

06.2;06.3;07

©1994

ИЗМЕРЕНИЕ ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ НЕОСНОВНЫХ НОСИТЕЛЕЙ В АКТИВНОЙ ОБЛАСТИ ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ЛАЗЕРА

А.С.Трифонов, К.И.Уриц, Н.А.Питтин

Время жизни неосновных носителей заряда в активной области полупроводникового лазера является важным параметром, определяющим также характеристики лазерного диода, как его быстродействие, внутренняя квантовая эффективность, шумовые свойства. В настоящее время существуют несколько способов измерения времени жизни неосновных носителей заряда. В [1] эта величина определялась по времени задержки выходного оптического импульса относительно входного импульса тока. Время задержки — это время с момента подачи импульса тока до того момента, когда концентрация неосновных носителей в активной области увеличивается до порогового значения, необходимого для начала процесса генерации. Время жизни неосновных носителей определялось также по нарастанию фронта оптического импульса [2] или по частотному отклику [3].

В то время как методы измерения времени жизни неосновных носителей, изложенные в [2] и [3], отличаются сложностью экспериментального оборудования, методика измерения, описанная в работе [1], проста. Однако она применялась для лазеров, которые в допороговом режиме имели в основном безызлучательный канал рекомбинации в активном слое. В данной работе эта методика применена к лазерам, имеющим излучательные каналы рекомбинации.

Уравнение баланса для неосновных носителей в активной области лазера на двойной гетероструктуре (ДГС) в допороговом режиме имеет вид [1]:

$$\frac{dn}{dt} = \frac{I}{eV} - \frac{n}{\tau}, \quad (1)$$

где n — плотность инжектированных неосновных носителей заряда, I — ток накачки, e — заряд электрона, V — объем активной области, τ — время жизни неосновных носителей.

В данной модели предполагается, что время жизни не зависит от концентрации носителей n . Поэтому оптический отклик лазера, смещенного на величину постоянного тока $I_0 < I_{th}$, при подаче на него импульса тока величиной $I > I_{th}$

будет задержан на время задержки t_d , где I_{th} — пороговый ток. Решая (1), можно получить для времени задержки:

$$t_d = \tau \cdot \ln \frac{I - I_0}{I - I_{th}}. \quad (2)$$

Тот факт, что время жизни τ не зависит от концентрации носителей говорит о том, что в активной области лазера существуют каналы безызлучательной рекомбинации, например ловушечные уровни. В этом случае время жизни неосновных носителей можно рассматривать как коэффициент безызлучательной рекомбинации.

В современных лазерах коэффициент безызлучательной рекомбинации очень мал, поэтому необходимо принимать во внимание зависимость времени жизни от концентрации неосновных носителей, т. е. ввести в рассмотрение члены более высокого порядка по n . Уравнение (1) необходимо переписать в следующем виде:

$$\frac{dn}{dt} = \frac{I}{eV} - R(n), \quad (3)$$

где $R(n)$ — общая скорость рекомбинации, которая включает в себя эффекты излучательной и безызлучательной рекомбинации, утечки носителей и все другие физические процессы, которые выводят носителей из активной области. Предполагается, что активная область накачена однородно. Тогда время жизни неосновных носителей определяется как

$$\frac{1}{\tau} = \frac{\partial R(n)}{\partial n}. \quad (4)$$

Если $R(n)$ разложить в ряд по n :

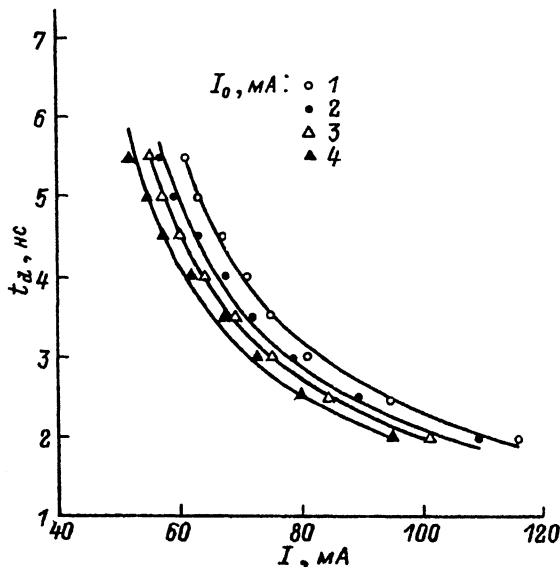
$$R(n) = an + bn^2 + cn^3 + \dots, \quad (5)$$

то для времени жизни получим:

$$\frac{1}{\tau} = a + 2bn + 3cn^2 + \dots \quad (6)$$

Если предположить, что скорость рекомбинации определяют линейный и квадратичный члены, т. е. существуют каналы только безызлучательной рекомбинации и излучательной рекомбинации с участием двух носителей, то можно получить:

$$\frac{1}{\tau} = \sqrt{a^2 + \frac{4bI}{eV}}. \quad (7)$$



Сплошные линии — расчет I_0 , экспериментальные данные: 1 — 5, 2 — 7.5, 3 — 10, 4 — 12.5 мА.

Подставив (5) с двумя первыми членами в (3) и решив аналогично (1), можно получить выражение для времени задержки с учетом зависимости времени жизни от концентрации:

$$t_d = \tau \cdot \ln \left(\frac{\tau + \tau_1}{\tau + \tau_0} \cdot \frac{\tau - \tau_0}{\tau - \tau_1} \right), \quad (8)$$

где $\frac{1}{\tau_0} = \sqrt{a^2 + \frac{4bI_0}{eV}}$, $\frac{1}{\tau_1} = \sqrt{a^2 + \frac{4bI_1}{eV}}$, τ определяется из (7), I_1 — ток, при котором импульс начинает детектироваться на фотоприемнике. Величина I_1 определяется экспериментально и зависит от скорости безызлучательной рекомбинации неосновных носителей в активной области лазера и чувствительности фотодиода.

Таким образом, смещая лазерный диод на начальный уровень I_0 и подавая на него импульс тока величиной I , можно измерить время задержки t_d и по формуле (8) определить коэффициенты a и b . Затем по формуле (7) можно определить время жизни в зависимости от тока.

В данной работе были исследованы мощные инжекционные лазеры на основе двойных гетероструктур в системе $\text{InGaAsP}/\text{GaAs}$ с квантово-размерными слоями ($d = 20$ нм) и раздельным ограничением (РО ДГС), длина волны $\lambda = 0.8$ мкм [4]. На рисунке представлены результаты измерения времени задержки для одного из лазерных диодов в за-

висимости от величины импульса тока при разных уровнях смещения I_0 . По результатам измерений (точки на графике) производился расчет коэффициентов a и b , по формуле (8) строились расчетные кривые для t_d (сплошные кривые). Затем по формуле (7) определялось время жизни неосновных носителей. Из графика видно, что экспериментальные точки хорошо ложатся на расчетные кривые. Измеренные времена жизни неосновных носителей для серии из 5 лазеров данного типа укладывались в интервал 1.6–2.5 нс на пороге генерации. Для лазерного диода, которому соответствует рисунок, эта величина составила 2.1 нс ($I = I_{th}$).

Приведенные результаты свидетельствуют о том, что данная методика позволяет достаточно просто определить время жизни неосновных носителей в активной области лазера на ДГС. Для исследованных лазеров с квантово-размерными слоями время жизни неосновных носителей по порядку величины соответствует времени жизни неосновных носителей в лазерах на обычной ДГС [2].

В заключение авторы благодарят Д.З.Гарбузова и И.С.Тарасова за предоставленные образцы лазерных диодов и плодотворные дискуссии.

Список литературы

- [1] Konnerth K., Lanza C. // Appl. Phys. Lett. 1964. V. 4. P. 120–121.
- [2] Su S.B., Olshansky R. // Appl. Phys. Lett. 1982. V. 41. P. 833–835.
- [3] Olshansky R., LaCourse J., Chow T., Powazinik W. // Appl. Phys. Lett. 1987. V. 50. P. 310–312.
- [4] Garbuzov D.Z., Berishev I.E., П'ин Ю.В., П'инская Н.Д., Ovchinnikov A.V., Pikhin N.A., Tarasov I.S. // J. Appl. Phys. 1993. V. 62. N 10. P. 1062–1064.

Физико-технический
институт им. А.Ф.Иоффе
Санкт-Петербург

Поступило в Редакцию
13 апреля 1994 г.