

- [1] Donohue T. - J. Chem. Phys., 1977, v. 67, p. 5402-5404.
- [2] Рабинович Е., Бедфорд Р. Спектроскопия и фотохимия соединений уранила. М.: Атомиздат, 1968. 343 с.
- [3] Bell J.T., Buxton S.R. - J. inorg. nucl. Chem., 1974, v. 36, p. 1575-1579.
- [4] Hu Jingxin, Zhang Xianye, Duan Yunfu, Zhou Zhihong, Xu Honggui - J. of the Less-Common Metals, 1986, v. 122, p. 287-294.
- [5] Baumgartner F., Schmieder H. - Radiochimica Acta, 1978, v. 25, N 3/4, p. 191-194.
- [6] Газиев С.А. Канд. диссертация. Л., Радиевый институт им. В.Г. Хлопина. 1985. 137 с.
- [7] Venkatraman R., Brahmaji Rao S. - Indian J. Chem., 1971, v. 9, p. 500-501.

Поступило в Редакцию  
18 июня 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 23

12 декабря 1988 г.

БИСТАБИЛЬНЫЙ РЕЖИМ ГЕНЕРАЦИИ  
КВАНТОВОРАЗМЕРНЫХ  $InGaAsP/InP$  -ЛАЗЕРОВ  
С ВНЕШНИМ ДИСПЕРСИОННЫМ РЕЗОНАТОРОМ

М.И. Беловолов, Д.З. Гарбузов,  
Е.М. Дианов, С.В. Зайцев,  
А.П. Крюков, И.С. Тарасов

Сверхтонкие полупроводниковые структуры (одиночные квантово-размерные слои и сверхрешетки) вызывают в настоящее время повышенный интерес в связи с перспективностью создания на их основе быстродействующих оптических бистабильных элементов для ЭВМ и оптических компьютеров. Для управления элементами вычислительной оптоэлектроники наряду с пассивными структурами желательно иметь активные элементы, изготовленные по сходной технологии и излучающие свет с управляемыми когерентными свойствами. Последнее необходимо как для осуществления внутренних связей в пределах микросхемы или функционального блока, так и для протяженной, например, когерентной волоконно оптической связи.

В данной работе исследовались особенности генерации мезаполосковых квантово-размерных гетеролазеров раздельного ограничения

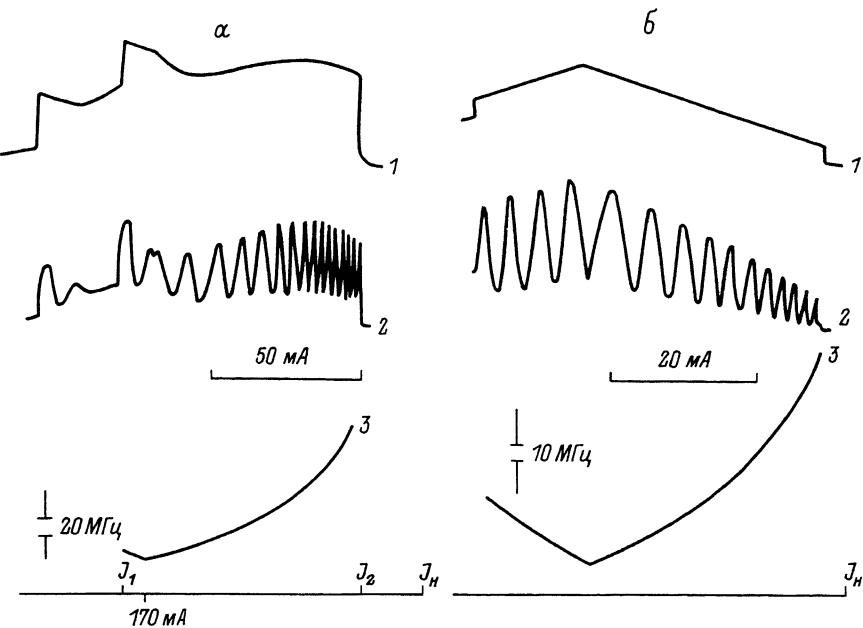


Рис. 1. Ватт-амперные характеристики лазеров  $P(J_N)$  (кривые 1), оципляции оптической мощности на выходе волоконного интерферометра Маха-Цендера  $P_{имц}(J_N)$  (кривые 2), перестроечные характеристики частоты генерации  $\nu(J_N)$  (кривые 3) при токах  $> J_{пор}$ .

на основе  $InGaAsP/InP$  [1] с внешним дисперсионным резонатором в бистабильном режиме, когда одним из стабильных состояний является одночастотный режим генерации с узкой спектральной линией. Как сообщалось в работе [2], в квантоворазмерных лазерах наблюдались относительно широкие интервалы непрерывной перестройки частоты и интервалы значений тока, в которых лазер излучает в одночастотном режиме. Это связано с повышенной нелинейностью активной области этих лазеров (вследствие размерного квантования) и возникновением режима автостабилизации одночастотной генерации (об автостабилизации одночастотного режима см., например, [3]). Указанные причины должны также приводить к более яркому проявлению гистерезиса и бистабильности в квантоворазмерных полупроводниковых лазерах с внешним резонатором (ПЛВР).

Высокодобротный дисперсионный резонатор, необходимый для возникновения режима автостабилизации одночастотной генерации, был образован светосильным микрообъективом с числовой апертурой  $NA = 0.85$ , дифракционной решеткой 600 штр/мм, работавшей во втором порядке, и эталоном Фабри-Перо ( $d = 6$  мм,  $F = 5$ ). Только совокупность указанных селективных элементов обеспечивала возникновение режима автостабилизации и наблюдение гистерезиса и бистабильности при токах накачки как выше порога (рис. 1), так и существенно ниже него (рис. 2).

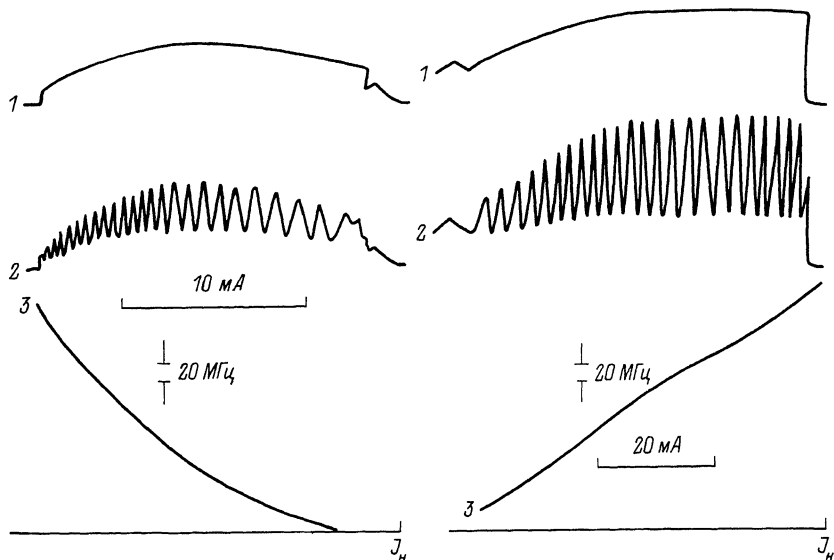
$\alpha$  $\beta$ 

Рис. 2. Ватт-амперные характеристики лазеров  $P(J_H)$  (кривые 1), осцилляции оптической мощности на выходе волоконного интерферометра Маха-Цендера  $P_{\text{осц}}(J_H)$  (кривые 2), перестроечные характеристики частоты генерации  $\nu(J_H)$  (кривые 3) при токах  $< J_{\text{пор}}$ .

Изображенные на рисунках зависимости мощности генерации от тока накачки  $P(J_H)$ , осцилляции мощности на выходе волоконного интерферометра Маха-Цендера  $P_{\text{осц}}(J_H)$  измерялись по методике работы [2]. Каждый период осцилляции на выходе примененного интерферометра Маха-Цендера с разностью длин плеч  $\Delta L = 20$  м соответствовал изменению частоты генерации на 10 МГц. Там же приведены зависимости относительной перестройки частоты  $\nu(J_H)$  в области одночастотного режима генерации. Лазер при этом перестраивался медленным линейным нарастанием и спадом тока накачки (со скоростью 5 мА/мс). Это позволяло наблюдать кроме прямых также и обратные ветви характеристик  $P(J_H)$  и  $P_{\text{осц}}(J_H)$ , где проявляются гистерезис и бистабильность.

В зависимости от теплового сопротивления лазеров в экспериментах наблюдались зависимости  $P(J_H)$  и  $P_{\text{осц}}(J_H)$  двух типов (рис. 1, а, б). Перестройка мощности и частоты генерации у лазера № 1 (рис. 1, а) осуществлялась главным образом изменением температуры активной области с ростом тока инжекции, что характерно для лазеров с большим тепловым сопротивлением. При уменьшении тока накачки обнаруживается гистерезис оптической мощности и оптическая бистабильность. Область бистабильности по току  $J_0 = J_1 - J_2$

составила для данного лазера 62 мА. Для других образцов  $J_A$  обычно лежит в пределах 20–60 мА. Расширение диапазона непрерывной перестройки частоты за счет области бистабильности у лазера № 1 составило 150 МГц (скорость перестройки частоты  $d\nu/dJ = 2\text{ МГц/мА}$ ). Обращает на себя внимание зависимость мощности генерации от тока накачки у лазера № 1 в области бистабильности. Как видно из рис. 1, а, при уменьшении тока накачки после достижения максимального значения  $J_H = 170\text{ мА}$  мощность генерации  $P(J_H)$  вначале несколько уменьшается, а затем начинает возрастать, несмотря на продолжающееся уменьшение  $J_H$ . Возрастание мощности генерации при уменьшении тока накачки может быть объяснено снижением порогового тока лазера с внешним резонатором, вызванным уменьшением температуры активной области. Общая динамика зависимости  $P(J_H)$  свидетельствует об отрыве температурного нагрева активной области от линейного изменения тока инжекции.

Перестроечные зависимости для лазера № 2 (рис. 1, б) имеют несколько иной вид. Зависимости  $P(J_H)$ ,  $P_{\text{инс}}(J_H)$  и  $\nu(J_H)$  в одночастотном режиме следуют за изменением тока накачки, что может объясняться лучшим отводом тепла от активной области. Для стабилизации частоты генерации в одночастотном режиме сигнал осцилляций  $P_{\text{инс}}(J_H)$  по определенному уровню можно подавать в виде обратной связи на ток накачки.

На рис. 2 приведены зависимости  $P(J_H)$  и  $P_{\text{инс}}(J_H)$  для лазера № 1 при токах накачки ниже порогового без внешнего резонатора. Рис. 2, а соответствует жесткому возбуждению одночастотной генерации с мощностью  $\sim 10\text{ мВт}$  и последующей плавной непрерывной перестройке частоты в интервале 240 МГц при изменении тока накачки в пределах 18 мА. Видно, что существует достаточно пологий максимум на зависимости  $P(J_H)$ , где мощность слабо изменяется, в то время как сигнал  $P_{\text{инс}}(J_H)$  осциллирует. Область максимума  $P(J_H)$  удобна для стабилизации частоты с помощью обратной связи на ток накачки.

То обстоятельство, что перестройка у лазера № 1 обусловлена температурой, наглядно подтверждают данные рис. 2, б, где одночастотный режим генерации возникает уже при уменьшении тока накачки. Срыв одночастотной генерации происходит скачкообразно, причем в диапазоне тока накачки  $\sim 30\text{ мА}$  наблюдается практически стабилизация мощности генерации  $P(J_H)$ , в то время как частота генерации продолжает изменяться линейно. Диапазон непрерывной перестройки частоты в области бистабильности составил  $\sim 240\text{ МГц}$  при изменении тока накачки в интервале  $\sim 54\text{ мА}$ .

Следует отметить, что в данном случае (рис. 2, б) имеет место не только бистабильность мощности лазера  $P(J_H)$ , но и бистабильность когерентных свойств излучения. В одном устойчивом состоянии лазер генерирует лишь слабое спонтанное излучение, в другом – высокомонокроматичное, с большой длиной когерентности ( $\geq 400\text{ м}$ ). Это обстоятельство, а также принципиальная возможность управлять обоими этими состояниями при помощи внешнего воздействия представляют интерес для вычислительной оптоэлектроники на квантоворазмерных структурах.

Полученные в данной работе значения перестроечных коэффициентов  $dJ/dJ = 2$  МГц/мА для лазера № 1 свидетельствуют о повышенной стабильности линии генерации по отношению к флуктуациям тока накачки. Стабильность тока накачки  $\sim 10$  мкА достаточна для стабилизации спектральной линии генерации в пределах 20 кГц.

Приведенные результаты показывают, что бистабильный режим с узкой спектральной линией генерации ( $< 1$  МГц) в квантоворазмерных лазерах на основе *InGaAsP/InP* с внешним высокочастотным резонатором реализуется в широких интервалах тока накачки (20–60 мА). Такие лазеры могут широко использоваться в когерентной волоконно-оптической связи, голографии и оптико-числительных устройствах с управлением когерентными свойствами излучения.

## Л и т е р а т у р а

- [1] Гарбузов Д.З., Зайцев С.В., Колышкин В.И., Кулагина М.М., Мокина И.А., Нивин А.Б., Овчинников А.В., Тарасов И.С. – Письма в ЖТФ, 1988, т. 14, в. 2, с. 99–104.
- [2] Беловолов М.И., Гарбузов Д.З., Дьянов Е.М., Зайцев С.В., Крюков А.П., Тарасов И.С. – Письма в ЖТФ, т. 14, № 23, с. 2116.
- [3] Богатов А.П., Елисеев П.Г. В кн.: Итоги науки и техники. Сер. Радиотехника. М.: ВИНТИ, 1986, т. 35, с. 208–269.

Поступило в Редакцию  
12 июня 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 23

12 декабря 1988 г.

## КИНЕТИКА ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ЩЕЛОЧНОГАЛОИДНЫХ СЦИНТИЛЛЯТОРОВ ПРИ ВОЗБУЖДЕНИИ СУБНАНОСЕКУНДНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ ЭЛЕКТРОНОВ

А.Э. А л у к е р, Р.Г. Д е й ч,  
Г.С. Д у м б а д з е

Изучение кинетики люминесценции сцинтилляторов, в том числе фронтов нарастания сцинтилляционных импульсов, имеет большое значение как для понимания физики сцинтилляционного процесса, так и для практического применения сцинтилляторов в различных областях науки и техники. Экспериментальные данные о кинетике люминесценции щелочногалоидных сцинтилляторов получены в основном в экспериментах с наносекундным временным разрешением (см., например, обзор [1]).