

**МОДУЛЯЦИЯ ХАРАКТЕРИСТИК СТИМУЛИРОВАННОГО
ПИКОСЕКУНДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ GaAs, РЕКОМЕНДАЦИИ ПО ЕЁ
ИСПОЛЬЗОВАНИЮ И БОРЬБЕ С НЕЙ. ВИЗУАЛИЗАЦИЯ ЯМЫ В
ОБЛАСТИ УСИЛЕНИЯ СПЕКТРА ПОГЛОЩЕНИЯ СВЕТА,
"ВЫЖИГАЕМОЙ" ИЗЛУЧЕНИЕМ**

Н. Н. Агеева, И. Л. Бронева, Д. Н. Забегаев, А. Н. Кривонос

ИРЭ им. В.А.Котельникова РАН

Получена 26 сентября 2012 г.

Аннотация. Феноменологически объяснена автомодуляция характеристик собственного пикосекундного стимулированного излучения GaAs, возникающего во время фотогенерации электронно-дырочной плазмы (ЭДП). Модуляция позволяет считать, что излучение, движущееся в активной среде в направлениях к торцу образца и от него, является двумя компонентами автоколебательной системы со свойствами, характерными для системы связанных осцилляторов. Это новый аргумент того, что фотогенерированная ЭДП, продольные оптические фононы и собственное излучение, самосогласованно взаимодействуя, формируют автоколебательную систему. Получены рекомендации для использования или устранения рассмотренной модуляции излучения при создании мощных полупроводниковых лазеров. Автомодуляция спектра поглощения, ещё один продукт автоколебательной системы, даёт представление о формировании и эволюции виртуальной ямы в области усиления спектра, "выжигаемой" излучением.

Ключевые слова. Автомодуляция, стимулированное излучение, пикосекундный, оптический фонon, полупроводниковый лазер, спектр поглощения.

Abstract: Self-modulation of characteristics of intrinsic picosecond stimulated emission, arising during photogeneration of electron-hole plasma (EHP) in GaAs, is phenomenologically explained. Modulation allows us to consider the emission, moving in the active medium in directions to and from the sample end face, as two

components of a self-oscillating system, with properties characteristic for the system of coupled oscillators. This is a new argument that photogenerated EHP, longitudinal optical phonon and intrinsic emission interact self-consistently and form a self-oscillating system. Recommendations for use or elimination of the considered emission modulation by design of powerful semiconductor lasers are given. Self-modulation of the absorption spectrum, as another product of self-oscillating system, gives an idea on formation and evolution of a virtual hole, "burnt" by emission, in the region of amplification spectrum.

Key words: Self-modulation, stimulated emission, picosecond, optical phonon, semiconductor laser, absorption spectrum.

1. Введение.

В [1] была обнаружена, но не объяснена, автомодуляция характеристик собственного пикосекундного стимулированного излучения, возникающего в GaAs во время пикосекундной фотогенерации электронно-дырочной плазмы (ЭДП). Следом, при подобной же накачке GaAs, была обнаружена сверхбыстрая автомодуляция фундаментального поглощения света в GaAs [2]. Последняя была объяснена возникновением субтерагерцовых автоколебаний обеднения заселенностей электронов в зоне проводимости [3]. Автоколебания были обусловлены неустойчивостью возникавшего нефермиевского распределения ЭДП [4]. Предполагалось, что в формировании автоколебаний обеднения должны принимать участие собственное стимулированное излучение GaAs и продольные оптические фононы, создающие совместно с нефермиевской ЭДП автоколебательную систему. В настоящей работе показана возможность феноменологически объяснить модуляцию характеристик излучения, как характерные свойства этой автоколебательной системы, создающей и модуляцию излучения. При таком представлении модуляции рассматриваются способы борьбы с ней или её полезного использования в полупроводниковых лазерах интенсивного излучения. К сожалению, пока, из-за дефицита разнообразных образцов, не изучено влияние качества образцов на

экспериментальные эффекты, положенные в основу таких способов. В свою очередь, измерение автомодуляции спектра положительного поглощения оказывается инструментом для получения материального отображения формирования и эволюции виртуального объекта – ямы в области усиления спектра поглощения, "выжигаемой" излучением.

2. Феноменологическое объяснение автомодуляции характеристик излучения.

Пикосекундное стимулированное излучение возникает во время мощной накачки тонкого (~ 1 мкм) слоя GaAs световым импульсом длительностью ~ 10 пс, по окончании которого излучение релаксирует с характерным временем τ_R (см. ниже). Интенсивность излучения может достигать 10^8 Вт/см² [4, 5]. В [1] исследовалась часть этого излучения, расположенная в интервале энергий фотона $\hbar\omega_s \approx 1.385-1.390$ эВ. Была обнаружена модуляция следующих, интегральных по времени, характеристик: 1) зависимости энергии излучения S , интегральной по интервалу $\hbar\omega_s$, от расстояния Y между центром активной области (в которой генерировалось излучение) и торцом слоя, через который излучение выходило наружу, рис.1; 2) спектра энергии излучения $W(\hbar\omega_s)$, интегральной по времени, рис.2; 3) зависимости энергии излучения W при избранной (как поясняется ниже) $\hbar\omega_s$ от пикосекундной задержки τ между основным (e) и специально добавлявшимся (p) импульсами накачки, имевшими энергии фотонов $\hbar\omega_e = 1.56$ эВ и $\hbar\omega_p = 1.43$ эВ, рис.3. Модуляция здесь означала появление на графиках характеристик локальных максимумов или выступов, разделенных интервалами, соответственно, $\Delta Y \approx 60$ мкм, $\Delta\hbar\omega_s \approx 1$ мэВ, $\Delta\tau \approx 4-5$ пс. Интервалы оказались связаны соотношением

$$4\Delta Y / c_g \approx 2\pi / \Delta\omega_s \approx \Delta\tau, \quad (1)$$

где c_g - групповая скорость света (групповой показатель преломления в GaAs равен 5.1 [6,7]).

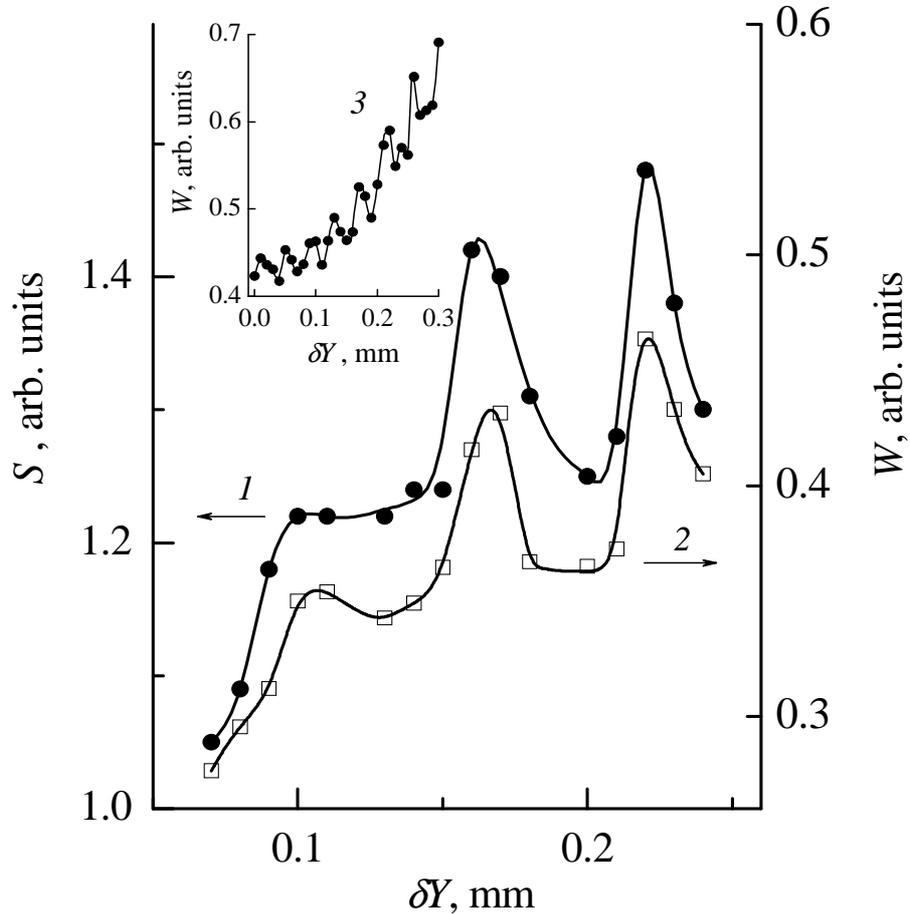


Рис.1. Зависимости от сдвига δY : 1 - энергии излучения S ; 2, 3 - энергии излучения W при энергии фотона $\hbar\omega_s = 1.386$ эВ (кривая 3, на вставке, измерена в отдельном опыте, где энергия излучения была больше, чем при измерении кривой 2).

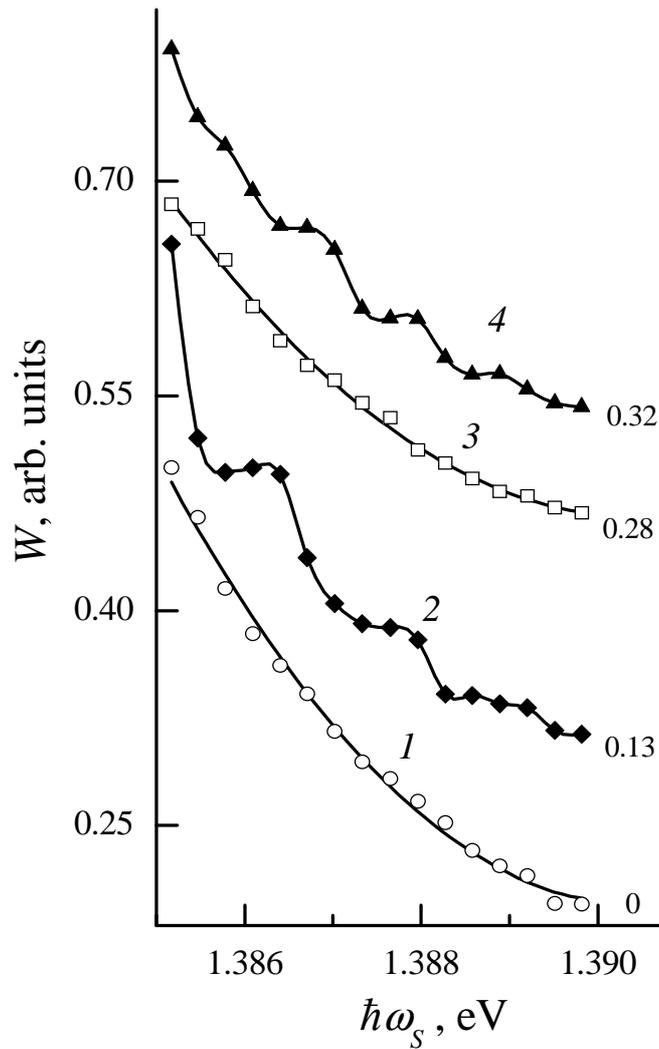


Рис.2. Спектры энергии излучения W при различном сдвиге δY : 1 - 0.16 мм; 2 - 0.18 мм; 3 - 0.20 мм; 4 - 0.24 мм (это значение δY нельзя строго сопоставлять с предыдущими тремя, поскольку измерение проводилось на следующий день при новой настройке эксперимента, но гарантировано, что оно больше трех предшествующих). Для наглядности каждая кривая сдвинута по оси ординат относительно истинного положения на величину, указанную справа от кривой.

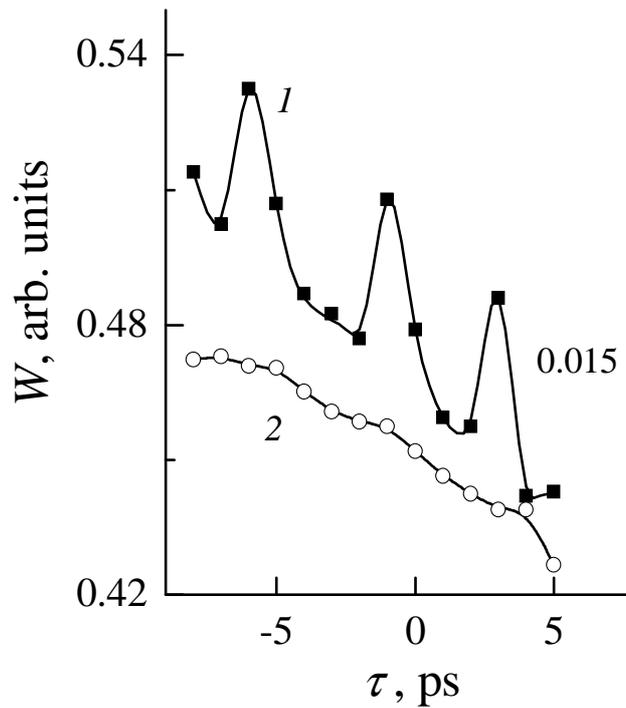


Рис. 3: Зависимость энергии излучения W от времени задержки τ при фиксированной энергии фотона : 1 - $\hbar\omega_m = 1.3867$ эВ, $\delta Y = 0.29$ мм; 2 - $\hbar\omega_s = 1.3877$ эВ, $\delta Y = 0.15$ мм (при указанной $\hbar\omega_s$ и $\tau = 0$ располагался провал в спектре энергии излучения W). Кривая 1 сдвинута по оси ординат относительно истинного положения на величину, указанную справа от кривой.

Модуляция спектра излучения предположительно свидетельствовала о возникновении амплитудной модуляции излучения с периодом $T_M \approx 2\pi / \Delta\omega_s$ [1]. Последней модуляции должны были сопутствовать "ступени" на зависимости изменения прозрачности GaAs от времени, следующие с интервалом T_M , которые и обнаружили, разделенные интервалами 5 – 6 пс, см. в [2] на рис.6 кривые 1 и 2*. Кроме $2\pi / \Delta\omega_s$ остальные члены соотношения (1) объяснения в [1] не получили.

Длительность импульсов накачки в [1] составляла: на полувысоте (FWHM) – 12 пс, у основания импульса – 28 пс. Диаметр фокусного пятна

* Примечание. В [2] в подписи к рис.6 в допущена опечатка: вместо Образец 2 следует читать Образец 1.

накачки (FWHM) ~ 0.5 мм. При таком диаметре $\tau_R \sim 20$ пс (согласно косвенным признакам [8]). Расстояние между центром фокусного пятна и ближайшим торцом образца изначально составляло $Y_M \approx 1.2$ мм и в ходе эксперимента уменьшалось, максимально на $\delta Y = 0.25$ мм. Соответственно, генерируемое излучение, пройдя, например, от центра активной области до ближнего торца и отразившись, возвращается обратно через время $t_b \leq 2Y_M / c_g \approx 40$ пс, т.е. когда завершена накачка, но продолжается стимулированная излучательная рекомбинация ЭДП. Расстояние между торцами образца было 5 мм. При этом, даже если модулированное излучение на пути к дальнему торцу и обратно не поглотится, то ему потребуется ~ 130 пс на такой путь, тогда как инверсия заселенностей исчезает (генерация стимулированного излучения прекращается) существенно раньше [9]. Так что далее, упоминая торец, мы будем подразумевать только ближний к активной области.

Заметим, что настоящая статья опирается на результаты длительных, трудоемких экспериментов. Идеально воспроизводить каждый день настройку сложнейшего пикосекундного спектрофотометрического комплекса, на котором ведутся эксперименты, нереально. Полученные в [1] экспериментальные результаты не предсказывались ранее, и в таких случаях экспериментальный поиск не обходится без шероховатостей. Результаты [1] явно и непротиворечиво обнаруживают новое явление, и на первом этапе его анализа естественно делать определенные допущения (всё измерить нельзя), которые в явном или неявном виде являются атрибутами каждой статьи, как и нижеследующего изложения.

Заселенность уровней на дне зоны проводимости является инверсной, по отношению к заселенности вершины валентной зоны [10]. Простая частота автоколебаний обеднения заселенностей этих уровней определяется выражением [4]:

$$F_c = 2E \cdot d_{c,v} \cdot \overline{[f(\varepsilon_c) - f(\varepsilon_v)]} / h, \quad (2)$$

где E – напряженность электрического поля собственного стимулированного излучения, интегрированного по спектру; $d_{c,v}$ – матричный элемент дипольного момента, $\overline{f(\varepsilon_c) - f(\varepsilon_v)}$ – средняя разность заполнений электронами квантовых состояний на участке шириной $\hbar\omega_{LO}$ на дне зоны проводимости (с) и валентной зоны (v), связанных прямым оптическим переходом, здесь $\hbar\omega_{LO}$ – энергия продольного оптического фонона. При фиксированной E значения $f(\varepsilon_c)$ и $f(\varepsilon_v)$ меняются со временем, но $\overline{f(\varepsilon_c) - f(\varepsilon_v)} \approx const$. Использование усредненного ($\overline{f(\varepsilon_c) - f(\varepsilon_v)}$) и интегрального (E) параметров, представляется естественным по отношению к коллективным колебаниям, каковыми являются автоколебания обеднения, и составляет отличие выражения (2) от полученного в теории возмущений для осцилляций между двумя состояниями при наличии периодического возмущения [11].

Несложно представить процесс, при котором излучение, генерируемое и усиливаемое в активной среде с осциллирующей инверсией заселенностей, выходит из среды амплитудно-модулированным. При этом длина волны модуляции $\lambda = c_g / F$, где $1/F = T_M \approx 4$ пс, сравнима с длиной L пути излучения в активной области. Поскольку распределение интенсивности света накачки в фокусном пятне приближалось к гауссовому, то L могла меняться с $\hbar\omega$ [12]. Если бы отношение L/λ оказалось близким к целому нечетному числу, то это дополнительно способствовало бы модуляции генерируемого излучения, а если бы при движении излучения в активной среде достигалось насыщение его усиления [13], то оно, возможно, ослабляло бы модуляцию.

Перейдем к зависимости $S = f(\delta Y)$, где δY – сдвиг активной области, отсчитываемый от исходного положения, в направлении к торцу, рис.1. При увеличении δY усредненная (путем математического нивелирования модуляции) энергия выходящего из торца излучения возрастала из-за

уменьшения пути в поглощающей пассивной среде, что особенно ярко проявляется на вставке к рис.1. Зависимость $S = f(\delta Y)$ была промодулирована колебаниями, период которых составлял $\Delta Y \approx T_M c_g / 4 = \lambda / 4$. При изменении δY циклически менялась и модуляция спектра излучения $W(\hbar\omega_s)$: она возникала, затем исчезала, вновь образовывалась, снова исчезала и т.д., рис.2. Это являлось признаком, как указывалось выше, циклического образования и исчезновения амплитудной модуляции излучения с периодом $T_M \approx 2\pi / \Delta\omega_s$. Таким образом, можно принять, что при некотором $\delta Y = \delta Y_1$ образовалась модуляция излучения с периодом T_M , и она образовывается каждый раз, когда разность $\delta Y - \delta Y_1$ становится кратной ΔY . А это означает, что в фиксированный момент времени t , отсчитываемый от начала накачки, в фиксированной точке r активной области, фазы $\varphi(t, r, \delta Y)$ модуляции излучения, отраженного от торца при $\delta Y = \delta Y_1$ и $\delta Y = \delta Y_1 + k\Delta Y$, отличаются на $k\pi$, здесь и далее k – целое число. Например, при $k = 1$ упомянутые фазы будут отличаться на π , что позволяет далее феноменологически использовать аналогию с нормальными модами связанных осцилляторов**. Подобные аналогии нередко используется в физике и технике [14, 15]).

Выделим две части модулированного собственного излучения, движущиеся в активной области: одна в направлении к торцу, вторая от него. Будем называть их для краткости, соответственно, прямое и обратное излучение. Пусть два связанных осциллятора представляются этими двумя частями модулированного собственного излучения, связанными с автоколебаниями обеднения инверсной заселенности. Обратная связь между излучением, обеднениями заселенностей и др. обсуждалась в [4]. Примем условно, что в одном случае, когда $\delta Y = \delta Y_1$, фазовые постоянные связанных

** Примечание. В [1] на стр.684 левая колонка 7-я строка снизу вместо 2π следует читать π .

осцилляторов, колеблющихся с собственной частотой $F = 1/T_M$, равны (первая нормальная мода). Тогда второй нормальной модой будут колебания осцилляторов с отличающимися на π их фазовыми постоянными [15]. В предлагаемой феноменологии вторая нормальная мода образуется при $\delta Y = \delta Y_1 + \Delta Y$.

В случае, если разность фазовых постоянных связанных осцилляторов не равна $k\pi$, между ними возникают биения, в ходе которых происходит перераспределение энергии между осцилляторами [15]. Это феноменологически соответствует представленному на рис.1 периодическому изменению энергии излучения S при изменении Y , так как изменение Y эквивалентно изменению фазовой постоянной обратного излучения.

Частота автоколебаний обеднения заселенностей во время релаксации ЭДП не исследовалась. Но если частота модуляции обратного излучения на входе в активную область и частота автоколебаний обеднения оказались бы несколько отличными, они могли бы затем сравняться за счет захвата частоты. Этому может способствовать упоминавшаяся обратная связь между излучением и обеднением заселенностей. Из факта зависимости модуляции излучения от Y следует, что модуляция прямого излучения приобретала наблюдаемую величину тогда, когда в активную область поступало отраженное от торца излучение. Это не представляется аномальным. Двух- (и более) этапные процессы, когда на первом этапе зарождается новая модификация излучения, а на втором или последующих она существенно усиливается, характерны для нелинейного оптического преобразования излучения, см., например, [16- 18].

Обратимся к модуляции зависимости $W = f(\tau)$ для излучения с энергией фотона $\hbar\omega_s = \hbar\omega_m$, рис.3. При $\hbar\omega_m$ и некоторой начальной $\tau = \tau_1$ располагался один из локальных максимумов на модулированном спектре излучения. Модуляция зависимости $W = f(\tau)$ состоит из локальных максимумов, разделенных интервалами $\Delta\tau \approx T_M$. Продолжим аналогию со связанными осцилляторами. Если в результате внешнего воздействия

возникают колебания осцилляторов, то добавление второго подобного воздействия синхронно с первым или через интервал времени, равный периоду колебаний связанных осцилляторов, не вызывает сбоев фазы или частоты этих колебаний. Накачка образца двумя импульсами синхронно или с задержкой $\pm \Delta\tau$ аналогична вышеописанному резонансному воздействию, и частота модуляции излучения при этих трех задержках должна быть одинаковой. Поэтому максимум на спектре излучения вновь появлялся при той же фиксированной энергии $\hbar\omega_s = \hbar\omega_m$, когда изменение задержки τ по сравнению с её первоначальным значением τ_1 становилось равным $\pm \Delta\tau$.

Если же добавление второго воздействия происходит после первого воздействия через интервал, заметно отличающийся от периода колебаний осцилляторов, то это вызовет амплитудно-фазо-частотные изменения колебаний. По аналогии с этим накачка вторым импульсом с задержкой $\tau \neq \tau_1 \pm m\Delta\tau$ должна вызывать изменение модуляции излучения по сравнению со случаем $\tau = \tau_1$, здесь m – ноль или целое число. Это должно сопровождаться изменением модуляции спектра излучения, что и наблюдалось в [1], и локального максимума при фиксированной энергии $\hbar\omega_s = \hbar\omega_m$ не будет. Изложенное выше для случаев $\tau = \tau_1 \pm m\Delta\tau$ и $\tau \neq \tau_1 \pm m\Delta\tau$ очевидно соответствует наблюдавшейся модуляции зависимости $W = f(\tau)$. То, что в эксперименте τ_1 было близко к -1 пс, а не ноль, возможно, объясняется тем, что, во-первых, перед этим экспериментом положение линии задержки, при котором τ равно нулю, специально не уточнялось; во-вторых, возможна небольшая асимметрия временной формы импульсов.

Добавим к изложенному, что частота амплитудной модуляции излучения, оцениваемая из модуляции его характеристик, приближенно совпадает с частотой автоколебаний обеднения заселенностей

$$F \approx F_c. \quad (3)$$

В итоге, установлено, что вид и параметры модуляции позволяют считать, что излучение, движущееся в активной среде в направлениях к торцу и от него, является двумя компонентами автоколебательной системы, обладающей свойствами, характерными для системы связанных осцилляторов. Это дало феноменологическое объяснение соотношения (2) и вида (формы) автомодуляции характеристик излучения, экспериментально обнаруженной в [1].

Напомним, что образование автоколебательной системы происходит в результате самоорганизации нефермиевской ЭДП и собственного излучения, взаимодействующего с ЭДП, и при участии электрон-ЛО-фононного и электрон-электронного взаимодействий, и наличии накачки [4]. Создание количественной теории такой самоорганизации затруднительно из-за большого числа степеней свободы и относится к области синергетики. В этой ситуации полученное феноменологическое объяснение соотношения (2) и пр., является обоснованным шагом в понимании рассматриваемого явления. Одновременно, это объяснение становится ещё одним доказательством образования автоколебательной системы, наряду со сверхбыстрой автомодуляцией спектра фундаментального поглощения света [2, 4, 19 и др.].

3. Устранение и использование модуляции излучения.

Учитывая актуальность проблемы автомодуляции излучения при создании полупроводниковых лазеров, необходимо уже на этом этапе представить рекомендации, которые могут быть использованы в лазерах интенсивного излучения. Частота обсуждавшейся выше модуляции излучения может оцениваться с помощью выражения (2), определяющего частоту автоколебаний обеднения. Если эта модуляция нежелательна, то от неё можно избавиться. Для этого излучение, модулированное при его генерации в начале накачки, должно, возвращаясь в активную область после отражения от торца, препятствовать модуляции генерируемого в это время излучения. Это достигается подбором расстояния от центра активной области до торца образца Y , как подтверждают спектры 1 и 3 на рис.2. Если же требуется получить,

например, излучение с субтерагерцовой модуляцией, то следует обеспечить уже положительную обратную связь, т.е. чтобы отраженное от торца излучение, вернувшись в активную область, поддерживало процесс модуляции генерируемого в это время излучения. Последнее достигается опять-таки подбором Y , что подтверждают спектры 2, 4 на рис. 2.

Предложенный выше способ поддержки или подавления модуляции путем выбора соответствующего Y по приносимому эффекту эквивалентен перестройке внешнего резонатора полупроводникового лазера [20]. Это сходство указывает, что устраняемая с помощью внешнего резонатора модуляция излучения лазера может относиться к рассматриваемой нами автомодуляции излучения. Отсюда возникает альтернативное объяснение роли внешнего резонатора, аналогично вышеизложенному. С помощью настройки резонатора меняется фазовая постоянная Ψ модуляции возвратившегося в активную область излучения. Постоянная Ψ делается такой, чтобы создавалась отрицательная обратная связь для автомодуляции излучения.

При фиксированном Y добиваться отрицательной обратной связи и, соответственно, подавления модуляции можно изменяя интенсивность излучения I_s . Этот метод основывается на том, что при изменении I_s будет меняться, в соответствии с (2) и (3), рис.4, частота модуляции F . Её изменение приводит к изменению фазовой постоянной отраженного от торца и вернувшегося в активную область излучения. Варьированием же этой фазовой постоянной и достигается установление отрицательной или положительной обратной связи, как ясно из предыдущего раздела.

Соответственно, регулировать частоту субтерагерцовой модуляции излучения при фиксированном Y , можно, меняя интенсивность накачки. Положительная обратная связь для автомодуляции в этом варианте может быть реализована настройкой фазовой постоянной Ψ с помощью внешнего резонатора.

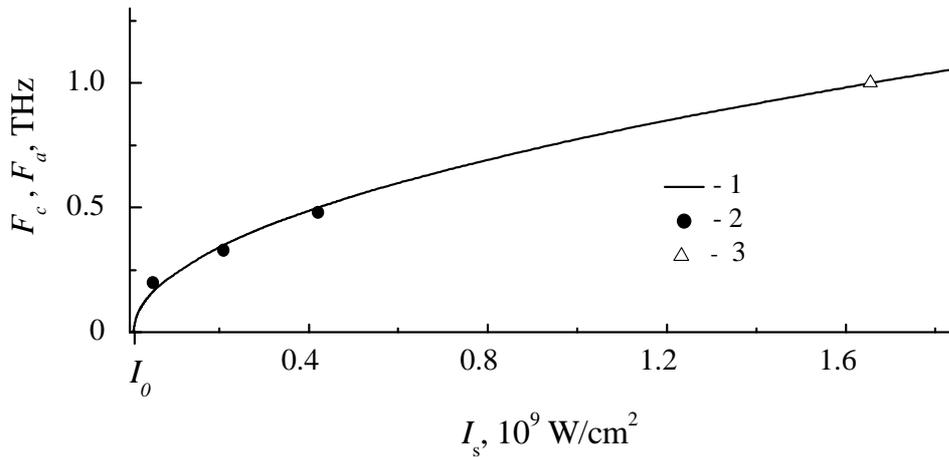


Рис.4. Зависимость от интенсивности I_s излучения: 1 - расчетной частоты F_c автоколебаний обеднения заселенностей; 2 - экспериментальной частоты F_a автоколебаний поглощения света. 3 – см. пояснения в тексте. I_0 – интенсивность излучения при накачке, пороговой для появления стимулированного излучения.

Если использовать в лазере накачку импульсами, то модуляция излучения может усиливаться или подавляться в зависимости от соотношения между периодом повторения импульсов и периодом T_M собственной (создаваемой одним импульсом) автомодуляции излучения. Это метод воздействия на модуляцию основан на результатах измерений, представленных на рис.3. Для развития такого метода предстоит выяснить, насколько существенно то, что накачка электронов двумя импульсами, производилась в [1] на разные уровни энергии зоны проводимости.

Модуляция излучения согласована с автоколебаниями обеднения заселенностей. Автоколебания при достаточно высокой интенсивности накачки, приобретают форму слабо нерегулярной стоячей волны [3, 19]. Представление о волне дает полученная в [3] амплитудо-фазо-частотная характеристика (АФЧХ) модуляции поглощения света, которая вызвана автомодуляцией обеднения заселенности, рис.4, 5. Из АФЧХ обоснованно предполагать, что различные компоненты спектра излучения имеют различные амплитуды модуляции, и это важно представлять настраивающему внешний

резонатор полупроводникового лазера. Упомянутое различие амплитуд проявлялось при изучении авторами в [2] влияния модуляции стимулированного пикосекундного рекомбинационного излучения на изменение прозрачности накачиваемого образца. Заметим, что АФЧХ усложняется по мере ослабления накачки, т.к. возникает в дополнение к первой ещё и вторая гармоника [3].

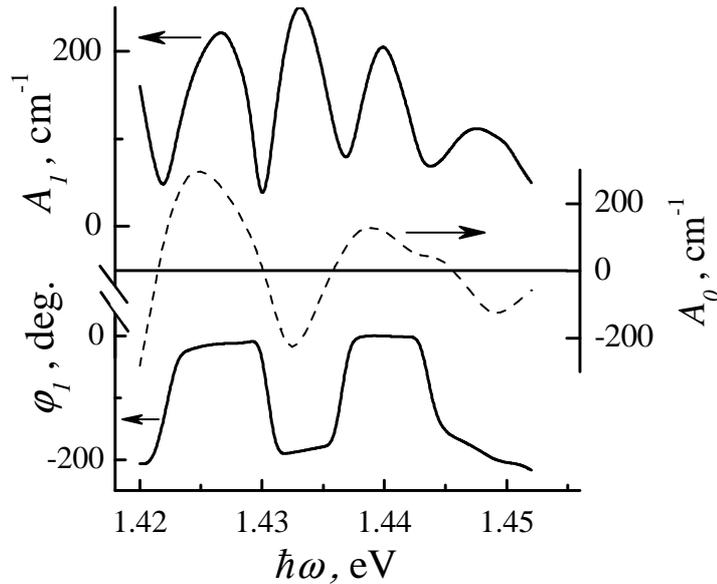


Рис. 5. Спектральные зависимости величины A_0 , амплитуды A_1 и фазовой постоянной φ_1 для сверхбыстрой компоненты автомодуляции поглощения света $\alpha_u = A_0 + A_1 \cos(2\pi F_a \tau + \varphi_1)$ при $F_a = 0.48$ ТГц. Крупномасштабная компонента автомодуляции поглощения, "размывающаяся" за время $\gg 10$ пс, [25] в данной работе не рассматривается.

Волна обеднения заселенностей должна вызывать подобие автопереключения частоты излучения (автопереключения спектральных мод). То есть, будут в большей степени усиливаться то одни (или один) дискретные участки спектра излучения, то другие (или другой). Борьба с подобным автопереключением можно теми же способами, которые приведены выше для подавления модуляции.

Обсуждаемую в статье автомодуляцию излучения допустимо, как показано ниже, предполагать в качестве возможной причины образования 1 ТГц-осцилляций излучения интенсивностью $\sim 10^9$ Вт/см² полупроводникового лазера в [21] и того, что спектр этого излучения имел дублетную структуру. Опыты [21] проводились при комнатной температуре и концентрации электронов и дырок в GaAs, в несколько раз превышающей порог лазерной генерации $(1.5-2.0) \cdot 10^{18}$ см⁻³. Согласно нашей концепции автомодуляции излучения, частота модуляции излучения оценивается с помощью выражения (2). И в соответствии с расчетом, подобным приведенному в [4], для участка активной области длиной 300 мкм, частота модуляции должна составлять 1 ТГц при интенсивности излучения 1.6 ГВт/см² (отмечено треугольником на рис.4). Это близко к частоте осцилляций, наблюдавшихся в [21]. Дублетная структура спектра лазерного излучения в [21], интервал между локальными максимумами на этом спектре, отвечает, в свою очередь, обсуждавшейся выше автомодуляции спектра собственного пикосекундного излучения GaAs.

Таким образом, выше предложено альтернативное объяснение амплитудной модуляции, модуляции спектра, автопереключения частот излучения мощных полупроводниковых лазеров. Предложены новые методы воздействия на эти свойства излучения, следующие из данного их объяснения. Зная от создателей лазеров, сколь осложняет их деятельность дефицит таких методов, авторы и сочли необходимым представить вышеописанные.

4. Визуализации ”ямы” в области усиления спектра поглощения.

При интенсивном излучении, наряду с его автомодуляцией, возникает следующим образом и автомодуляция спектра поглощения света [23]. Стимулированное излучение создает локальное обеднение заселенностей электронов на дне зоны проводимости. Нарушается детальное равновесие. Для его восстановления указанное обеднение, благодаря взаимодействию электронов с продольными оптическими (LO) фононами, транслируется вверх

по зоне с периодом, равным энергии LO-фонона $\hbar\omega_{LO}$. Это приводит к модуляции спектра поглощения света с периодом [10, 23, 24]

$$\Delta = \hbar\omega_{LO}(1 + m_e / m_h), \quad (3)$$

где m_e и m_h – массы, соответственно, электрона и тяжелой дырки.

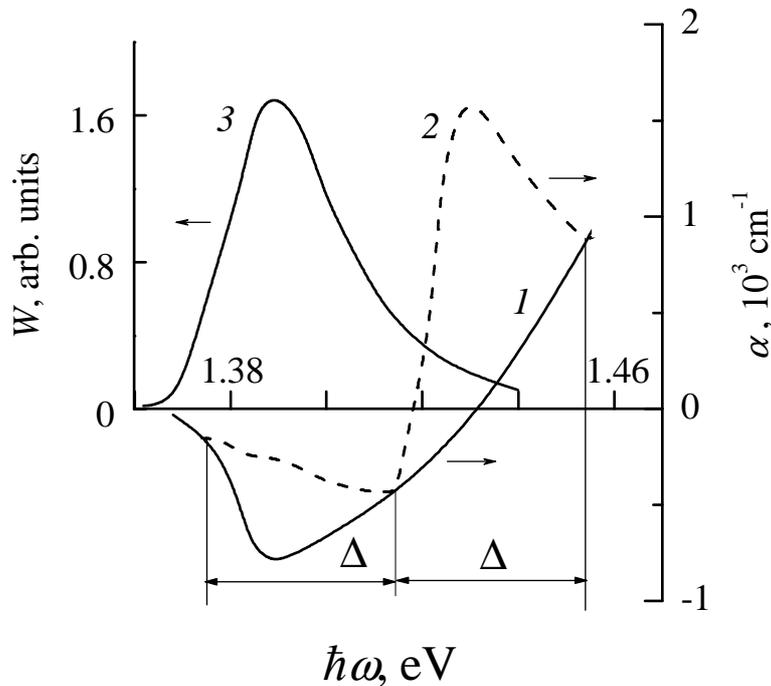


Рис. 6. 1 – расчетный спектр поглощения света для фермиевского распределения ЭДП при концентрации несвязанных электронно-дырочных пар - $4.7 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и температуре носителей - 52 мэВ; 2 - экспериментальный спектр поглощения света в фотовозбужденном GaAs; 3 – спектр энергии излучения, вытекавшего (из-за несовершенства волноводных свойств гетероструктуры) ортогонально плоскости эпитаксиальных слоев. На последнем спектре не могла быть зарегистрирована автомодуляция, поскольку, во-первых, он измерен с "широким" шагом (превышавшем квазипериод модуляции спектра излучения), во-вторых, при измерении спектра фокусное пятно накачки располагалось вдали от торцов и т.д.

На рис.6 представлен взятый из [10] фрагмент такой модуляции поглощения в некоторый момент времени (вследствие автоколебаний обеднения, модуляция

меняется со временем [2, 24, 25]). "Яма" $\alpha_H(\hbar\omega)$ в области усиления спектра поглощения располагается внутри первого (самого длинноволнового) интервала Δ и представляет собой разность экспериментального спектра $\alpha(\hbar\omega)$ (кривая 2) и спектра $\alpha_{FD}(\hbar\omega)$, рассчитанного в предположении, что распределение ЭДП фермиевское (кривая 1), $\alpha_H(\hbar\omega) = \alpha_{FD}(\hbar\omega) - \alpha(\hbar\omega)$. Расположенный в следующем (более коротковолновом) интервале Δ выступ $\alpha_P(\hbar\omega)$ определяется выражением $\alpha_P(\hbar\omega) = \alpha(\hbar\omega) - \alpha_{FD}(\hbar\omega)$. Чтобы убедиться, что яма подобна по форме выступу, надо спектр $\alpha_H(\hbar\omega)$ нормировать на подгоночный коэффициент k , сдвинуть на Δ в коротковолновую область и вычесть из спектра $\alpha_{FD}(\hbar\omega)$. Разность $\alpha_{FD}(\hbar\omega) - k\alpha_H(\hbar\omega - \Delta)$ удовлетворительно совпадает с выступом в спектре поглощения, подтверждая подобие форм $\alpha_P(\hbar\omega) \propto -\alpha_H(\hbar\omega - \Delta)$. Отсюда очевидно, что измерение какого-либо из выступов на спектре поглощения, вызванных автомодуляцией последнего, оказывается способом получения материального представления о формировании и эволюции виртуального объекта – ямы в области усиления спектра.

Авторы признательны Ю.В. Андрееву и В.А. Черепенину за обсуждение рукописи статьи.

Литература

- [1] Н.Н. Агеева, И.Л. Бронева, А.Н.Кривоносов, С.Е. Кумек, Т.А. Налет, С.В. Стеганцов. "Модуляция" характеристик интенсивного пикосекундного стимулированного излучения из GaAs. // ФТП, 2005. Т.39, №6, с. 681-688.
- [2] Н.Н. Агеева, И.Л. Бронева, А.Н.Кривоносов, С.В. Стеганцов. Сверхбыстрая автомодуляция спектра поглощения света, возникающая при

- сверхкоротких оптической накачке и суперлюминесценции в GaAs // ФТП, 2006, Т. 40, № 7, с. 806 - 814.
- [3] Н.Н. Агеева, И.Л. Броневой, А.Н. Кривоносос. Субтерагерцовые автоколебания в сверхбыстрой автомодуляции поглощения света в GaAs // ФТП, 2008, Т. 42, № 12, с. 1426 - 1433.
- [4] Н.Н. Агеева, И.Л. Броневой, Д.Н. Забегаев, А.Н.Кривоносос. Субтерагерцовые автоколебания обеднения заселенностей электронов в зоне проводимости GaAs при наличии накачки и собственного стимулированного излучения. // ФТП, 2010, Т. 44, № 9, с. 1157 - 1164.
- [5] Ю. Д. Калафати, В. А. Кокин. Пикосекундные процессы релаксации в полупроводниковом лазере, возбужденном мощным ультракоротким импульсом света. // ЖЭТФ, 1991, Т. 99, № 6, с. 1793 - 1803.
- [6] D.T.F. Marple. // J. Appl. Phys., 1964, Т. 35, № 4, p.1241.
- [7] А. Ривлин. *Динамика излучения полупроводниковых квантовых генераторов* (М., Сов. радио, 1976).
- [8] И.Л.Броневой, А.Н.Кривоносос. Влияние диаметра фотовозбуждаемой области на пикосекундную релаксацию просветления тонкого слоя GaAs. // ФТП, 1998, Т. 32, № 5, с. 542 - 545.
- [9] I. L. Bronevoi, A. N. Krivonosov, T. A. Nalet. An overthreshold state of electron-hole plasma in GaAs at interband absorption of high-power picosecond light pulses. // Sol. St. Commun., 1996, v. 98, № 10, p. 903 - 907.
- [10] Н.Н. Агеева, И.Л. Броневой, А.Н. Кривоносос, С.Е. Кумеков. С.В. Стеганцов. "ЛО-фононная" корреляция между спектром пикосекундной суперлюминесценции и особенностями спектра поглощения света в GaAs при нефермиевском распределении носителей заряда, генерированных пикосекундным импульсом света // ФТП, 2002, Т. 36, № 2, с. 144 - 148.
- [11] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. *Квантовая механика* (М., Физматлит., 2001) т.3, с.185, задача 1.
- [12] E.O. Goebel, O. Hildebrand, K. Lohnert. // IEEE. J. Quant. Electron., 1977, v. QE-13, p. 848.

- [13] L.W. Casperson. // J. Appl. Phys., 1977, v. 48, p. 256.
- [14] Н.В. Карлов, Н.А.Кириченко. *Колебания, волны, структуры* (М., Физматлит, 2008).
- [15] Ф. Крауфорд. *Волны* (М., Наука, 1974) .
- [16] *Параметрические генераторы света и пикосекундная спектроскопия*. Под редакцией А. Пискарскаса (Вильнюс, Мокслас,1983).
- [17] *Сверхкороткие световые импульсы*. Сборник под ред. С. Шапиро (М., Мир, 1981).
- [18] С.А. Ахманов, В.А. Выслоух, А.С.Чиркин. *Оптика фемтосекундных лазерных импульсов* (М., Наука, 1988).
- [19] N. N. Ageeva, I. L. Bronevoi, D. N. Zabegaev, A. N. Krivonosov. Autowave of electron population depletion and sub terahertz selfmodulations of light absorption and intrinsic stimulated emission in GaAs. // Phys. Status Solidi C. 2011, v. 8, № 4, p. 1211-1215.
- [20] *Физика полупроводниковых лазеров*, под ред. Х. Такумы (М., Мир, 1989).
- [21] П.П. Васильев. // Квантовая электроника, 1994, Т. 21, №6, с.585.
- [22] П.П. Васильев, Х. Кан, Х. Ота, Т. Хирума. // ЖЭТФ, 2001, Т. 120, № 6, с. 1486.
- [23] I. L. Bronevoi, A. N. Krivonosov, V. I. Perel'. // Phonon oscillations in the spectrum of the reversible bleaching of gallium arsenide under interband absorption of a high-power picosecond light pulse. // Sol. St. Commun. 1995, v. 94, № 9, p. 805-808.
- [24] Н. Н. Агеева, И. Л. Броневой, А. Н.Кривоносов, Т. А. Налет, С. В. Стеганцов. Участие электрон-фононного взаимодействия в сверхбыстрой автомодуляции поглощения света в GaAs. Связь модуляции поглощения со спектром стимулированного излучения в GaAs // ФТП, 2007, Т. 41, № 12, с. 1418 - 1424.
- [25] Н. Н. Агеева, И. Л. Броневой, А. Н. Кривоносов, Т.А. Налет. Цикличность сверхбыстрой автомодуляции спектра поглощения света, возникающей

при накачке и стимулированном излучении в GaAs // ФТП, 2008, Т. 42, № 9, с. 1053 – 1060.