

06;07;12

Синхронизация мод и модуляция добротности вблизи порога в диодных лазерах с быстрым насыщающимся поглотителем

© А.Е. Губенко, Г.Б. Венус, И.М. Гаджиев, Е.Л. Портной

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург

Поступило в Редакцию 12 января 1999 г.

Экспериментальное исследование околопороговых режимов генерации при короткой импульсной накачке AlGaAs лазеров с имплантированным насыщающимся поглотителем. Получен режим синхронизации мод вблизи порога.

Введение

Оба режима пассивной модуляции добротности и синхронизации мод могут быть получены в многосекционных диодных лазерах, в которых одна из секций работает как насыщающийся поглотитель. При этом режим синхронизации мод наблюдается, как правило, только при значительном превышении порогового уровня [1–3], когда автопульсации, связанные с модуляцией добротности подавлены. Однако в случае достаточно быстрого насыщающегося поглотителя с временем релаксации τ_a сравнимым с периодом прохода резонатора $\tau_r = 2Ln_g/c$ (L — длина резонатора, n_g — групповой коэффициент преломления, c — скорость света), темп процесса синхронизации мод существенно возрастает, и это приводит к изменению динамики излучения вблизи порога.

Как было показано в [5,6], путем ионной имплантации может быть создан насыщающийся поглотитель с очень малым временем релаксации $\sim 10^{-12}$ s. В настоящей работе представлены результаты исследования особенностей генерации диодных лазеров с имплантированным насыщающимся поглотителем вблизи порога в условиях короткой импульсной накачки и предложено качественное объяснение эффекта синхронизации мод вблизи порога.

Экспериментальные результаты

Для экспериментов были использованы SiO_2 полосковые AlGaAs ДГС лазеры с толщиной активной области $0.2 \mu\text{m}$, шириной страйпа $10 \mu\text{m}$ и длиной резонатора около $250 \mu\text{m}$. Область насыщающегося поглотителя создавалась путем имплантации ионов N^{4+} с энергией $16\text{--}18 \text{ MeV}$ в зеркала резонатора с двух сторон. Глубина проникновения ионов такой энергии в AlGaAs составляет $6\text{--}8 \mu\text{m}$. Доза варьировалась в диапазоне $5 \cdot 10^{10}\text{--}1.2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$. Лазеры накачивались токовыми импульсами длительностью около 3 ns и частотой повторения 1 MHz . Плавная регулировка тока накачки позволяла подбирать амплитуду импульса таким образом, чтобы лазеры работали в режиме генерации одиночных импульсов с минимальным превышением над порогом.

Типичные спектры лазеров с насыщающимся поглотителем вблизи порога изображены на рис. 1. Переход из суперлюминесцентного режима (*a*) в режим генерации (*b*–*d*) сопровождался уменьшением длительности импульса излучения. Для определения динамических параметров излучения измерялась автокорреляционная функция второго порядка. На рис. 2 показана автокорреляционная кривая, характерная

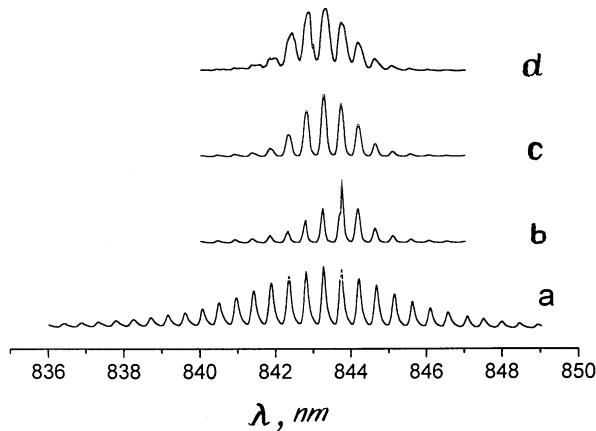


Рис. 1. Спектры лазеров с насыщающимся поглотителем вблизи порога. Доза имплантированных ионов $1.2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$. Энергии световых импульсов: 1 pJ (*a*), 2 pJ (*b*), 3 pJ (*c*), 6 pJ (*d*).

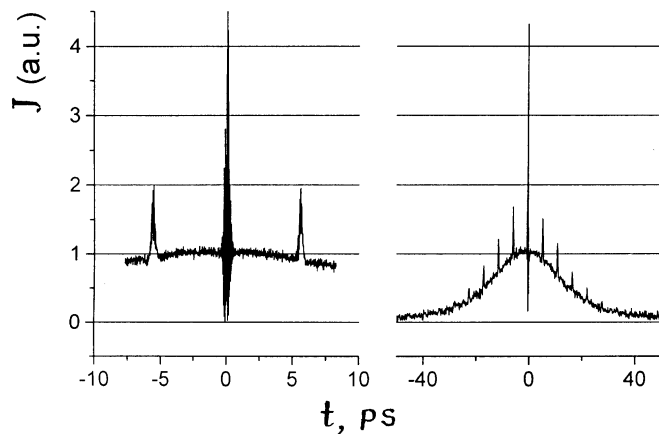


Рис. 2. Автокорреляционная функция для лазера с насыщающимся поглотителем в режиме пассивной модуляции добротности. Доза имплантированных ионов $4 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$.

для лазеров, облученных дозами меньше $5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$. Наличие быстрых всплесков на кривой (спайков) указывает на то, что импульс света имеет субструктуру, т. е. не является фурье-ограниченным. Длительность спайков определяется спектром излучения, в то время как ширина всей кривой соответствует длительности светового импульса. Быстрые осцилляции в центральном спайке обусловлены интерференцией, усреднение которой приводит к величине контраста 2:1. Это значение соответствует многомодовой генерации со случайными фазами мод. Кросскорреляционные спайки, отстоящие друг от друга на время двойного прохода резонатора, имеют ту же ширину и величину контраста, что соответствует повторению субструктуры излучения через время прохода резонатора. Однако интерференция в кросскорреляционных спайках, как правило, не наблюдается из-за спонтанного излучения и других источников шума. Вышеописанная ситуация соответствует чистому режиму модуляции добротности.

При дозе имплантированных ионов более 10^{12} cm^{-2} , вид автокорреляционной функции меняется (рис. 3). На самом пороге генерации контраст спайков составляет 4.5 : 1. Это означает, что уже на пороге

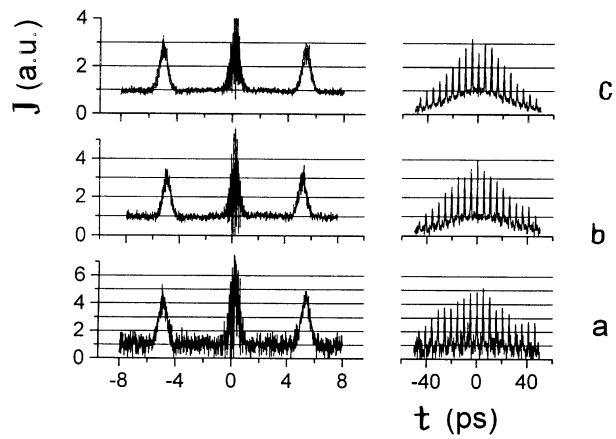


Рис. 3. Автокорреляционная функция лазера в режиме синхронизации мод при различных энергиях светового импульса: 5 pJ (a), 10 pJ (b), 15 pJ (c). Доза имплантированных ионов $1.2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$.

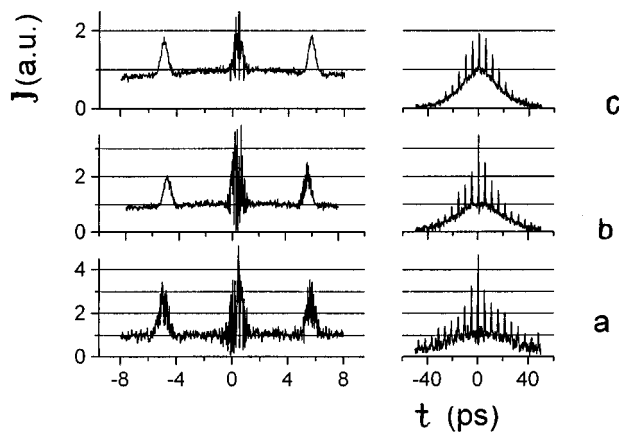


Рис. 4. Переход лазера от частичной синхронизации мод к чистой пассивной модуляции добротности при увеличении энергии светового импульса: 3.6 pJ (a), 3.9 pJ (b), 4.5 pJ (c). Доза имплантированных ионов $4 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$.

в нестационарном режиме продольные моды синхронизованы. Заметим, что время излучения составляет около 100 ps, что значительно меньше характерных времен установления режима синхронизации мод, о которых сообщалось в [3,4]. С увеличением тока степень синхронизации несколько уменьшается, что проявляется в уменьшении контраста до 3:1. Тем не менее полного разрушения синхронизации по крайней мере до начала многопиковой генерации не происходит.

Наблюдался также промежуточный случай частичной синхронизации мод, которая полностью разрушалась с увеличением тока накачки (рис. 4). Здесь синхронизация имеет место только в очень узком токовом диапазоне и исчезает при увеличении энергии светового импульса примерно на 10%, что соответствует изменению амплитуды накачки менее, чем на 1%.

Обсуждение результатов

Мы считаем, что наличие синхронизации мод вблизи порога при достаточно высокой дозе имплантированных ионов и зависимость степени синхронизации от величины тока накачки могут быть качественно объяснены следующим образом.

Режим генерации лазера зависит от скорости восстановления насыщающегося поглотителя, которая определяется временем жизни неравновесных носителей τ_a . Насыщающийся поглотитель, полученный путем имплантации тяжелых ионов, представляет собой разделенные области генерации и рекомбинации носителей [5]. Процесс рекомбинации происходит в аморфизированном материале вдоль ионных треков. При этом в первом приближении можно считать, что τ_a определяется временем пролета электронов до аморфизированных областей, т.е. увеличение дозы имплантированных ионов должно приводить к росту быстродействия поглотителя.

Рассмотрим два крайних случая возможного поведения лазера с насыщающимся поглотителем вблизи порога в условиях короткой импульсной накачки.

Пусть доза такова, что $\tau_a \gg \tau_{rr}$. Во время прохождения импульса тока концентрация носителей в активной области увеличивается и превосходит пороговую величину, при которой полное усиление и полные потери (включая потери в непроединенном поглотителе)

выравниваются. Число фотонов внутри резонатора начинает расти. Когда интенсивность света в резонатора достигает величины E_a^s/τ_a (E_a^s — энергия насыщения поглотителя), поглотитель просветляется, в результате чего потери существенно уменьшаются (модулируется добротность). Интенсивность излучения быстро возрастает и растет до тех пор, пока не снимается инверсия в активной области. В данном случае поглотитель слабо чувствует неоднородность интенсивности вдоль резонатора, поскольку не успевает восстанавливаться. Поэтому скорость процесса синхронизации мод не достаточна для установления заметной корреляции между начальными фазами продольных мод за время излучения. Биение большого числа продольных мод со случайными фазами дает случайное изменение интенсивности в течение τ_H с близким к экспоненциальному распределением вероятности $P(I)$ [7].

$$P(I) = \frac{1}{\langle I \rangle} \text{Exp} \left(-\frac{I}{\langle I \rangle} \right) \quad (1)$$

Контраст спаиков на средней автокорреляционной функции, соответствующей данному распределению, составляет 2:1.

В противоположном случае достаточно высокой дозы имплантированных ионов ($\tau_a \ll \tau_H$), мощность излучения, необходимая для просветления поглотителя E_a^s/τ_a , значительно возрастает. Однако при этом насыщающийся поглотитель становится чувствительным к неоднородности излучения в течение τ_H и просветляется локальным максимумом интенсивности, который может значительно превосходить среднюю мощность излучения в резонаторе. Перераспределение интенсивности внутри резонатора происходит в результате процесса синхронизации мод, который в данном случае протекает значительно быстрее, чем обычно, поскольку такой поглотитель обеспечивает эффективное взаимодействие τ_H/τ_a мод (а не только соседних). Кроме того, как известно, процесс пассивной синхронизации мод является самостартующим и развивается из флуктуации, обеспечивающей изначально неоднородность излучения в резонаторе. Чем больше величина флуктуации, тем быстрее начальный тем развития синхронизации. В нашем случае, если число мод N не слишком большое ($N \leq \tau_H/\tau_a$), то насыщающийся поглотитель "чувствует" неоднородности, обусловленные межмодовыми биениями, причем, как видно из [1], эти неоднородности изначально велики $\Delta I \sim \langle I \rangle$. Еще одной причиной "ускорения" процесса синхронизации

может быть глубокая модуляция концентрации носителей в поглотителе $\Delta n_a \sim n_a$ при $\langle I \rangle \sim E_a^s / \tau_a$ (в отличие от обычного случая, когда $\langle I \rangle \gg E_a^s / \tau_a$ и поглотитель перенасыщен). Таким образом, насыщающийся поглотитель просветляется коротким импульсом, получаемым в результате синхронизации мод, и излучается последовательность повторяющихся через τ_{pi} импульсов. На автокорреляционной функции при этом наблюдается высокий контраст спайков.

Перейдем к промежуточному случаю ($\tau_a \sim \tau_{pi}$), который включает в себя оба крайних. Процесс излучения в этом случае можно условно разбить на два этапа. На первом этапе $\langle I \rangle \leq E_a^s / \tau_a$, идет процесс синхронизации мод и просветляется насыщающийся поглотитель. На втором этапе $\langle I \rangle \gg E_a^s / \tau_a$, поглотитель прозрачен, происходит быстрое усиление излучения до снятия инверсии в активной области. Фазовые соотношения между модами устанавливаются на первом этапе, в то время как основная энергия излучается на втором. С ростом тока накачки период пребывания на первом этапе сокращается. Если время, необходимое для синхронизации, сопоставимо с этим периодом, то степень синхронизации должна уменьшаться с ростом тока накачки. Именно такая зависимость наблюдается экспериментально в промежуточном случае частичной синхронизации мод.

Заключение

Таким образом, в условиях короткой импульсной накачки вблизи порога экспериментально наблюдалась синхронизация мод, модуляция добротности и промежуточный режим генерации AlGaAs лазеров с быстрым насыщающимся поглотителем, полученным путем имплантации тяжелых ионов. Установлено, что режим генерации зависит от дозы ионов, которой определяется быстроедействие насыщающегося поглотителя, и от амплитуды накачки. Зависимость от накачки наиболее велика в промежуточном случае частичной синхронизации мод, причем увеличение тока накачки приводит к уменьшению степени синхронизации. Предложено качественное объяснение зависимости режима генерации от амплитуды импульсов накачки и дозы имплантированных ионов.

Данная работа частично финансировалась в рамках контракта № IC15–CT96–0748 "NIR-diode Laser Systems for Infrared Spectroscopy".

Список литературы

- [1] *Portnoi E.L., Chelnokov A.V.* Digest 12-th IEEE International Semiconductor Laser Conference, Davos, Switzerland, 1990, p. 140.
- [2] *Portnoi E.L., Avrutin E.A., Chelnokov A.V.* Joint Soviet–American Workshop on the Physics of Semiconductor Lasers, Leningrad, USSR, May–June 1991, p. 58.
- [3] *Yang W., Gopinath A.* // Appl. Phys. Lett. 1993. V 63. (20). P. 2717.
- [4] *Solgaard O., Kiang M.-H., Lau K.Y.* // Appl. Phys. Lett. 1993. V. 63 (15). P. 2021.
- [5] *Аврутин Е.А., Портной М.Е.* // ФТП. 1988. Т. 22. В. 8. С. 1524–1526.
- [6] *Журавлев А.Б., Маруцак В.А., Портной Е.Л., Стельмах Н.М., Тимков А.Н.* // ФТП. 1988. Т. 22. В. 2. С. 352–354.
- [7] *Шапиро С.* Сверхкороткие световые импульсы. М.: Мир, 1981. С. 119–123.