

УДК 532.45

СВЕРХИЗЛУЧЕНИЕ В ЛАЗЕРЕ

В. И. ЛЕБЕДЕВ

профессор кафедры естествознания,

Могилевский государственный университет имени А. А. Кулешова

Приведены результаты многолетних экспериментов автора с лазерами разных типов, показывающих, что кооперативный эффект сверхизлучения активной среды – важнейший фундаментальный физический процесс, определяющий спектр и динамику излучения лазеров. Концепция сверхизлучения активной среды лазера заменяет некорректную теорию “синхронизации мод” лазеров сверхкоротких импульсов.

Область применения разработки: научные исследования, высшее образование.

Внедрение (планируемое внедрение) разработки: Учреждение образования “Могилевский государственный университет имени А. А. Кулешова”.

Основные преимущества разработки: предлагаемый подход позволит повысить профессиональную компетентность будущих специалистов, найти подходы к проектированию и оптимизации параметров новых перспективных приборов – фемтосекундных полупроводниковых лазеров.

Ключевые слова: лазеры ультракоротких импульсов, сверхизлучение, спектры и динамика лазеров.

Введение

Прошло более 56 лет после создания первого лазера Мейманом [1]. От этого события отсчитывают начало нового, быстро развивающегося раздела оптики – физики лазеров. Ввиду сравнительной молодости этой науки не удивительно, что некоторые не вполне обоснованные принципы, положенные в основу объяснения работы лазера, которые использовали основоположники этого раздела науки, вошли в популярные учебники [2, 3], монографии [4–8] и материалы Интернета [9] как предрассудки.

Во всех учебниках и обзорных статьях содержится категорическое утверждение: “Физическая основа работы любого лазера – вынужденное излучение”. Этот термин заложен и в само название прибора. Однако это утверждение можно считать справедливым лишь в первом грубом приближении. Кроме спонтанного и вынужденного излучения активная среда лазера принципиально должна излучать и кооперативно за счет интерференции атомных состояний активных частиц. Это явление вполне аналогично интерференции света. Пренебрегать кооперативным излучением атомов активной среды лазера – это то же самое, что не учитывать интерференцию в явлениях, протекающих в оптических резонаторах.

До настоящего времени влияние когерентных оптических эффектов на лазерную генерацию экспериментально изучено слабо, а в большинстве работ, в том числе и обзорных, возможность существенного влияния этих эффектов на

спектр и высокочастотную динамику излучения лазеров игнорируется. Хотя кооперативные оптические эффекты были предсказаны до создания лазера [10]. На самом деле это сложная и до конца не решенная проблема физики лазеров. И вообще заметно, что избыток чисто теоретических исследований при явном дефиците работ по количественной экспериментальной проверке корректности теорий привели к иллюзии понимания динамических процессов излучения лазеров.

В настоящей работе приведены экспериментальные данные, полученные автором с сотрудниками на протяжении многих лет в экспериментах с лазерами разных типов, показывающие, что именно сверхизлучение определяет спектральные и временные характеристики излучения лазеров.

Таким образом атомная система, находящаяся в состоянии инверсной населенности энергетических уровней, в общем случае характеризуется не двумя, а тремя фундаментальными процессами излучения: спонтанным, вынужденным и кооперативным. Причем, во многих случаях кооперативное излучение усиливающей свет среды, называемое сверхизлучением, доминирует в излучении лазера.

Основная часть

Когерентное взаимодействие излучения с веществом

Рассмотрим идеальный атом, в виде электрического диполя, который может находиться только в двух энергетических состояниях a и b . Если такой атом взаимодействует с резонансным излучением, то решение уравнения Шредингера для этого случая описывает временную интерференцию двух энергетических состояний атома, которое формально похоже на пространственную интерференционную картину от двух щелей, если роль пространственной координаты играет время [11]. При достаточно быстром включении возбуждения атома в последующие моменты времени вероятности нахождения атома на верхнем или нижнем энергетическом уровнях описываются квадратом синусоидальной функции:

$$|C_b(t)|^2 = \sin^2\left(\frac{2\pi}{\hbar}|V_{ab}|t\right). \quad (1)$$

V_{ab} – оператор взаимодействия частицы и поля. В дипольном приближении он равен скалярному произведению дипольного момента атома на напряженность электрической составляющей поля $V_{ab} = d_{ab} \cdot E$.

При выводе формулы (1) пренебрегают спонтанными переходами между уровнями a и b , т. е. считают, что мощность вынужденного излучения значительно превышает мощность люминесценции. Этот случай всегда реализуется в лазере.

Уравнение (1) описывает также и систему, состоящую из N не взаимодействующих друг с другом диполей. Если в начальный момент времени, когда быстро включают непрерывное излучение, частицы вещества находятся в возбужденном состоянии, то система излучает энергию до тех пор, пока все частицы не окажутся в основном состоянии. Если же начальное распределение по уровням обратное, то система вначале поглощает энергию до состояния полной инверсии уровней, а затем возвращается в исходное состояние (рис. 1).

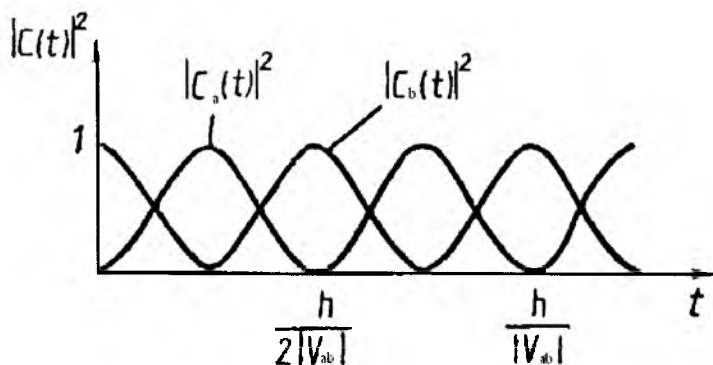


Рис. 1. Зависимость вероятностей нахождения системы не взаимодействующих частиц в состояниях а и б $|C_a|^2$ и $|C_b|^2$ от времени для разных начальных условий

Приведенная на рис. 1 зависимость описывает замечательную квантово-механическую особенность взаимодействия поля и частиц, которая прямо противоречит интуитивным представлениям и описанию системы на основе энергетических, вероятностных представлений: с течением времени после быстрого включения излучения равновесное среднее распределение частиц по энергетическим уровням никогда не наступает. Как известно, вероятностный подход предсказывает выравнивание населенностей уровней при длительном воздействии на двухуровневую атомную систему излучения достаточно высокой мощности.

Если наблюдать за свойствами электромагнитного поля, распространяющегося в активной среде и когерентно взаимодействующего с ее атомами, то энергия поля будет пульсировать во времени и пространстве с частотой Раби или с периодом $T = \frac{h}{2|V_{ij}|}$. Эти пульсации называют π -импульсами.

При рассмотрении когерентных эффектов в лазере необходимо перейти от рассмотрения взаимодействия излучения и частиц в единице объема к задаче о распространении импульса излучения в усиливающей среде, находящейся в резонаторе. При этом должны возникать когерентные эффекты: сверхизлучение и оптическая нутация, связанные со взаимодействием диполей через поле излучения.

Частицы, поглощающие и испускающие электромагнитное излучение, моделируют диполями, которые взаимодействуют друг с другом через поле излучения. Если такое взаимодействие охватывает большое число частиц N , то ансамбль начинает вести себя коллективно, что приводит к возникновению макроскопической поляризации среды. Система диполей, колеблющихся в фазе, должна излучать когерентно. Такую среду описывают с помощью вектора Блоха [11].

Энергия поля, распространяющегося в активной среде и когерентно взаимодействующего с атомами, колеблется во времени и пространстве с частотой Раби:

$$\Omega = \frac{d_{ab} E}{\hbar}, \quad (2)$$

где d_{ab} – дипольный момент активных частиц.

Медленное по сравнению с периодом световых колебаний периодическое изменение напряженности результирующего поля для заданной напряженности поляризующего поля при резонансном взаимодействии излучения со средой получило наименование эффекта световых нутаций. Измерение периода нутаций является одним из самых точных методов определения матричного элемента оператора дипольного момента исследуемого резонансного перехода d_{ab} .

Модель невзаимодействующих частиц оказывается слишком грубым приближением, если в объеме, с размерами, соответствующими длине волны излучения, содержится значительное число частиц. Именно такой случай реализуется во всех лазерных активных средах.

Коллективное спонтанное излучение многоатомной системы – сверхизлучение теоретически рассмотрено Р. Дикке в 1954 г. [10]. В 1973 г оно получило первое экспериментальное подтверждение [12]. Авторы этой работы наблюдали кооперативный спонтанный переход между вращательными подуровнями фтористого водорода в ИК области спектра с длиной волны порядка 100 мкм. Время жизни спонтанного перехода между этими подуровнями составляло порядка 1 сек. Его интенсивность была очень мала. Однако при интенсивной накачке возникал направленный импульс сверхизлучения длительностью 100 нс. Авторы показали, что интенсивность зарегистрированного излучения была пропорциональна квадрату числа возбужденных атомов. Впоследствии сверхизлучение наблюдали многие авторы между электронными переходами в разреженных газах и в примесных кристаллах с узкими спектральными линиями люминесценции.

Теоретическим исследованиям сверхизлучения посвящено большое число работ, например, [13, 14]. Частицы, поглощающие и испускающие электромагнитное излучение, моделируют диполями, которые тем самым взаимодействуют друг с другом через поле излучения. Если такое взаимодействие охватывает большое число частиц N , то ансамбль начинает вести себя корпоративно. Сфазированность диполей приводит к возникновению макроскопической поляризации среды. Система диполей, колеблющихся в фазе, излучает когерентно. Эту особенность среды описывают, используя модель гигантского псевдодиполя. Дипольный момент псевдодиполя в N раз больше, чем дипольный момент отдельной частицы.

Сверхизлучение – это явление, при котором скорость вынужденного перехода при усилении или поглощении излучения пропорциональна квадрату числа взаимодействующих частиц N^2 . Оно принципиально отличается от усиленной люминесценции и вынужденного излучения большей амплитудой и пульсирующим характером излучения и имеет вид короткого импульса, поскольку время излучения системы сокращается в N раз по сравнению с некогерентным случаем.

Сверхизлучение возникает не сразу после установления инверсной населенности среды, а спустя время, требуемое для установления корреляции между атомами. На сверхизлучение существенное влияние оказывают размеры и форма излучающей активной среды. В случае, когда образец имеет вытянутую форму, а резонатор отсутствует, сверхизлучение происходит в малом телесном

угле, направленном вдоль главной оси образца, и похоже на луч вынужденного излучения лазера.

Коэффициенты Эйнштейна для спонтанного и вынужденного излучения были введены в ошибочном предположении, что испускание квантов света каждым атомом происходит независимо от других атомов системы, то есть когда поле излучения одного атома не оказывает влияния на излучение других атомов. Это приближение может быть справедливо только в сильно разреженной системе. В общем случае необходимо рассматривать спонтанное излучение не отдельных атомов, а всей квантовомеханической системы как единого целого. Дикке показал, например, что для системы из двух атомов, расстояние между которыми меньше длины волны излучения, вероятность спонтанного излучения в два раза больше, чем для одного атома. Это и есть кооперативный эффект в спонтанном излучении. Для подобной системы из N атомов происходит сокращение времени спонтанного распада в N раз. Для наблюдения сверхизлучения число атомов в возбужденном состоянии должно превышать число атомов в основном состоянии. То есть состояние системы должно быть инвертированным, система должна усиливать свет на резонансной частоте.

Для протяженной системы, размеры которой превышают длину волны излучения, кооперативный эффект сверхизлучения выражен слабее. Он будет пропорционален числу атомов в цилиндрическом объеме, имеющем протяженность образца с поперечными размерами, равными длине волны излучения. При концентрации активных частиц 10^{18} см^{-3} в образце сферической формы число частиц, участвующих в кооперативном сверхизлучении с длиной волны 1 мкм будет порядка $10^{18}/10^{12} = 10^6$. Время спонтанной релаксации уменьшится в миллион раз. Таким образом, сверхизлучение будет представлять собой интенсивный ультракороткий импульс, который возникает с некоторой задержкой после возбуждения системы. Максимальная интенсивность этого импульса пропорциональна квадрату числа частиц, участвующих в сверхизлучении.

Простые оценки показывают, что эффекты когерентного взаимодействия света с активной средой должны наблюдаться даже для непрерывных гелий-неоновых лазеров со средней мощностью излучения порядка 10^3 Вт.

Для хорошо разрешенного атомного перехода дипольный момент равен 1 Д (Дебаю) = $3,33564 \cdot 10^{30}$ Кл · м. При средней мощности излучения 1 мВт эффективное значение напряженности электрического поля в луче диаметром порядка миллиметра соответствует ~ 600 В/м, а амплитудное значение этой величины ~ 900 В/м. Внутри лазерного резонатора мощность излучения в ~ 100 раз выше, так как коэффициент отражения выходного зеркала лазерного резонатора $\sim 1\%$. Кроме того, пульсации интенсивности излучения повышают интенсивность излучения еще на порядок. Таким образом, амплитуда колебаний электрического поля в излучении лазера, взаимодействующим с его активной средой, составляет в рассмотренном случае $\sim 10^6$ В/м. Частота Раби при этом равна $\Omega \sim 5 \cdot 10^9$ Гц.

Так как активная среда лазера содержит множество активных частиц, то длительность импульса сверхизлучения Δt всегда имеет предельное, минимальное значение для данной активной среды и определяется уже не числом коопе-

ративно излучающих атомов, а шириной спектрального контура усиления активной среды $\Delta\nu$. Для импульса гауссовой формы в соответствии с соотношением взаимности

$$\Delta t = 0,44/\Delta\nu.$$

Как показали теоретические оценки, время задержки импульса сверхизлучения по отношению к началу возбуждения системы пропорционально $(\ln N)$.

Сверхизлучение наблюдали в лазерах на кристаллах граната и рубина [15] и в полупроводниковых лазерах [16–22].

Таким образом, сверхизлучение представляет собой фундаментальное физическое явление, механизм которого объяснен теоретически и подтвержден наблюдениями. Важно отметить, что этот эффект принципиально отличается от лазерной генерации, он происходит в активной среде лазера, когда ее усиление ниже порогового уровня возникновения лазерной генерации. В случае сверхизлучения не работают представления о вынужденных переходах, которые происходят независимо в каждом атоме под влиянием внешнего поля. При сверхизлучении многоатомная система находится в когерентном состоянии, в котором согласованы фазы волновых функций отдельных атомов, что приводит к интерференции состояний отдельных атомов и сложению их дипольных моментов. Общность и универсальность этого явления заключается в том, что все оптические излучательные процессы в активной среде лазеров, происходящие за время, меньшее обратной ширины спектральной линии, имеют сверхизлучательный характер.

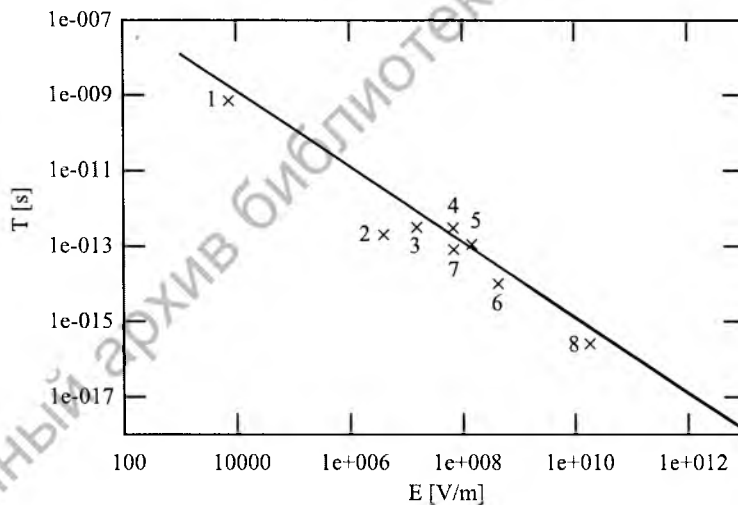


Рис. 2. Период когерентных осцилляций $T = \frac{\hbar}{dE}$, рассчитанный в зависимости

от напряженности электрического поля в луче для лазеров разных типов.

1 – гелий-неоновый лазер, 2 – 5 – твердотельные лазеры на кристаллах и стеклах, активированные редкоземельными элементами, 6 – титан-сапфировый лазер, 7 – полупроводниковый гетеролазер на арсениде галлия, 8 – аттосекундный лазер

Данные рис. 2 показывают, что получение все более коротких импульсов от лазеров, работающих в режиме сверхизлучения, потребует пропорционального увеличения плотности мощности их излучения.

Сверхизлучение в лазерном резонаторе

За время действия возбуждения среды при существенном влиянии когерентных эффектов должна значительно изменяться доля частиц, находящихся в возбужденном состоянии. Этому требованию соответствует условие

$$\Omega \Delta t \geq 1 \quad \text{или} \quad E \geq \frac{\hbar}{d_{ab} \Delta t}. \quad (3)$$

При длительности импульса $\Delta t = 0,6$ нс напряженность поля в соответствии с (3) должна превышать $5 \cdot 10^4$ В/м. Это условие в гелий-неоновом лазере заведомо выполняется. Напряженность поля, соответствующая мощности излучения ~ 1 мВт, должна приводить к субнаносекундным пульсациям излучения.

Таким образом, можно с уверенностью утверждать, что эффектами когерентного взаимодействия излучения с активной средой в лазерах пренебрегать нельзя. Это означает, что моделировать динамику лазеров ультракоротких импульсов с помощью вероятностного метода расчета некорректно.

Сверхизлучение возникает в среде после возникновения усиления активной среды лазера под действием накачки. Это означает, что на фоне стационарной люминесценции спустя некоторое время установления возникает предельно короткий для данной среды интенсивный импульс сверхизлучения. Если среда находится в плоском резонаторе, импульс, длительность которого всегда меньше времени обхода светом резонатора, начинает циркулировать внутри резонатора вдоль его оптической оси. На выходе устройства на фоне непрерывного излучения люминесценции возникает высокочастотная модуляция. При этом в спектре излучения на фоне спектрального контура люминесценции появляются дискретные спектральные линии. Спектральный интервал между этими линиями $\Delta \nu$ определяется расстоянием между зеркалами резонатора L : $\Delta \nu = c/2L$.

Таким образом, в лазере сверхизлучение обычно предшествует возникновению лазерной генерации. Это излучение сопровождается появлением в спектре дискретных спектральных линий, которые обычно считают модами резонатора. На самом деле, конечно, эти частоты – результат спектрального разложения периодически модулированного излучения, вышедшего из резонатора. Экспериментаторы, работающие с лазерами разных типов, давно заметили, что дискретный спектр излучения возникает до выполнения условия лазерной генерации. Этот спектр связан со сверхизлучением активной среды.

Для возникновения лазерной генерации должно выполняться условие генерации: усиление в активной среде должно превысить потери резонатора. Если мощность накачки достаточна, то усиление продолжает нарастать до момента выполнения условия лазерной генерации. После этого спектр излучения перестраивается: в нем начинают доминировать вынужденное излучение – лазерная генерация, происходящая на одной или нескольких частотах, находящихся вблизи максимума спектрального контура усиления.

Именно такие процессы происходят в лазерах. Однако теория таких лазеров обычно не учитывает сверхизлучения. С этим связано также отсутствие корректной теории, позволяющей рассчитывать спектры излучения лазеров. Общепринятое изложение теории лазера строится на представлениях о вынужденном излучении отдельных атомов без учета кооперативного взаимодействия излучающих частиц [2–9].

При выполнении условия стационарной лазерной генерации, когда усиление начинает превышать потери резонатора спектральная плотность вынужденного излучения начинает экспоненциально нарастать и подавляет другие возможные виды вынужденного излучения: усиленную люминесценцию и сверхизлучение. Поэтому после возникновения лазерной генерации другие виды излучения обычно перестают играть существенную роль в излучении лазера.

Активная среда лазера содержит большое число активных атомов. Поэтому корректное квантовомеханическое рассмотрение взаимодействия поля и усиливающих свет атомов предсказывает существование сверхизлучения. Основоположников лазерной физики очень беспокоило это обстоятельство. Кооперативное излучение должно приводить к тому, что лазер принципиально не сможет генерировать непрерывное монохроматическое излучение. Н.Г. Басов задавал этот вопрос Л.Д. Ландау и тот ответил, что монохроматическое излучение атомной системы невозможно. Аналогичный вопрос ставил и другой основоположник физики лазеров Ч. Таунс великому физiku Нильсу Бору и получил тот же ответ. Правда потом Бор позвонил ему и сказал, что вероятно монохроматическое излучение лазера все же возможно [23]. Однако оказалось, что уже первые лазеры на рубине и гелий-неоновый генерировали высоко монохроматическое излучение и указанное беспокойство было забыто.

В нашей работе [24] на основании измерений было обнаружено, что промышленные полосковые AlGaInP полупроводниковые лазеры видимого спектрального диапазона с накачкой постоянным током генерируют регулярные фемтосекундные (~ 100 фс) импульсы. Причем, в режиме генерации фемтосекундных импульсов ток накачки лазеров ниже порогового значения для квазистационарной генерации. Существование такого режима не согласуется с общепринятой концепцией лазеров ультракоротких импульсов, в рамках которой возникновение импульсов связывают с синхронизацией генерируемых продольных мод лазерного резонатора. Он указывает на принципиально иную физическую природу лазерных фемтосекундных импульсов.

Таким образом, общепринятые представления о причинах возникновения ультракоротких импульсов в лазере в результате синхронизации продольных мод лазерной генерации противоречат наблюдениям по крайней мере для полупроводниковых лазеров. Возникновение фемтосекундного импульса в лазерном резонаторе следует связывать с кооперативным эффектом сверхизлучения. Этот вывод, по-видимому, справедлив для лазеров ультракоротких импульсов других типов.

Режим сверхизлучения в системе квантовых осцилляторов состоит из двух временных фаз, в первой из которых происходит фазировка осцилляторов посредством электромагнитного поля и образование макроскопического диполя,

а вторая – характеризуется быстрой излучательной рекомбинацией и коллективным излучением мощного и короткого электромагнитного импульса. Экспоненциальный рост интенсивности поля определяется кооперативным (радиационным) временем

$$\tau_r = \frac{8\pi S T_1}{3\lambda^2 N}, \quad (4)$$

где S – площадь поперечного сечения образца, T_1 – спонтанное время жизни, λ – длина волны излучения, N – число инвертированных частиц. Длительность первого этапа τ_d (время задержки) обычно в 10–100 раз больше τ_r и связана с ним выражением

$$\tau_d = \frac{1}{4} \tau_r [\ln(2\pi N)]^2, \quad (5)$$

а с учетом конечности времени затухания поляризации T_2 время задержки имеет вид

$$\tau_d^* = \tau_d \left[1 + \frac{\sqrt{\tau_r \tau_d}}{T_2} \right]. \quad (6)$$

Критерием возникновения сверхизлучения является условие

$$\tau_r \ll T_2. \quad (7)$$

Также необходимо выполнение условия

$$\tau_d^* < T_2. \quad (8)$$

При комнатной температуре $T_2 \sim 100$ фс. Линия усиления в полупроводниках является неоднородно-уширенной, а релаксация поляризации осуществляется за счет ряда весьма быстро протекающих процессов, включающих в себя электрон-электронные и электрон-дырочные соударения, электрон-фотонные взаимодействия, взаимодействие электронов и дырок с примесями и неоднородностями. В связи с этим ожидаемая длительность импульсов сверхизлучения должна лежать в фемтосекундном диапазоне [26, 27].

Когерентное взаимодействие излучение с активными частицами в лазерном резонаторе полупроводникового лазера моделируют, используя систему уравнений Максвелла-Блоха [28, 29]. Эти расчеты, выполненные в Могилевском госуниверситете, продемонстрировали факт спонтанного возникновения фемтосекундного импульса в лазерном резонаторе, а также другие наблюдаемые особенности излучения лазеров, описанные ниже.

Спектральная плотность мощности вынужденного излучения в резонаторе, обладающем резонансной частотой в спектральном диапазоне усиления среды, после выполнения условия генерации стремится к бесконечности.

Это приводит к тому, что в теории лазера в некоторых случаях можно ограничиться рассмотрением взаимодействия вынужденного монохроматического излучения с отдельными атомами активной среды без учета сверхизлучения.

Ситуация изменилась после появления лазеров ультракоротких импульсов. Плотность излучения в активной среде таких лазеров достаточна для возникновения кооперативных эффектов взаимодействия поля с веществом до возник-

новения лазерной генерации. Поэтому в этом случае необходимо рассматривать переходный процесс излучения активной среды от спонтанного к вынужденному излучению с учетом кооперативных эффектов.

Рассмотрим случаи, когда возможно детальное экспериментальное наблюдение переходных процессов от люминесценции к генерации для лазеров некоторых типов.

Сверхизлучение гелий-неонового лазера

В лазерах на твердом теле переход от люминесценции к генерации происходит в узком диапазоне мощности накачки, а длительность характерных процессов столь мала, что экспериментально изучать этот процесс не удается. Другое дело гелий-неоновый лазер. Коэффициент усиления газоразрядной трубки этого лазера постоянен, а его значение относительно невелико. Поэтому в этом случае оказалось возможным детально проследить особенности возникновения сверхкоротких импульсов в лазере, так как в этом случае возможна прямая регистрация таких импульсов [30].

Схема экспериментальной установки показана на рис. 3. Мощность генерации от уровня люминесценции активной среды до максимального значения варьировалась за счет изменения коэффициента полезных потерь резонатора. Выходной отражатель лазерного резонатора представлял собой систему из двух зеркал. Задавая угол падения излучения на многослойное диэлектрическое покрытие наклонного зеркала, можно изменять коэффициент потерь резонатора в широких пределах, не нарушая оптимальной юстировки зеркал резонатора по выходной мощности. Это обстоятельство позволяет реализовать конструкцию лазерного резонатора, в котором коэффициент потерь можно плавно перестраивать, в частности, сделать точно равным коэффициенту усиления активной среды или превышающим пороговое значение на заданную величину. При этом форма поперечной структуры луча лазера сохраняется.

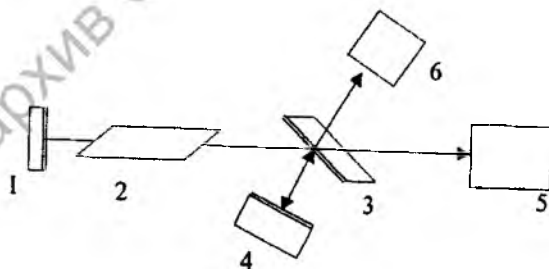


Рис. 3. Схема экспериментальной установки:

- 1, 3, 4 – зеркала, образующие резонатор лазера; 2 – газоразрядная трубка;
5 – электронно-оптическая камера “Агат СФ”; 6 – устройство для регистрации межмодовых биений лазера, состоящее из лавинного фотодиода и электронного анализатора спектра СК-4-59

При околопороговой накачке можно наблюдать динамику лазера при малом превышении мощности генерации над уровнем люминесценции. Лазер с большим превышением коэффициента усиления над потерями после включения последовательно проходит все стадии переходного процесса от люминесценции к установившейся нестационарной генерации с мощностью, на много порядков превышающей мощность люминесценции. С помощью установки, показанной на рис. 3, оказалось возможным подробно изучить динамику переходных процессов развития генерации.

В лазере использовалась газоразрядная трубка лазера ЛГ-38 длиной 1,8 м, работающая на простейшей поперечной моде. Временные измерения интенсивности излучения лазера проводились с помощью электронно-оптической камеры "Агат-СФ". Ее максимальное временное разрешение 3,5 пс позволяет уверенно регистрировать субнаносекундные процессы. Спектр излучения регистрировался сканирующим интерферометром Фабри-Перо и спектро-анализатором СК-4-59, сигнал на вход которого подавался от лавинного фотодиода с полосой пропускания 1,2 ГГц. Спектроанализатор регистрирует спектр биений частот лазерного излучения. Он позволяет надежно судить об устойчивости временной картины излучения. Переход лазера в режим хаотических высокочастотных пульсаций проявляется в появлении нерегулярности в спектре межмодовых биений лазера.

Эксперимент проводился следующим образом. Вначале был найден максимальный угол падения луча лазера на зеркало 3, при котором возникает генерация. Затем с помощью юстировочных винтов настройки зеркал 3 и 4 резонатор лазера последовательно настраивался на меньшие значения угла. В каждой фиксированной точке многократно измерялся спектр излучения лазера, высокочастотная временная динамика излучения и спектр биений дискретных частот спектра.

Максимальная мощность излучения лазера достигается, когда пропускание зеркала 3 составляет 2%. Пороговому значению мощности соответствует пропускание зеркала 12%.

Детальные измерения параметров лазера позволили установить следующие воспроизводимые характерные последовательно меняющиеся друг друга режимы, определяемые уровнем мощности генерации (рис. 4).

Режим усиленной люминесценции (2). Возникшая при включении возбуждения активной среды спектральная линия люминесценции сохраняется при возрастании мощности генерации на несколько порядков. В этом режиме лазер генерирует постоянную световую мощность без заметной высокочастотной модуляции.

Режим регулярных высокочастотных пульсаций (3). При дальнейшем повышении мощности генерации до ~ 1 мВт в спектре излучения возникают дискретные частоты. При этом на периоде резонатора присутствует единственный импульс (рис. 5(2)). Число частот в спектре $N = 11$. Спектр биений частот, регистрируемый анализатором спектра, содержит $N - 2 = 9$ частот; амплитуды этих частот стабильны во времени.

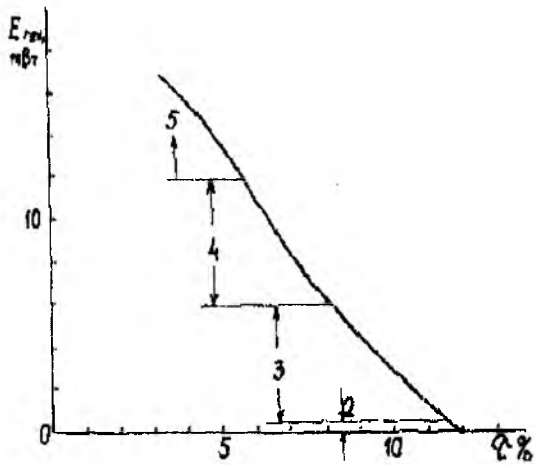


Рис. 4. Зависимость выходной мощности лазера от коэффициента пропускания наклонного зеркала резонатора. Цифрами обозначены диапазоны мощности, в которых наблюдаются различные динамические режимы генерации: 2 – режим усиленной люминесценции, в выходном излучении лазера отсутствуют высокочастотные пульсации; 3 – область регулярных пульсаций: лазер генерирует единственный импульс за время, равное периоду резонатора; 4 – лазер генерирует два или три импульса на периоде резонатора; 5 – режим динамического хаоса.

Переход к нерегулярной динамике (4). При средней мощности лазера 5 мВт сверхкороткие импульсы достигают максимальной мощности. Дальнейшее нарастание средней мощности излучения происходит за счет возникновения в начале одного, а затем и последующих импульсов-спутников основного импульса (рис. 5(3)).



Рис. 5. Временные развертки излучения лазера в режимах 2, 3 и 4, снятые с помощью электронно-оптической камеры "Агат"

По мере нарастания мощности генерации амплитуды импульсов-спутников последовательно нарастают. Когда их амплитуды становятся соизмеримыми с амплитудой основного импульса, а периодические последовательности импульсов начинают перекрываться, регулярность следования импульсов нарушается. При этом амплитуды составляющих спектра биений генерируемых частот также начинают флуктуировать.

Область нерегулярных пульсаций (4). Амплитуды сверхкоротких импульсов, расстояния между ними и их число на периоде резонатора флуктуируют в некоторых пределах. Типичная временная развертка излучения лазера, работающего в этом режиме, показана на рис. 5(4). За время одной развертки не удастся проследить за изменением динамики лазера. Картина развертки не воспроизводится при последовательных съемках. Нерегулярность режима проявляется в возрастании флуктуации и уширении линий в спектре биений лазерного излучения, регистрируемого анализатором спектра.

После установления режима устойчивых пульсаций излучения с одиночным импульсом на периоде резонатора дальнейшее нарастание средней мощности излучения лазера происходит не из-за возрастания амплитуды импульса, а за счет увеличения числа импульсов на периоде.

Эта хорошо воспроизводимая особенность излучения гелий-неоновых лазеров разных типов соответствует теоретическим расчетам самоиндуцированной прозрачности в резонансной среде.

Импульс-спутник появляется, когда энергия сверхкороткого импульса превышает по площади 3π (рис. 6).

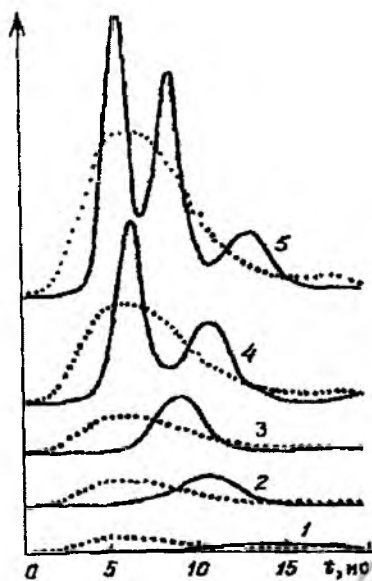


Рис. 6. Импульсы в резонансной среде, теория [31].

Пунктирные линии – импульсы на входе в среду.

Сплошные линии – выходные импульсы при самоиндуцированной прозрачности. Кривые 1-5 соответствуют импульсам с площадью:

1 – меньшей π ; 2 – 2π ; 3 – 3π ; 4 – 5π ; 5 – 6π

Рисунок 6 обнаруживает полную аналогию. Так и должно происходить. При когерентном взаимодействии излучения с резонансной средой, когда энергия импульса на входе превосходит значение 2π , на выходе он должен разбиваться на последовательность 2π импульсов.

Таким образом, динамика лазера включает следующие особенности:

- генерация всегда начинается как люминесценция, поэтому на начальной стадии она всегда квазистационарна.

- при некотором усилении активной среды спонтанно возникает сверхкороткий импульс сверхизлучения когерентно взаимодействующий с активной средой лазера, который начинает циркулировать между зеркалами резонатора. При этом в выходном излучении лазера возникают периодические импульсы, следующие с периодом резонатора, а в спектре излучения возникают дискретные частоты;

- повышение коэффициента усиления активной среды приводит не к росту амплитуды импульса, а к размножению когерентных 2π -импульсов и к нерегулярности высокочастотных пульсаций – динамическому хаосу.

Описанные выше особенности возникновения сверхкоротких импульсов в лазерном резонаторе наблюдаются в лазерах с постоянной и импульсной накач-

кой и разными активными средами. Это указывает на то, что наблюдаемая картина развития лазерной генерации имеет общий характер и реализуется в лазерах разных типов.

Высокочастотная модуляция излучения возникает, когда мощность излучения достигает значений, при которых взаимодействие излучения с активной средой приобретает когерентный характер. Очевидно, эти процессы и ответственны за возникновение затравочных ультракоротких импульсов излучения лазера. Расчеты показали, что увеличение коэффициента усиления среды приводит не к росту амплитуды 2π -импульса, а к увеличению числа импульсов на выходе. Эта особенность лазера описана выше. Поэтому для получения режима регулярных ультракоротких импульсов в лазере должен поддерживаться оптимальный постоянный уровень мощности накачки.

Регулярная генерация субнаносекундных импульсов гелий-неоновым лазером

Непрерывный гелий-неоновый лазер может быть построен таким образом, что он будет устойчиво работать в режиме “полной синхронизации мод” без каких-либо модулирующих добротность резонатора элементов, точно так же, как титан-сапфировый лазер [32]. Для этого оказалось достаточным установить оптимальное усиление активной среды и скомпенсировать дисперсию активной среды лазера, используя соответствующие зеркала резонатора или призму внутри резонатора при некоторой небольшой разбюстировке выходного зеркала лазера. Такими свойствами обладает промышленно выпускаемый гелий-неоновый лазер ЛГ 79.

Генерируемые таким лазером импульсы длительностью 0,65 нс с периодом повторения 5 нс, можно надежно зарегистрировать как прямыми, так и корреляционными методами. Проведенные детальные измерения показали, что длительность лазерных импульсов вполне уверенно можно определять по автокорреляционной функции первого порядка. Результаты прямых измерений обоими методами дают согласующиеся результаты. Лазер генерирует устойчивую воспроизводимую последовательность импульсов длительностью $0,65 \pm 0,05$ нс, измеренную по уровню 0,5 от максимального значения интенсивности. Период повторения импульсов равен 5 нс, соответствующим времени двойного прохода светом лазерного резонатора (длина резонатора 75 см).

На рисунках, показанных ниже, представлены характеристики гелий-неонового лазера ЛГ-79. Для 4 исследованных образцов лазеров этого типа измерения дают идентичные результаты. Средняя выходная мощность излучения лазера 10 мВт.

Измерения временной картины генерации с помощью стробоскопического осциллографа С 1-74 и лавинного фотодиода, полоса воспроизводимых частот которого составляет 3,5 ГГц, обнаруживают ее высокую устойчивость. Картина, показанная на рис. 7, остается неизменной на экране осциллографа на протяжении многих часов непрерывной регистрации.



Рис. 7. Оциллограмма излучения гелий-неонового лазера ЛГ-79.
Для измерений использован стробоскопический осциллограф С1-74.
Период следования импульсов равен 5 нс

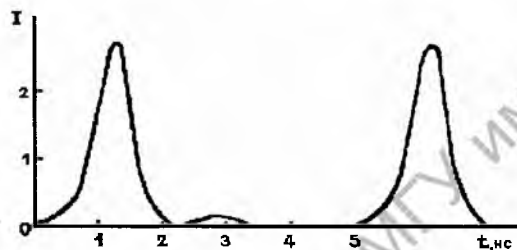


Рис. 8. Фотография экрана электронно-оптической камеры "Агат СФ"
и результат ее фотометрирования

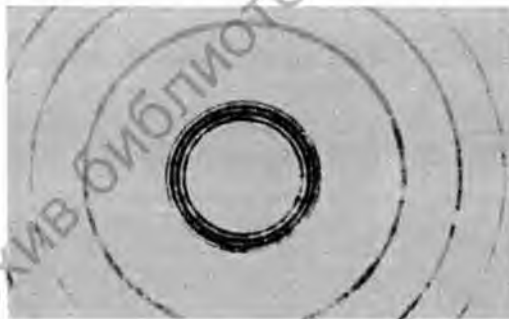


Рис. 9. Спектр излучения лазера ЛГ-79,
регистрируемый интерферометром Фабри-Перо

С временными измерениями согласуется наблюдаемый спектр излучения лазера (рис. 9). Он состоит из 7 узких эквидистантных линий с воспроизводимыми значениями амплитуд. Спектр излучения регистрировался с помощью стандартного интерферометра Фабри-Перо, а также спектроанализатора. Расстояние между спектральными линиями равно 206 МГц. Это значение соответствует периоду повторения импульсов и длине лазерного резонатора. Ширина спектрального контура отдельной линии межмодовых биений, согласно измерениям спектроанализатором составляет ~ 100 кГц.

Характерно, что стабильность временной картины излучения сохраняется и в процессе установления теплового режима лазерного резонатора после его включения. При этом частоты спектра излучения лазера непрерывно дрейфуют в одну сторону под огибающей спектра, которая сохраняет свое положение оставаясь неподвижной, а временная картина излучения не изменяется. Этот экспериментальный факт свидетельствует о несостоятельности концепции “синхронизации мод”. Ее авторы не представляли себе реалий процессов, происходящих в лазере. Говорить о фазах квазимонохроматических колебаний с шириной спектра в сто килогерц не имеет смысла.

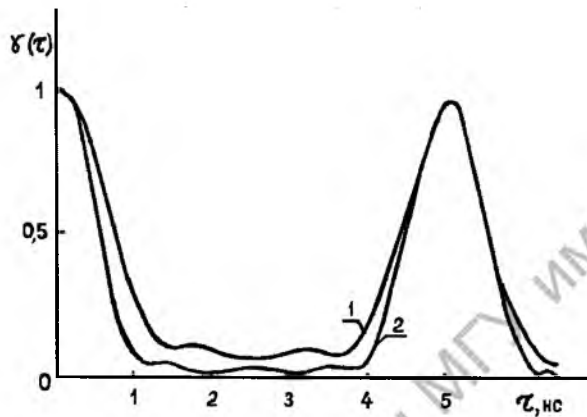


Рис. 10. Огибающая автокорреляционной функции лазера, измеренная с помощью интерферометра Майкельсона (1) и рассчитанная по спектру (2)

Не представляет больших трудностей измерить автокорреляционную функцию излучения такого лазера. Для этого сигнал фотоприемника, установленного на выходе интерферометра Майкельсона с движущимся зеркалом, на который направлялось излучение лазера, усиливался, детектировался, сглаживался с помощью интегрирующей RC-цепочки и направлялся на самописец. Таким образом, самописец непосредственно регистрирует огибающую автокорреляционной функции первого порядка.

На рис. 10 представлены результаты измерений, которые представляют собой зависимость видности интерференционных полос на выходе интерферометра Майкельсона от разности хода интерферирующих лучей. АКФ лазера представляет собой бесконечную последовательность периодически повторяющихся максимумов. Это означает, что видность интерференционных полос на выходе интерферометра Майкельсона периодически спадает и восстанавливается до первоначального уровня при разностях хода лучей в интерферометре, кратных двойной длине резонатора лазера. В промежутках между максимумами видность полос падает до $\sim 0,06$ от максимального значения, равного 1,0. Ширина максимумов АКФ, измеренная по уровню половинной интенсивности, составляет 39 см. В пересчете во временной масштаб измерений эта ширина равна 1,3 нс. Если предполагать гауссову форму импульсов, генерируемых ла-

зером, то ширина АКФ соответствует импульсу длительностью 0,65 нс. Это значение хорошо согласуется с результатами прямых измерений длительности импульсов, а также с измерениями спектра лазера.

Кривая 2 рис. 10 рассчитана на основании измерений интенсивностей дискретных частот в спектре излучения лазера в предположении о нулевых значениях фаз этих частот. Расхождение между кривыми 1 и 2 связано с погрешностями в определении интенсивностей частот.

Сверхизлучение в полосковом полупроводниковом лазере

Проблему создания полупроводниковых лазеров, генерирующих фемтосекундные импульсы и оптические частотные гребенки с достаточно высокой мощностью излучения можно считать одной из важнейших в современной лазерной физике.

В полупроводниковых лазерах усиление активной среды пропорционально току накачки. Поэтому переход прибора от люминесценции к лазерной генерации можно проследить, изменяя ток накачки. Однако в этом случае возникают проблемы регистрации ультракоротких импульсов ввиду малой мощности излучения на ранних стадиях лазерной генерации, недостаточной для генерации второй гармоники излучения, необходимой для измерений автокорреляционной функции (АКФ) второго порядка. Обычно считают, что длительность ультракороткого импульса может быть определена только по АКФ интенсивности или АКФ второго порядка, так как АКФ первого порядка, которую можно легко зарегистрировать и при малых мощностях света, зависит от сдвига фазы несущей частоты излучения. Оптическая длина активной среды полупроводникового лазера, равная порядка 1 мм, позволяет зарегистрировать на автокорреляторе с возможностью изменения разности хода интерферирующих лучей в несколько сантиметров несколько десятков максимумов периодической АКФ. Это открыло новые возможности регистрации длительности фемтосекундных импульсов полупроводниковых лазеров по АКФ первого порядка [34, 35].

Корреляционные измерения излучения, генерируемого полупроводниковыми лазерами

Автокорреляционная функция излучения (АКФ) измеряется коррелятором, представляющим собой интерферометр Майкельсона (рис. 11).

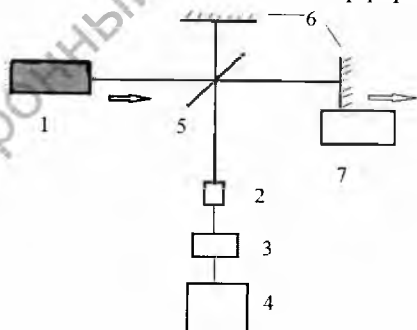


Рис.11. Схема коррелятора. 1 – резонатор полупроводникового лазера, 2 – фотоумножитель, 3 – аналого-цифровой преобразователь, 4 – компьютер, 5 – светоделительное зеркало, 6 – зеркала интерферометра Майкельсона, 7 – микрометрический столик с приводом от электродвигателя.

Одно из зеркал интерферометра 6 закреплено на столике 7 и смещается вдоль светового луча микрометрическим винтом с приводом от синхронного электродвигателя через редуктор. Скорость движения зеркала выбирается такой, чтобы регистрирующая система прописывала интерференционные полосы, последовательно возникающие и исчезающие на выходе интерферометра при движении зеркала. В качестве фотоприемника использовался фотодиод или фотоумножитель.

Сигнал с фотоприемника подается на аналого-цифровой преобразователь, выходной цифровой сигнал с которого регистрируется компьютером. Сигнал представляет собой автокорреляционную функцию первого порядка. На выходе автокоррелятора на среднюю мощность излучения лазера накладываются интерференционные полосы, расположенные под общей огибающей, которая периодически образует максимум, когда интерферирующие импульсы пространственно перекрываются и лучи находятся в фазе и минимум, который соответствует наложению лучей в противофазе.

Огибающая АКФ симметрична относительно нулевой разности хода лучей в интерферометре. Максимумы огибающей возникают при сдвиге разности хода от нулевого положения, кратном четному числу проходов света по лазерному резонатору: 2, 4, 6 Временная задержка между интерферирующими лучами в корреляторе равна, очевидно, разности хода лучей, деленной на скорость света c .

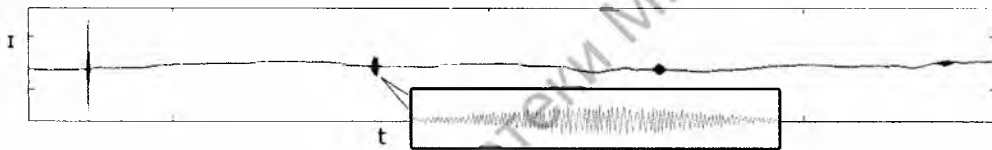


Рис. 12. АКФ излучения полупроводникового полоскового лазера, генерирующего на длине волны 0,65 мкм. По мере увеличения разности хода лучей максимумы АКФ расширяются

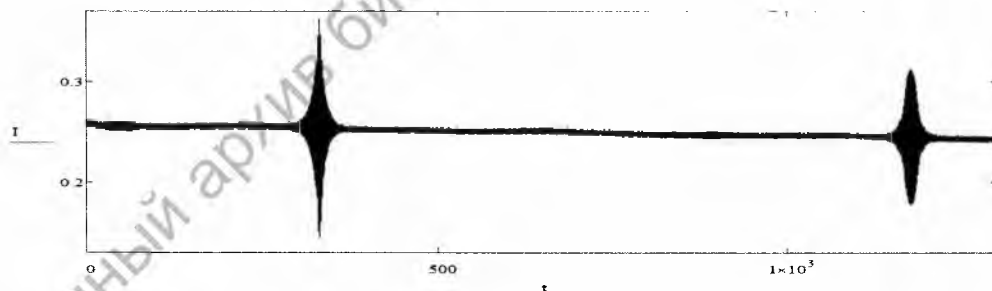


Рис. 13. Автокорреляционная функция излучения лазера для тока накачки 27 мА ниже порога стационарной генерации лазера (30 мА)

Глядя на рис. 11 можно заметить, что максимумы огибающей более высоких, чем нулевой, порядков возникают при тех же условиях, что и при регистрации кросс-корреляционной функции излучения, когда интерферируют два луча, один из которых прошел через исследуемый образец дополнительно четное число раз, по отношению к опорному лучу, распространяющемуся по воздуху. В данном случае роль образца играет сам лазерный диод. Следовательно,

наблюдаемое последовательное уширение максимумов огибающей АКФ обусловлено влиянием дисперсии активной среды лазера. Известно, что уширение кросс-корреляционной функции пропорционально длине образца, в данном случае числу обходов светом лазерного резонатора, умноженному на его оптическую длину. Таким образом регистрация ширины максимумов АКФ нескольких порядков позволяет определить дисперсионный параметр второго порядка активной среды лазера.

В приближении гауссовой формы огибающей импульса уширение импульса (и максимумов АКФ) с исходной длительностью τ_0 , прошедшего слой среды с дисперсией длиной L записывается в виде [33].

$$\tau(L) = \tau_0 \sqrt{1 + \left(\frac{4L \ln 2 k_0''}{\tau_0^2} \right)^2}, \quad (4)$$

где k_0'' – дисперсионный параметр второго порядка среды. Из формулы (4) следует, что при нулевом значении дисперсионного параметра второго порядка импульс, прошедший через слой среды не уширяется.

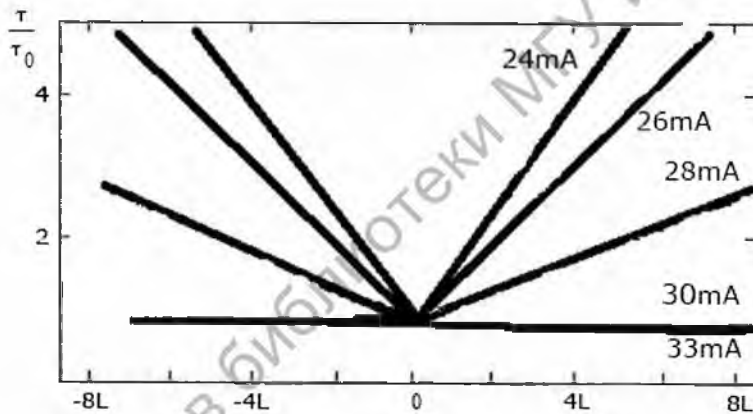


Рис. 14. Типичная зависимость относительного уширения максимумов АКФ излучения полупроводникового лазера, работающего при разных токах накачки, от разности хода лучей в корреляторе

Для импульса гауссовой формы ширина максимума АКФ в 2,1 раза превышает длительность импульса [33].

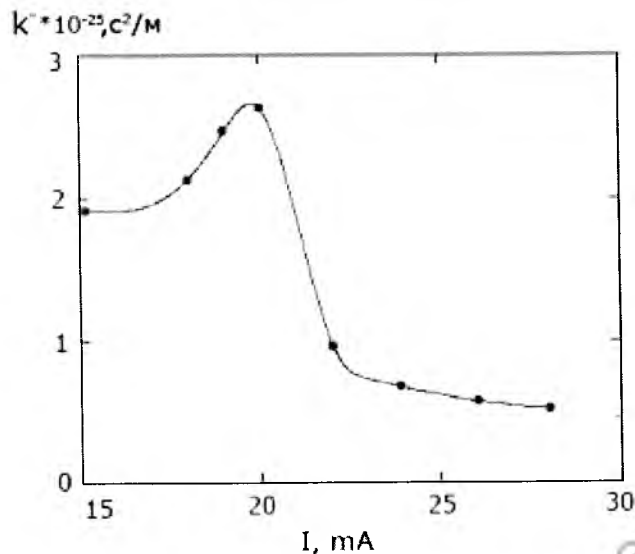


Рис. 15. Зависимость дисперсионного параметра второго порядка активной среды полупроводникового лазера от тока накачки, определенная по измерениям уширения последовательных максимумов АКФ

Особенностью измерений АКФ излучения полупроводниковых лазеров является возможность измерения большого количества последовательных максимумов АКФ, которые возникают при изменении разности хода лучей в корреляторе, равном двойной оптической длине резонатора лазера. При возрастании разности хода в корреляторе максимумы АКФ последовательно уширяются при соответствующем уменьшении их амплитуды (рис. 12, 13). Эта особенность АКФ связана с дисперсией света в активной среде лазера. Она и позволяет измерить дисперсионный параметр второго порядка активной среды, используя соотношение (4) [34].

Результаты таких измерений для излучения полоскового полупроводникового лазера, работающего при разных токах накачки, показаны на рис. 15.

При некотором минимальном токе накачки полупроводникового лазера наблюдается единственный максимум АКФ, регистрируемый вблизи нулевой разности хода интерферирующих лучей коррелятора. Этот максимум соответствует спектру люминесценции лазерного диода. Затем, при некотором пороговом токе накачки (~ 10 мА) в АКФ становится заметным максимум второго порядка. Его возникновение свидетельствует о появлении периодичности огибающей АКФ. Это означает, что в лазерном резонаторе начинает циркулировать спонтанно возникший ультракороткий импульс.

Для тока накачки 33 мА, находящегося вблизи порога стационарной генерации для некоторого образца лазера, АКФ излучения лазера представляет собой слабо затухающую последовательность интерференционных максимумов. Дисперсионный параметр второго порядка, вызывающий дисперсионное уширение импульса, циркулирующего в лазерном резонаторе, при этом стремится к нулю (рис. 15).

Для тока накачки 29 мА, находящегося вблизи порога стационарной генерации АКФ излучения данного образца лазера представляет собой слабо затухающую последовательность интерференционных максимумов (рис. 16) [35]. Это свидетельствует о том, что фазовая модуляция несущей частоты излучения отсутствует и лазер генерирует практически спектрально ограниченные импульсы. Дисперсионный параметр второго порядка, вызывающий дисперсионное уширение импульса, циркулирующего в лазерном резонаторе, при этом стремится к нулю. Это предоставляет уникальную возможность прямо измерить длительность фемтосекундного импульса по ширине максимума АКФ.

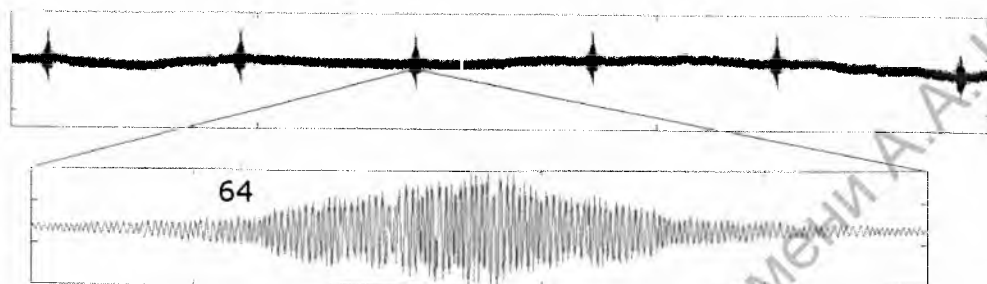


Рис. 16. Слабо затухающая АКФ излучения лазера при токе накачки (29 мА), при котором лазер генерирует практически спектрально ограниченные импульсы. На вставке изображен максимум АКФ, зарегистрированный с разрешением интерференционных полос, содержащий по уровню 0,5 от максимума 64 полосы

Как известно [34], ширина максимума АКФ превышает ширину импульса (в гауссовом приближении) в 2,1 раза. Ненулевой максимум АКФ на рис. 16 по уровню 0,5 от максимального значения, содержит 64 интерференционных полосы. Временная задержка в корреляторе, соответствующая сдвигу интерференционной картины на одну полосу равна $\lambda/c = 2,17$ фс. Это означает, что длительность фемтосекундного импульса равна 66 фс. Точность измерения определяется степенью оправданности используемых приближений: гауссовой формы импульса и спектральной ограниченности импульсов. Судя по степени уширения последовательных максимумов АКФ, которая все же имеет место, погрешность измерения можно оценить порядком 10%.

Периодичность АКФ возникает для тока накачки ~ 10 мА. Дисперсия активной среды при таких токах накачки, как показали измерения, имеет большое значение. Поэтому максимумы АКФ порядков более высоких, чем второй, зарегистрировать на используемой установке не удастся.

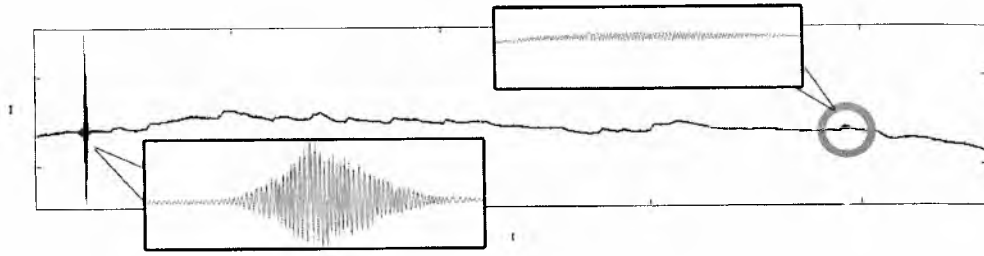


Рис. 17. АКФ лазера для тока накачки (13 мА), при котором для данного лазера регистрируется единственный вторичный максимум АКФ, свидетельствующий о возникновении на выходе лазера периодической последовательности фемтосекундных импульсов. На вставках показаны максимумы АКФ, снятые с разрешением интерференционных полос

Эволюция гребенки происходит в процессе формирования пространственной структуры излучения лазера, показанной на рис. 18.

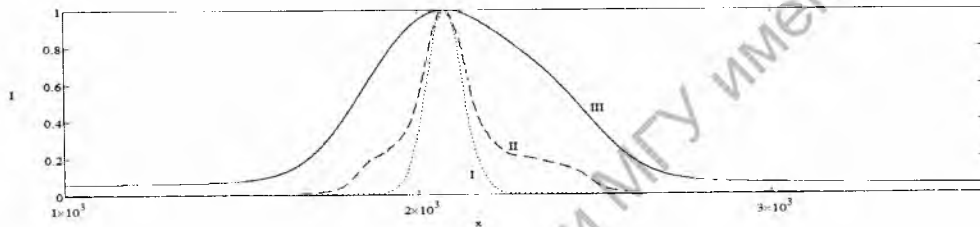


Рис. 18. Нормированное пространственное распределение излучения полоскового полупроводникового лазера. Кривая I соответствует току 38 мА (лазерная генерация), кривая II – 29 мА (режим сверхизлучения), кривая III – 7 мА (люминесценция лазерного диода)

Спектр излучения полупроводниковых лазеров для разных токов накачки

Малая оптическая длина резонатора полупроводникового лазера обуславливает возможность регистрации дискретной “модовой” структуры спектра при использовании стандартного спектрального прибора (рис. 19).

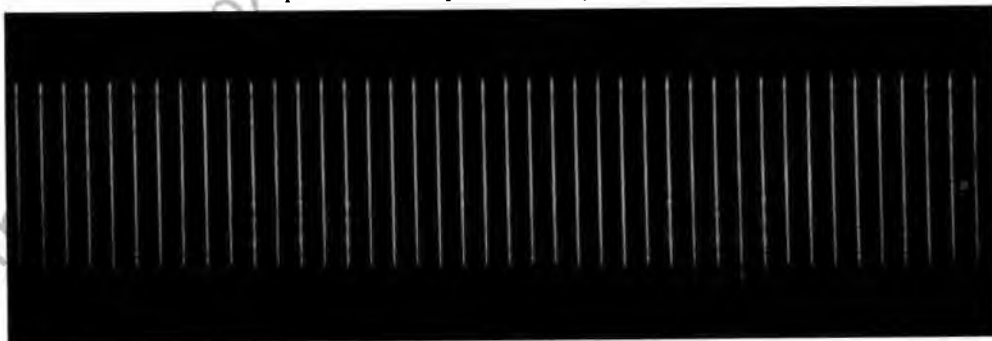


Рис. 19. Оптическая частотная гребенка, генерируемая полупроводниковым лазером

Спектр генерации измерялся цифровой камерой на выходе спектрографа ДФС-8, а также путем сканирования спектра на выходе спектрографа щелью. Спектральное разрешение спектрографа ДФС-8 достаточно для уверенного разрешения продольных мод резонатора лазера.



Рис. 20. Спектр оптической частотной гребенки полупроводникового лазера для случая тока накачки несколько превышающего пороговое значение стационарной генерации (35 мА)

На рис. 19, 20. показаны спектры излучения полупроводникового лазера, снятые с высоким разрешением, позволяющим наблюдать его дискретную структуру. Расстояние между дискретными частотами спектра строго постоянно и равно $c/2L$, где L – оптическая длина лазерного резонатора. Однако эти частоты не являются стационарными продольными модами резонатора лазера (как обычно считают). Они возникают в спектральном приборе при разложении в спектр строго периодической последовательности ультракоротких импульсов, излучаемых лазером. Такой спектр характерен для периодических процессов и следует из преобразований Фурье. Периодичность импульсов обусловлена тем, что в резонаторе циркулирует единственный импульс, который после каждого обхода резонатора появляется на его выходе. При токе накачки ниже порогового значения коэффициент усиления меньше потерь излучения и стационарные моды резонатора существовать не могут, они должны быть затухающими. Поэтому дискретная структура спектра рис. 19 есть простое следствие периодических пульсаций выходного излучения лазера.

Превышение порога стационарной генерации приводит к доминированию вынужденного излучения, которое выделяет из частотной гребенки частоты, находящиеся вблизи максимума спектрального контура усиления активной среды, резкому сужению спектра генерации и увеличению длительности ультракоротких импульсов (рис. 21).

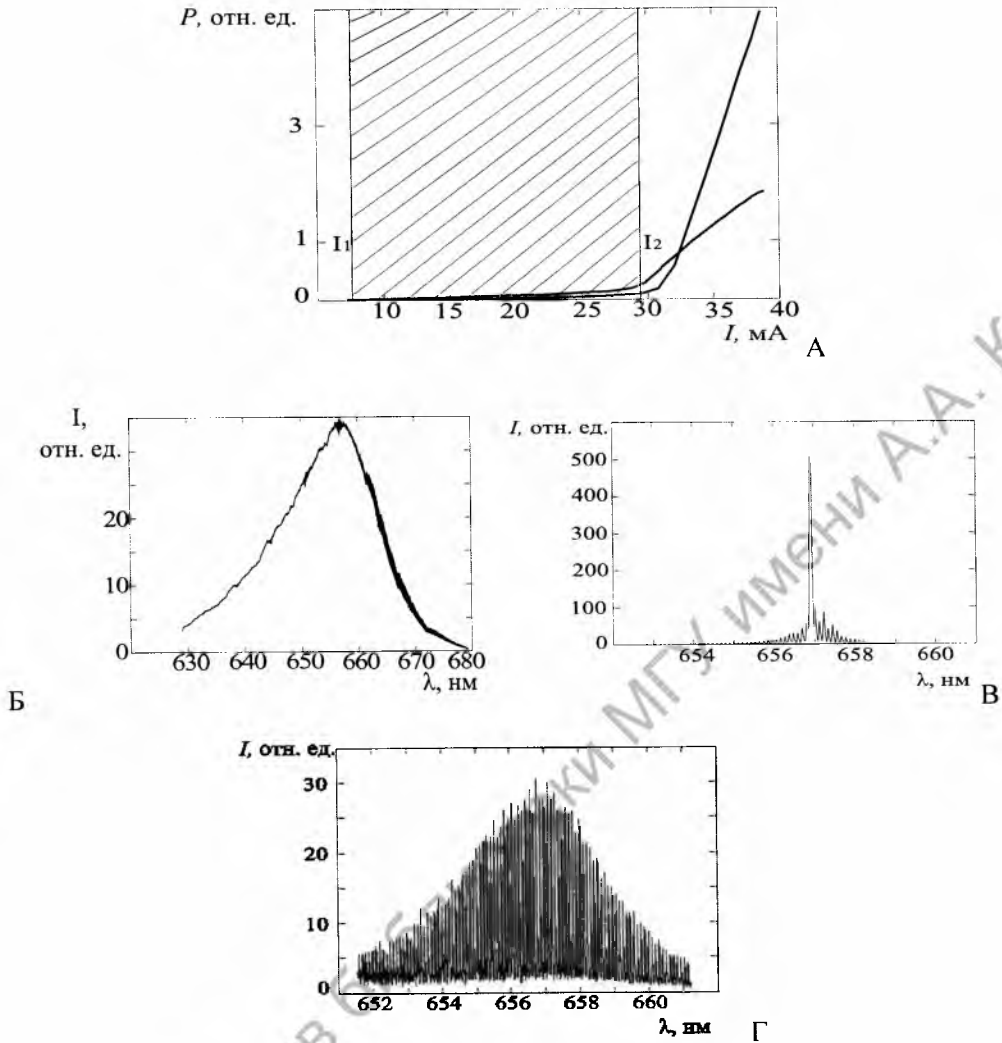


Рис. 21. Характеристическая кривая лазера (А) и спектры разных видов излучения, которые доминируют в полупроводниковом лазере в определенном диапазоне токов накачки: усиленная люминесценция (Б), лазерная генерация (В) и сверхизлучение (Г)

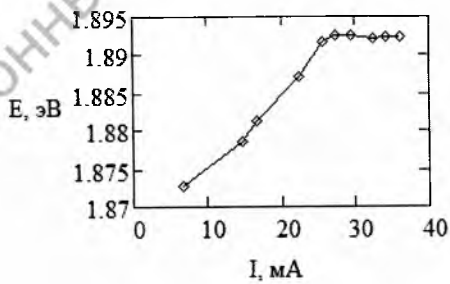


Рис. 22. Зависимость положения максимума спектра излучения лазера от тока накачки

Спектры излучения лазеров существенно зависят от тока накачки. Было обнаружено, что для токов накачки существенно меньших пороговых токов лазерной генерации, спектры излучения представляют собой оптическую гребенку. Эта гребенка возникает при токах накачки примерно в два раза меньше пороговых для возникновения лазерной генерации. При этом максимум спектра гребенки, как и предсказывает теория, смещен в красную область спектра. Зависимость положения максимума гребенки от тока накачки показана на рис. 22. При возникновении гребенки тонкая структура спектра близка к синусоидальной форме (рис. 23).

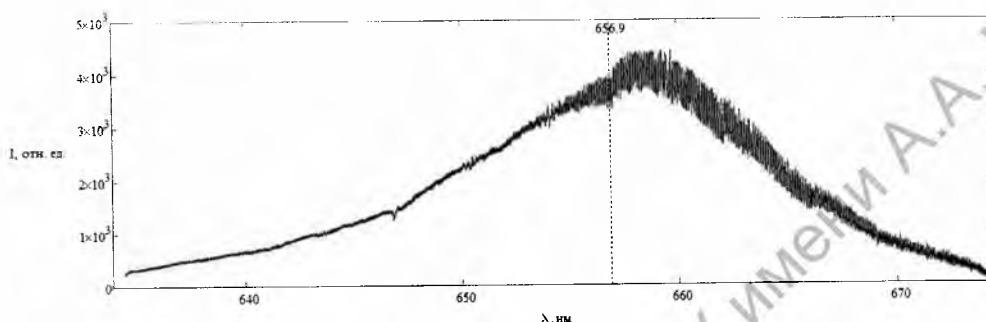


Рис. 23. Спектр зарождения оптической гребенки при токе накачки 14 мА сдвинут в красную сторону по отношению к максимуму спектра люминесценции

Заключение

Приведенные результаты экспериментов показывают, что именно сверхизлучение активной среды лазеров разных типов – важнейший фундаментальный физический процесс, определяющий генерацию лазером ультракоротких импульсов и, следовательно, спектр и динамику излучения лазера на стадии возникновения лазерной генерации.

Сверхизлучение – истинная причина генерации ультракоротких импульсов лазерами, а “синхронизация мод” – простое следствие циркуляции ультракороткого импульса сверхизлучения в лазерном резонаторе, приводящей к периодическим пульсациям излучения на выходе лазера.

Сценарий возникновения и генерации ультракоротких импульсов гелий-неоновыми и полупроводниковыми лазерами, которые наблюдались экспериментально, принципиально отличается от общепринятого и излагаемого в многочисленных учебниках и монографиях механизма “синхронизации продольных мод лазерного резонатора”. “Синхронизация мод” может реализовываться только в процессе квазистационарной лазерной генерации, возникающей при накачке выше пороговой. Поэтому общепринятая концепция генерации ультракоротких импульсов лазерами, которую связывают с “синхронизацией продольных мод лазерного резонатора”, скорее всего, ошибочна и материалы монографий и учебников, например [2–9], должны быть пересмотрены.

При “синхронизации мод” выполняются два простых соотношения. Расстояния между строго дискретными частотами спектра $\Delta\nu$ обратно пропорцио-

нальный период следования импульсов $\Delta\nu = 1/T$. Длительность ультракороткого импульса сверхизлучения Δt всегда имеет минимальное для данной активной среды значение, так как она – результат кооперативного излучения миллионов активных частиц. Она обратно пропорциональна общей ширине спектра усиления активной среды $\delta\nu$: $\Delta t = k/\delta\nu$, значение константы k зависит от формы импульса. Для импульсов гауссовой формы $k = 0,44$. В концепции сверхизлучения активной среды в лазерном резонаторе эти соотношения имеют простое и наглядное объяснение.

Таким образом физическая причина возникновения и генерации ультракоротких импульсов лазерами, вообще не связана с генерирующими модами лазерного излучения. Ультракороткие импульсы спонтанно возникают как предельно короткие для данной усиливающей среды импульсы сверхизлучения до появления лазерной генерации.

Полосковый полупроводниковый лазер с непрерывной накачкой постоянным током способен генерировать фемтосекундные импульсы длительностью короче 100 фс без использования специальных методов “синхронизации мод”.

Актуальной задачей лазерной физики становится создание и оптимизация параметров многоэлементных решеток полупроводниковых лазеров, синхронно излучающих фемтосекундные импульсы достаточно высокой мощности.

Автор выражает благодарность аспирантам Могилевского госуниверситета имени А.А. Кулешова, принимавшим участие в исследованиях: Е.О. Котяшеву, В.В. Макаревич и М.И. Марушенко.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. *Maiman, T. H.* The Laser Odyssey. Laser Press. Blaine, WA, 2000. Мейман Теодор. Лазерная одиссея. – М. : Печатные традиции, 2010. – 224 с.
2. *Siegman, A.* Lasers. University Science Book, Mill Valley, California. 1986. – 1267 p.
3. *Зелто, О.* Принципы лазеров / О. Зелто. – СПб. : Лань, 2008. – 720 с.
4. *Крюков, П. Г.* Фемтосекундные импульсы / П. Г. Крюков. – М. : Физматлит, 2008. – 208 с.
5. *Козлов, С. А.* Основы фемтосекундной оптики / С. А. Козлов, В. В. Самарцев. – М. : Физматлит, 2009. – 292 с.
6. Ultrafast Lasers. Ed / M. E. Fermann, A. Galvanauskas, G. Sucha. Marstl Dekker, inc. 2003. – 784 p.
7. *Weiner, A. W.* Ultrafast Optics. A John Wiley & Sons inc. Publication, 2009. – 580 p.
8. *Diels, J. C., Rudolph, W.* Ultrashort Laser Pulse Phenomena. Second edition. Elsekier. 2006. – 652 p.
9. Интернет. Википедия. Лазеры сверхкоротких импульсов.
10. *Dicke, R. H.* // Phys. Rev. – V. 93. – P. 99. (1954).
11. *Аллен, Л.* Оптический резонанс и двухуровневые атомы / Л. Аллен, Д. Эберли. – Москва : Мир, 1978. – 223 с.
12. *Skribanovitz N., Herman, I. P., MacDillary, J. C., Feld, M. S.* // Phys. Rev. Lett. – V. 30. – № 8. – P. 309 (1973).
13. *Андреев, А. В.* Оптическое сверхизлучение: новые идеи и новые эксперименты / А. В. Андреев // Успехи физических наук. – 1990. – Т. 160, вып. 12. – С. 1–46.

14. **Железняков, В. В.** Волны поляризации и сверхизлучение в активных средах / В. В. Железняков, В. В. Кочаровский, Вл. В. Кочаровский // Успехи физических наук. – 1989. – Т. 159, вып. 2. – С. 193–260.
15. **Варнавский, О. П., Куркин, Ф. М., Леонтович, А. М.** [и др.] // ЖЭТФ. – 1984. – Т. 86. – С. 1227.
16. *Ultrashort pulse generation from 1.56 μm mode-locked VECSEL at room temperature* / A. Khadour [et al.] // Opt. Express. – 2010. – Vol. 18, № 19. – P. 19902–19913.
17. *Mode-locked InGaAs-AlGaAs disk laser generating sub-200-fs pulses, pulse picking and amplification by a tapered diode amplifier* / P. Klopp [et al.] // Opt. Express. – 2009. – Vol. 17, № 13. – P. 10820–10834.
18. *Femtosecond high-power quantum dot vertical external cavity surface emitting laser* / M. Hoffmann [et al.] // Opt. Express. – 2011. – Vol. 19, № 9. – P. 8108–8116.
19. **Васильев, П. П.** Сверхизлучение в полупроводниковых лазерах / П. П. Васильев // Квантовая электроника. – 1997. – 24, № 10. – С. 885–890.
20. **Васильев, П. П.** Роль сильного усиления среды в возникновении сверхизлучения и наблюдении когерентных эффектов в полупроводниковых лазерах / П. П. Васильев // Квантовая электроника. – 1999. – 29, № 1. – С. 4–8.
21. **Лебедев, В. И.** Особенности генерации фемтосекундных импульсов полосковым полупроводниковым лазером / В. И. Лебедев, М. И. Марушенко // Веснік МДУ імя А. А. Куляшова. Сер. В. Природазнаўчыя навукі (матэматыка, фізіка, біялогія). – № 1(47). – 2016. – С. 54–61.
22. **Лебедев, В. И.** Особенности формирования АКФ излучения фс полупроводникового лазера / В. И. Лебедев, М. И. Марушенко // Электроника ИНФО. – № 1. – 2014. – С. 42–44.
23. Лазер – источник когерентного света / О. И. Крохин. – УФН. – Т. 181, № 1. – С. 5. (2011).
24. **Lebedev, V., Kotiashov, E., Makarevich, V.** Generation of regular fs pulses in AlGaInP semiconductor laser. Optics Communications – 284 p. 3008 – 3010 (2011).
25. *Modeling of mode locking in a laser with spatially separate gain media* / R. M. Oldenbeuving [et al.] // Opt. Express. – 2010. – Vol. 18, № 22. – P. 22996–23008.
26. *Ultrafast pulse interactions with two-level atoms* / R. W. Ziolkowski [et al.] // Phys. Rev. A. – 1995. – Vol. 52, № 4. – P. 3082–3094.
27. Механизм сверхизлучения Дике в полупроводниковых гетероструктурах / Л. Я. Карачинский [и др.] // Физика и техника полупроводников. – 2004. – Т. 38, вып. 7. – С. 872–876.
28. **Makarevich, V. V.** FDTD stimulation of fs pulses in semiconductor laser under DC pumping current / V. V. Makarevich, Y. O. Katsiashov // Проблемы физики, математики и техники. – № 4(13). – 2012. – С. 21–25.
29. **Котяшев, Е. О.** Компьютерное моделирование когерентного взаимодействия ультракороткого лазерного импульса с активной средой / Е. О. Котяшов // Веснік МДУ імя А. А. Куляшова. – 2010. – № 2(36). – С. 35–42.
30. **Борисов, В. И., Лебедев, В. И.** Лазеры и оптич. нелин. : матер. 9 Бел. лит. семин. – Минск, 1989. – С. 41–44.
31. **Soffer, B. H., Hoskins, R. H.** Nature / 204, 276, (1964).
32. **Борисов, В. И., Лебедев, В. И.** Квантовая электроника. – М., 1986. – Т. 13. – С. 1712–1714.
33. **Борисов, В. И.** Введение в оптику ультракоротких лазерных импульсов / В. И. Борисов, В. И. Лебедев, С. Н. Перепечко. – Могилев, 2005. – 328 с.

34. *Борисов, В. И., Лебедев, В. И.* // ЖПС. – 1992. – Т. 57. – № 3. – С. 340.
35. *Марушенко, М. И.* Измерение длительности фемтосекундных импульсов полупроводникового лазера по АКФ первого порядка / М. И. Марушенко // Веснік МДУ імя А. А. Кулешова. – Сер. В, Прыродазнаўчыя навукі (матэматыка, фізіка, біялогія). – № 1(47). – 2016. – С. 62–65.

Поступила в редакцию 26.09.2016 г.

Контакты: vilebedev@newmail.ru (Лебедев Владимир Иванович)

Lebedev V. I. LASER SUPER-RADIATION.

The article highlights the results of the author's long-term experiments with different types of lasers proving that a cooperative effect of super-fluorescence determines the spectrum and dynamics of laser. The conception of super-fluorescence changes the flawed theory of mode synchronization of ultrashort pulse lasers.

Keywords: ultrashort pulse lasers, super-fluorescence, laser spectrum and dynamics.

Электронный архив библиотеки МГУ имени А. А. Кулешова