создает еще и модуляция в пространстве коэффициента усиления [14]. Так как спектральные компоненты, составляющие ЛМ — это значительная часть от полного излучения, то полученный R можно сравнить с оценками коэффициента отражения полного излучения, сделанными далее иными методами.

Воспользуемся теперь некоторым сходством интерференции света при его многократном отражении в брэгговской решетке и в эталоне Фабри–Перо, взятом в виде плоскопараллельной стеклянной пластины с нанесенным на ее поверхности светоотражающим слоем. Для последнего случая интенсивность света в максимуме I_{\max} и в минимуме I_{\min} интерференционной картины и

коэффициент отражения R связаны соотношением [24]

$$\frac{I_{\min}}{I_{\max}} = \left(\frac{1-R}{1+R} \right)^2. \quad (9)$$

Сделаем оценку коэффициента отражения R на основании (9) и контрастности интерференционной картины спектра излучения при $t = 6$ пс (спектр I на рис. 1). Получаем для интервалов $\hbar\omega_s = 1.405-1.395$ эВ — $R = 0.48$; $\hbar\omega_s = 1.415-1.405$ эВ — $R = 0.1$; $\hbar\omega_s = 1.425-1.415$ эВ — $R = 0.62$. Среднее значение коэффициента отражения $\langle R \rangle = \Sigma R/3 = 0.4$ оказывается близким к оценке коэффициента отражения излучения на основании (8).

Теперь оценим, каким должен был быть коэффициент отражения излучения, чтобы при усилении спонтанного излучения достигалась скорость стимулированной рекомбинации в наших условиях. Согласно [15] и другим нашим работам, интенсивность излучения такая, что оно влияет на собственное усиление. В этом так называемом состоянии насыщения усиления излучение должно зависеть от коэффициента усиления не экспоненциально, а линейно [25,26].² Для диаметра активной области $D_{ex} = 0.05$ см характерное время релаксации плотности фотонакачаных носителей заряда $\tau_r = 12$ пс. Соответствующая оценка скорости стимулированной рекомбинации составляет

$$R_{st} = \frac{n_{\max} - \frac{n_{\max}}{e}}{\tau_r} = 3.75 \cdot 10^{29} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}. \quad (10)$$

Здесь максимальная плотность электронов $n_{\max} = 7.12 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (согласно рис. 6 в работе [27]). Скорость всей спонтанной рекомбинации

$$R_{sp} = n_{\max} \cdot p_{\max} \cdot B_1 = 1.1 \cdot 10^{28} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}, \quad (11)$$

где максимальная плотность дырок $p_{\max} = n_{\max}$, $B_1 = 2.16 \cdot 10^{-10} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ при температуре электронно-дырочной плазмы $T_c \approx 60$ мэВ [28]. Так как спектральная полоса усиления света примерно вдвое уже ширины спектра спонтанного излучения [15], скорость рекомбинации усиливаемого спонтанного излучения вдвое меньше и составляет $R_{sp0.5} \approx 5.05 \cdot 10^{27} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$. Длительность фронта стимулированного излучения, интегрального по спектру, $t_f \approx 12$ пс, а время однократного прохождения излучением активной области $t_1 \approx D_{ex} \cdot n_0/c_0 = 6$ пс. Для оценки используем, в качестве аналога брэгговской решетки, резонатор Фабри–Перо с расстоянием между зеркалами D_{ex} . Примем, что до достижения максимальной интенсивности излучение совершит два прохода через активную область $k_1 = t_f/t_1 \approx 2$ и одно отражение, коэффициент которого R_{ex} . Средний коэффициент усиления — $\langle g \rangle \approx 280 \text{ см}^{-1}$ [15]. Усиление спонтанного излучения составит $K = (\langle g \rangle \cdot D_{ex})^{k_1} \cdot R_{ex} = R_{st}/R_{sp0.5}$. Подставляя

² Это будет подтверждено, в частности, в нашей планируемой следующей публикации.

вышеприведенные числовые значения, получаем еще одну оценку коэффициента отражения $R_{ex} = 0.38$. Таким образом, три сделанные оценки коэффициента отражения согласуются между собой.

6. Заключение

В работе показано, что стимулированное интенсивное пикосекундное излучение, возникающее при оптической накачке слоя GaAs гетероструктуры $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}-\text{GaAs}-\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, создает в этом слое модификацию брэгговской решетки заселенности электронов. Решетка возникает без влияния отражения излучения от торцевых зеркал. Для нее существенно отражение излучения от гетерограниц и то, что выполняются граничные условия, выявленные в этой работе. Полученное представление о наведении решетки излучением позволило объяснить следующее: 1) образование модуляции спектра излучения, ее период и его приблизительное удвоение; 2) угол, под которым излучение зигзагообразно двигается в слое GaAs, и угол по отношению к гетерогранице, под которым наиболее интенсивное излучение выходит из образца; 3) коэффициент отражения решеткой генерируемого в GaAs стимулированного излучения, требуемый для согласования скоростей спонтанной и стимулированной рекомбинации и соответствующий средней контрастности интерференционной картины излучения; 4) положительную обратную связь излучения, требовавшуюся для того, чтобы видоизменившаяся при ВКР интерференционная картина спектра излучения оставалась себе подобной даже после завершения ВКР; 5) возникновение при излучении модуляции спектра обеднения заселенности носителей; 6) осцилляции времени, с которого начинается интенсивное возрастание спектральной моды излучения, в функции от энергии ее фотона; 7) изменение во время излучения его интерференционной спектральной картины такое, что на месте локальных максимумов возникают локальные минимумы (и наоборот); 8) доминирование в спектре излучения, в некотором интервале времени, одной моды с $\hbar\omega_s = 1.40$ эВ.

Наведение собственным излучением брэгговской решетки заселенности в волноводной гетероструктуре во многом сходно с выжиганием пространственных дыр в полупроводниковом лазере. Поэтому описанные выше процессы могут быть характерны и для лазеров. Наличие брэгговской решетки может являться причиной появления: (а) той „многомодовости“ лазерного излучения, параметры которой определяются не только резонатором лазера, но и размерами его волновода; (б) конкуренции и переключения мод лазера; (в) модуляции спектра усиления лазера (выжигания частотных дыр). Поиск причин и методов борьбы с такого рода нестабильностями лазерного излучения очень актуален. Наведение излучением брэгговской решетки обнаруживает следующие перспективы: — получение

(без отражения от торцов) одномодовой генерации излучения в однородном слое GaAs волноводной полупроводниковой гетероструктуры, т.е. возможно самообразование РОС-лазера; усиление в лазере положительной обратной связи; подбор геометрических размеров лазера так, чтобы совпадали межмодовые интервалы, определяемые, с одной стороны, резонатором, а с другой — решеткой, наводимой излучением в лазере, как в волноводе. Важно также отметить, что в работе получены из эксперимента реальные характеристики решетки, возникающей при выжигании пространственных дыр.

На данном этапе представляется, что исследовавшаяся нами автомодуляция стимулированного излучения и фундаментального поглощения света в GaAs — это продукт выжигания пространственных дыр. Исследование выжигания дыр и вызываемых им процессов оказывается достаточно информативным в нашей постановке экспериментов и в каких-то аспектах доступнее, чем исследование аналогичных эффектов непосредственно в лазерах.

Предложенное представление о наведении излучением брэгговской решетки в волноводной полупроводниковой гетероструктуре — это пока первое приближение. Дальнейшие исследования, естественно, должны привести к дополнениям и уточнениям к нему.

Данная работа является очередным этапом нашего исследования пикосекундной динамики интенсивного стимулированного излучения и вызываемых им нелинейных оптоэлектронных эффектов в GaAs. Мы считаем важным подчеркнуть, что фундамент для них был создан в значительной мере В.И. Перелем в наших совместных работах, что мы всегда помним и за что безмерно благодарны ему.

Благодарности

Авторы благодарны Р.А. Сурису за обсуждение статьи и полезные советы.

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. Броневои, Д.Н. Забегаев, А.Н. Кривоносов. *ЖЭТФ*, **144**, 227 (2013).
- [2] C.L. Tang, H. Statz, G. deMars. *J. Appl. Phys.*, **34**, 2289 (1963).
- [3] О. Звелто. *Принципы лазеров* (СПб., Лань, 2008) с. 720.
- [4] H. Statz, C.L. Tang, J.M. Lavine. *J. Appl. Phys.*, **35**, 2581 (1964).
- [5] Л.В. Асрян, Р.А. Сурис. *ФТП*, **33** (9), 1076 (1999).
- [6] А.В. Савельев, В.В. Коренев, М.В. Максимов, А.Е. Жуков. *ФТП*, **49** (11), 1546 (2015).
- [7] W. S. Rabinovich, B. J. Feldman. *IEEE J. Quant. Electron.*, **25** (1), 20 (1989).
- [8] А.В. Андреев. *УФН*, **160**, 1 (1990).
- [9] P.P. Vasil'ev, R.V. Penty, I.H. White. *Light Sci. Appl.*, **5** (6), e16086 (2016).
- [10] P.P. Vasil'ev, R.V. Penty, I.H. White. *Opt. Express*, **26** (20), 26156 (2018).
- [11] Н.Н. Агеева, И.Л. Броневои, Д.Н. Забегаев, А.Н. Кривоносов. *Радиотехника и электроника*, **63**, 1130 (2018).
- [12] Н.А. Семенов. *Техническая электродинамика* (М., Связь, 1973).
- [13] J.S. Blakemore. *J. Appl. Phys.*, **53**, R123 (1982).
- [14] В.Н. Лукьянов, А.Т. Семенов, Н.В. Шелков, С.Д. Якубович. *Квант. электрон.*, **2**, 2373 (1975).
- [15] Н.Н. Агеева, И.Л. Броневои, А.Н. Кривоносов, С.Е. Кумекков, С.В. Стеганцов. *ФТП*, **36**, 144 (2002).
- [16] Н.Н. Агеева, И.Л. Броневои, А.Н. Кривоносов, С.В. Стеганцов. *ФТП*, **40**, 806 (2006).
- [17] Н.Н. Агеева, И.Л. Броневои, А.Н. Кривоносов, Т.А. Налет. *ФТП*, **42**, 1053 (2008).
- [18] Н.Н. Агеева, И.Л. Броневои, Д.Н. Забегаев, А.Н. Кривоносов. *ФТП*, **44**, 1157 (2010).
- [19] N.N. Ageeva, I.L. Bronevoi, E.G. Dyadyushkin, V.A. Mironov, S.E. Kumeckov, V.I. Perel'. *Sol. St. Commun.*, **72**, 625 (1989).
- [20] И.Л. Броневои, С.Е. Кумекков, В.И. Перель. *Письма ЖЭТФ*, **43**, 368 (1986).
- [21] I.L. Bronevoi, A.N. Krivonosov, T.A. Nalet. *Sol. St. Commun.*, **98**, 903 (1996).
- [22] X. Бергнер, Ф. Брюкнер, Б. Шредер. *Квант. электрон.*, **10**, 1150 (1983).
- [23] C.W. Willemsen, L.A. Coldren, H. Temkin. *Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers: Design, Fabrication, Characterization, and Applications* (Cambridge University Press, Cambridge, UK, 2001).
- [24] Г.С. Ландсберг. *Оптика* (М., Физматлит, 2003).
- [25] L.W. Casperson. *J. Appl. Phys.*, **48**, 256 (1977).
- [26] В.Д. Соловьев. *Физика лазеров*. Текст лекций (4-й курс). <http://elib.spbstu.ru/dl/2313.pdf/download/2313.pdf>
- [27] Н.Н. Агеева, И.Л. Броневои, Д.Н. Забегаев, А.Н. Кривоносов. *ФТП*, **1**, 25 (2020).
- [28] В. П. Грибковский. *Теория поглощения и испускания света в полупроводниках* (Минск, Наука и техника, 1975).

Редактор А.Н. Смирнов

The „Bragg“ electron population lattice induced in the $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}-\text{GaAs}-\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ heterostructure by its own stimulated picosecond 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 It was shown that the modulation of the spectrum of stimulated picosecond emission generated in the $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}-\text{GaAs}-\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ waveguide heterostructure upon optical pumping of GaAs, and a number of previous experimental results become explainable under the assumption that emission forms a symmetric modification of the „Bragg“ population lattice of nonequilibrium electrons GaAs. Boundary conditions defining the lattice design are proposed. In particular, in order to satisfy them, the lattice can only change discretely. The latter is consistent with a change in the modulation of the light absorption spectrum in GaAs, which reflects the modulation of population depletion created by emission in a high-quality heterostructure. The latter is consistent with a change in the modulation of the light absorption spectrum in GaAs, which reflects the modulation of population depletion created by emission. Inducing the lattice, i.e. burning out spatial holes, is one of the reasons for the multimode nature of emission, competition and switching of its modes, modulation of the gain spectrum (burning out frequency holes). The same is possible in a semiconductor laser, as in a waveguide.