

УДК 535.42

ОСОБЕННОСТИ ГЕНЕРАЦИИ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ ПОЛОСКОВЫМ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫМ ЛАЗЕРОМ

В. И. ЛЕБЕДЕВ

доктор физико-математических наук, профессор

М. И. МАРУШЕНКО

аспирант

Могилевский государственный университет имени А. А. Кулешова

На основании измерений АКФ первого порядка исследована зависимость дисперсионного параметра второго порядка для 8 полосковых GaAsInP полупроводниковых лазеров видимого спектрального диапазона от тока накачки. Обнаружено, что этот параметр стремится к нулю, когда ток накачки стремится к пороговому значению для стационарной генерации. Это обуславливает генерацию фемтосекундных импульсов, спонтанно возникающих в лазерном резонаторе при токах накачки в несколько раз ниже порогового тока. Сделан вывод о том, что затравочный фемтосекундный импульс является сверхизлучением активной среды лазера.

Ключевые слова: автокорреляционная функция, полупроводниковый лазер, спектрально ограниченный импульс, фемтосекундные импульсы, дисперсионный параметр активной среды лазера, спектр излучения полупроводникового лазера.

Введение

Проблему создания полупроводниковых лазеров, генерирующих фемтосекундные импульсы и оптические частотные гребенки можно считать одной из важнейших в лазерной физике. В работе [1] было обнаружено, что промышленные полосковые AlGaInP полупроводниковые лазеры с накачкой постоянным током видимого спектрального диапазона 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 продольных мод лазерного резонатора. Он указывает на принципиально иную физическую причину генерации фемтосекундных импульсов.

В настоящей работе исследованы спектры и автокорреляционная функция (АКФ) излучения полосковых полупроводниковых лазеров фемтосекундных импульсов для разных токов накачки. Цель такого исследования – изучение физических причин генерации фемтосекундных импульсов полосковыми полупроводниковыми лазерами.

© Лебедев В. И., 2016

© Марушенко М. И., 2016

Основная часть

В работе исследовано 8 образцов полосковых полупроводниковых лазеров, работающих на длинах волн, находящихся в спектральных диапазонах 630, 650 и 670 нм. Пороговое значение тока квазистационарной генерации определяется по зависимости средней мощности генерации от тока накачки. Ток, при дальнейшем увеличении которого начинается быстрое нарастание мощности генерации, считают пороговым. Для исследованных образцов лазеров пороговый ток накачки находится в диапазоне 35 .. 40 мА.

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. 1).

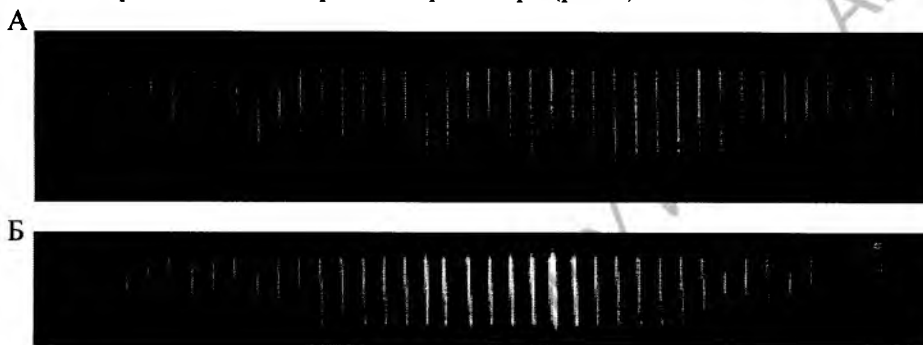


Рис. 1. Спектр оптической частотной гребенки полупроводникового лазера для случаев тока накачки (29 мА), А и тока накачки, превышающем пороговое значение стационарной генерации (35 мА), Б, снятые с разрешением дискретной структуры оптической частотной гребенки

На рисунке 1 показан спектр излучения лазера, снятый 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. 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. 1А есть простое следствие периодических пульсаций выходного излучения лазера.

В случае превышения порогового значения тока накачки (рис. 1 Б), усиление для стационарного излучения становится больше потерь. При этом возникает усиление излучения за счет вынужденных переходов в активной среде лазера и наибольшая мощность излучения уже присуща дискретным частотам

оптической гребенки, находящимся вблизи максимума спектрального контура усиления активной среды, и общая ширина спектра излучения лазера резко сужается (рис. 2).

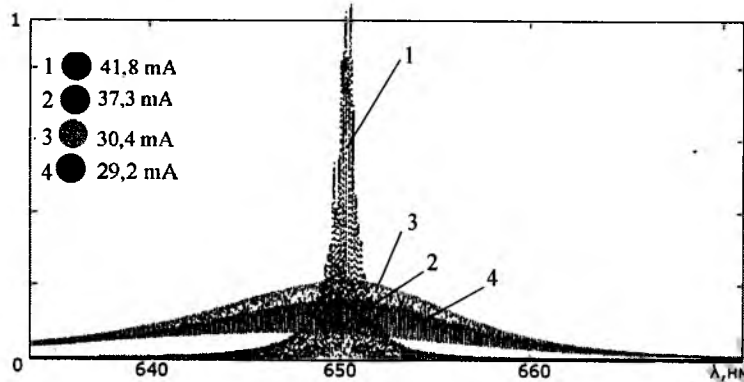


Рис. 2. Спектры выходного излучения полоскового полупроводникового лазера для разных токов накачки. Пороговый ток для стационарной генерации 35 мА. Пороговый ток возникновения ультракороткого импульса в резонаторе составляет ~ 10 мА

Одному и тому же спектру излучения могут соответствовать самые разные временные картины излучения. Более полную информацию о тонкой временной структуре излучения дают корреляционные измерения. Для фемтосекундных временных процессов измерения корреляционных функций излучения — единственная методика, которая позволяет судить о длительности импульсов и периоде их следования.

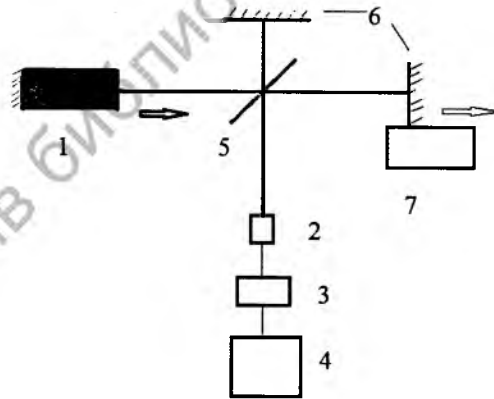


Рис. 3. Схема коррелятора. 1 — резонатор полупроводникового лазера, 2 — фотоумножитель, 3 — аналого-цифровой преобразователь, 4 — компьютер, 5 — светоделительное зеркало, 6 — зеркала интерферометра Майкельсона, 7 — микрометрический столик с приводом от электродвигателя

Автокорреляционная функция излучения (АКФ) измерялась коррелятором, представляющим собой интерферометр Майкельсона (рис. 3). Одно из зеркал

интерферометра 7 закреплено на столике и могло смещаться вдоль светового луча микрометрическим винтом с приводом от синхронного электродвигателя через редуктор. Скорость движения зеркала могла выбираться такой, чтобы регистрирующая система прописывала интерференционные полосы, последовательно возникающие и исчезающие на выходе интерферометра при движении зеркала. В качестве фотоприемника использовался фотоумножитель ФЭУ 140. Сигнал с фотоумножителя подавался на аналого-цифровой преобразователь, выходной цифровой сигнал с которого регистрировался компьютером. Сигнал представляет собой автокорреляционную функцию, на среднюю мощность излучения 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, деленной на скорость света c . Глядя на рис. 3, можно заметить, что максимумы огибающей более высоких, чем нулевой, порядков возникают при тех же условиях, что и при регистрации кросс-корреляционной функции, когда интерферируют два луча, один из которых прошел через исследуемый образец, а другой – опорный 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 [2]. Таким образом регистрация ширины максимумов АКФ нескольких порядков позволит 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 [3]

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

где k_0'' – дисперсионный параметр второго порядка среды. Из формулы (1) следует, что при нулевом значении дисперсионного параметра второго порядка импульс, прошедший через слой среды не уширяется.

Для импульса гауссовой формы ширина максимума АКФ в 2,1 раза превышает длительность импульса [3].

Особенностью измерений АКФ излучения полупроводниковых лазеров является возможность измерения большого количества последовательных максимумов АКФ, которые возникают при изменении разности хода лучей в корре-

ляторе, равном двойной оптической длине резонатора лазера. При возрастании разности хода в корреляторе максимумы АКФ последовательно уширяются при соответствующем уменьшении их амплитуды (рис. 4). Эта особенность АКФ связана с дисперсией света в активной среде лазера. Она и позволяет измерить дисперсионный параметр второго порядка активной среды [2, 4].

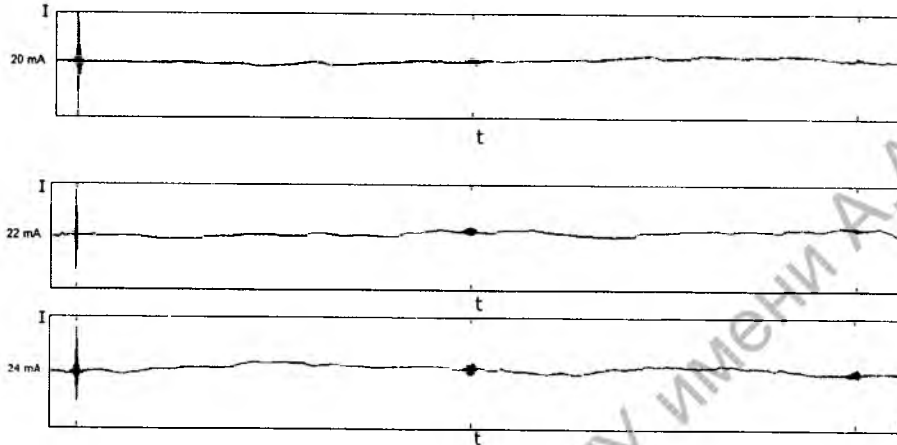


Рис. 4. Затухающая последовательность максимумов АКФ, измеренных для излучения полоскового полупроводникового лазера, для разных токов накачки

Результаты таких измерений для излучения лазера работающего при разных токах накачки показаны на рисунке 5.

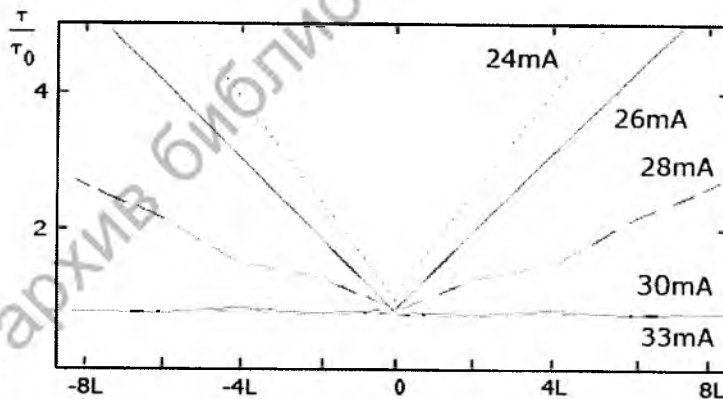


Рис. 5. Типичная зависимость относительного уширения максимумов АКФ излучения лазера, работающего при разных токах накачки

При малом токе накачки 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 по-

явлении периодичности огибающей АКФ. Это означает, что в лазерном резонаторе начинает циркулировать спонтанно возникший ультракороткий импульс. Причем усиление импульса выше, чем для непрерывного излучения. Это означает, что процесс усиления импульса имеет иную физическую природу, чем вынужденное излучение.

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 удается (рис. 6).

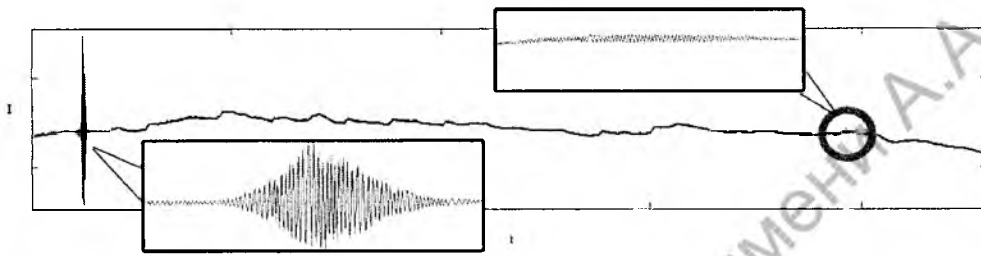


Рис. 6. АКФ лазера для тока накачки (13 мА), при котором регистрируется единственный вторичный максимум АКФ, свидетельствующий о возникновении на выходе лазера периодической последовательности фемтосекундных импульсов. На вставках показаны максимумы АКФ, снятые с разрешением интерференционных полос, на них видно, что при задержке последовательностей импульсов в корреляторе, равном времени обхода светом резонатора, максимум АКФ испытывает сильное дисперсионное расширение

Для тока накачки 33 мА, находящегося вблизи порога стационарной генерации для данного 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. 7).

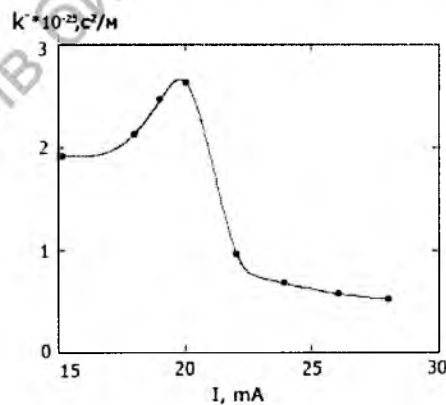


Рис. 7. Зависимость дисперсионного параметра второго порядка активной среды лазера от тока накачки, определенная по измерениям уширения последовательных максимумов АКФ

Заклучение

Приведенные результаты измерений показывают, что одиночный затравочный ультракороткий импульс спонтанно возникает в активной среде лазера при токе накачки в несколько раз меньшем порога стационарной генерации. Затем он циркулирует между зеркалами в лазерном резонаторе усиливается и создает на его выходе регулярную последовательность импульсов, разделенных временным интервалом, равным времени обхода светом резонатора. Спектр излучения лазера при этом представляет собой оптическую частотную гребенку. Малость дисперсионного уширения фемтосекундных импульсов при определенном токе накачки лазера, находящимся вблизи порога стационарной генерации, связана со стремлением при этом токе накачки дисперсионного параметра второго порядка активной среды к нулю. Физическая причина такой зависимости не ясна.

Затравочный импульс фемтосекундной длительности, возникающий в активной среде с усилением, которое существенно меньше потерь резонатора, может быть только импульсом сверхизлучения. Как известно, длительность затухания квантового кооперативного эффекта – сверхизлучения сокращается по сравнению с длительностью спонтанного излучения в N раз, где N – число кооперативно испускающих атомов [5]. В волноводном резонаторе полупроводникового лазера существуют идеальные условия для взаимодействия излучения с активными частицами и возникновения сверхизлучения. Высокая концентрация активных частиц в волноводе, образующем лазерный резонатор, приводит к тому, что длительность импульса сверхизлучения сокращается в миллионы раз, становится предельно короткой и определяется уже не концентрацией излучающих частиц, а общей шириной спектрального контура усиления активной среды. Именно такой случай и реализуется в полосковых полупроводниковых лазерах.

Наблюдаемый нами физический сценарий возникновения и генерации ультракоротких импульсов полупроводниковыми лазерами 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 причина генерации ультракоротких импульсов лазерами, которую связывают с “синхронизацией продольных мод лазерного резонатора” скорее всего, ошибочна.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. *Lebedev, V., Kotiashov, E., Makarevich V.* Generation of regular fs pulses in AlGaInP semiconductor laser // Optics Communications. – 2011. – Vol. 284. – P. 3008–3010.
2. *Борисов, В. И.* Определение хроматической дисперсии полупроводникового лазера по временной когерентности его излучения / В. И. Борисов, В. И. Лебедев // ЖПС. – 1992. – Т. 57, № 3. – С. 340.
3. *Борисов, В. И.* Введение в оптику ультракоротких лазерных импульсов / В. И. Борисов, В. И. Лебедев, С. Н. Перепечко. – Могилев : МГУ им. А.А. Кулешова, 2005. – 328 с.

4. **Лебедев, В. И.** Особенности формирования автокорреляционной функции излучения фемтосекундного полупроводникового лазера / В. И. Лебедев, М. И. Марушенко // ЭЛЕКТРОНИКА ИНФО. – Минск. – 2014. – № 1. – С. 42–44.
5. **Меньшиков, Л. И.** Сверхизлучение и некоторые родственные явления / Л. И. Меньшиков // УФН. – 1999. – Т. 169, № 2. – С. 113.

Поступила в редакцию 13.10.2015 г.

Контакты: emryte@tut.by (Марушенко Максим Иванович).

vilebedev@newmail.ru (Лебедев Владимир Иванович)

Lebedev V.I., Marushenko M.I. SOME FEATURES OF FEMTOSECOND PULSE GENERATION BY SEMICONDUCTOR LASER.

On the base of the first order autocorrelation measurements the dependence of the dispersion parameter of the second order on the pumping current for 8 strip-line GaAsInP semiconductor lasers has been investigated. This parameter is proved to tend to zero when the pumping current approximates the threshold value for the stationary generation. It determines fs pulse generation which spontaneously arises in the laser resonator under the pumping current several times lower than its threshold value. It is concluded that the priming fs pulse is the superradiation of the laser active medium.

Key words: autocorrelation function, semiconductor laser, transform-limited pulse, femtosecond pulses, dispersion parameter of laser active medium, emission spectrum of semiconductor laser.