

Влияние носителей заряда на перестройку в лазерах на основе InAsSb

© Т.Н. Данилова, О.И. Евсеенко, А.Н. Именков, Н.М. Колчанова, М.В. Степанов, В.В. Шерстнев, Ю.П. Яковлев

Физико-технический институт им.А.Ф.Иоффе Российской академии наук, 194021 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 13 августа 1996 г. Принята к печати 10 сентября 1996 г.)

Исследована перестройка длины волны излучения лазеров на 3.2–3.4 мкм с активным слоем InAsSb и слоями InAsSbP отдельного электрического и оптического ограничения. Получено смещение доминирующей моды на 3–5 Å в коротковолновую сторону в процессе импульса тока при температурах 78–100 К. Коротковолновое смещение объясняется уменьшением коэффициента преломления из-за роста концентрации носителей заряда и снижения интенсивности излучения в процессе импульса.

1. Полупроводниковые лазеры на длины волн 3.2–3.4 мкм представляют интерес для диодной лазерной спектроскопии, так как она должна позволить различать основные линии поглощения многих углеводородов — метана, пропана, ацетона, этилена, эфира, бензола, метилового спирта и др. Необходимая плавная перестройка длины волны излучения обнаружена в лазерах с узкозонным слоем InAsSb и ограничительными слоями из InAsSbP на основе двойных гетероструктур (ДГС) [1–4]. Перестройка наблюдалась как в процессе импульса тока [1–2], так и при непрерывном увеличении тока со скоростью, меньшей скорости тепловой релаксации [3], или со значительно большей скоростью [4]. Перестройка наблюдалась как в процессе импульса тока [1–2], так и при непрерывном увеличении тока со скоростью, меньшей скорости тепловой релаксации [3], или со значительно большей скоростью [4]. Наблюдавшееся увеличение длины волны в процессе импульса тока в [1,2] объясняется нагреванием активной области. При непрерывном увеличении тока со скоростью, большей скорости тепловой релаксации [4], длина волны сначала уменьшается. Это объясняется увеличением концентрации неравновесных носителей заряда. Затем длина волны начинает увеличиваться. В работе [4] увеличение длины волны связывают с самофокусировкой излучения из-за увеличения коэффициента преломления с ростом амплитуды электромагнитного излучения.

В лазерах с отдельным электрическим и оптическим ограничением (РОС лазеры) концентрация неравновесных носителей в узкозонном слое больше, чем в ДГС лазерах [1]. Поэтому следует ожидать более сильного влияния концентрации неравновесных носителей заряда на перестройку длины волны излучения в РОС лазерах.

В данной работе исследуется перестройка длины волны излучения РОС лазеров в процессе импульса тока.

2. Исследовались пятислойные $n\text{-InAs}_{1-x-y}\text{Sb}_x\text{P}_y$ / $n\text{-InAs}_{1-x-y}\text{Sb}_x\text{P}_y$ / $n\text{-InAs}_{1-x}\text{Sb}_x$ / $p\text{-InAs}_{1-x-y}\text{Sb}_x\text{P}_y$ / $p\text{-InAs}_{1-x-y}\text{Sb}_x\text{P}_y$ отдельного оптического и электрического ограничения структуры (рис. 1). В узкозонном слое x было в пределах 0.035–0.06. В слоях электрического ограничения $x = 0.06$, $y = 0.1$. Все гетероперехо-

ды были I типа с разрывом в валентной зоне в ~ 1.5 раза больше, чем в зоне проводимости (рис. 1, c). Структуры выращивались жидкофазной эпитаксией на подложках из InAs, ориентированных по кристаллографической плоскости (100). Узкозонный слой не легировался и имел толщину около 1 мкм. Концентрация равновесных электронов в нем составляла 10^{16} см^{-3} . Слои электрического ограничения имели толщину также около 1 мкм. Слои n -типа легировались Sn до концентрации электронов $2 \cdot 10^{17}\text{ см}^{-3}$, а слои p -типа легировались Zn до концентрации дырок $1 \cdot 10^{18}\text{ см}^{-3}$. Слои оптического ограничения имели толщину 2–3 мкм и в 4–5 раз сильнее легировались, чем слои электрического ограничения. Лазеры имели мезаполосковую конструкцию с шириной полоска 20 мкм. Длина резонатора была 270–350 мкм.

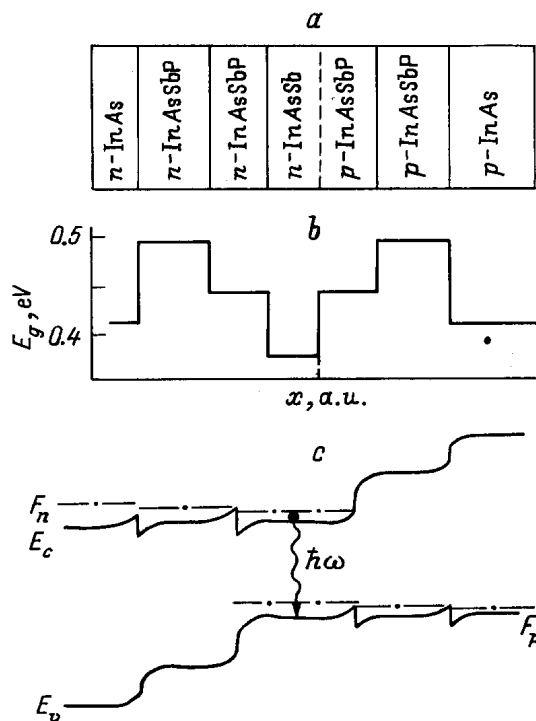


Рис. 1. Схема расположения слоев в лазерной структуре (a), послойное распределение ширины запрещенной зоны (b) и энергетическая диаграмма лазера в рабочем режиме (c).

3. Рассмотрим результаты измерений. При питании лазера прямоугольным импульсом тока выше порогового значения (рис. 2, *a*) интенсивность излучения падает в течение импульса (2, *b*, штриховые кривые). При введении внешнего резонатора интенсивность излучения промодулирована синусоидой (рис. 2, *b*, сплошные кривые). Синусоиды возникают из-за изменения длины волны излучения, когда ее величина пробегает резонансные значения интерферометра Фабри–Перо. За время, соответствующее одному периоду синусоиды, длина волны λ изменяется на величину $\Delta\lambda$, определяемую выражением

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2ln}, \quad (1)$$

где l — длина внешнего резонатора, n — его коэффициент преломления. Если увеличить оптическую длину интерферометра, то волны синусоид при увеличении λ со временем будут смещаться вправо на экране (в сторону больших времен), а при уменьшении λ — влево. Увеличение оптической длины внешнего резонатора путем его поворота перемещает волны синусоиды в исследованных

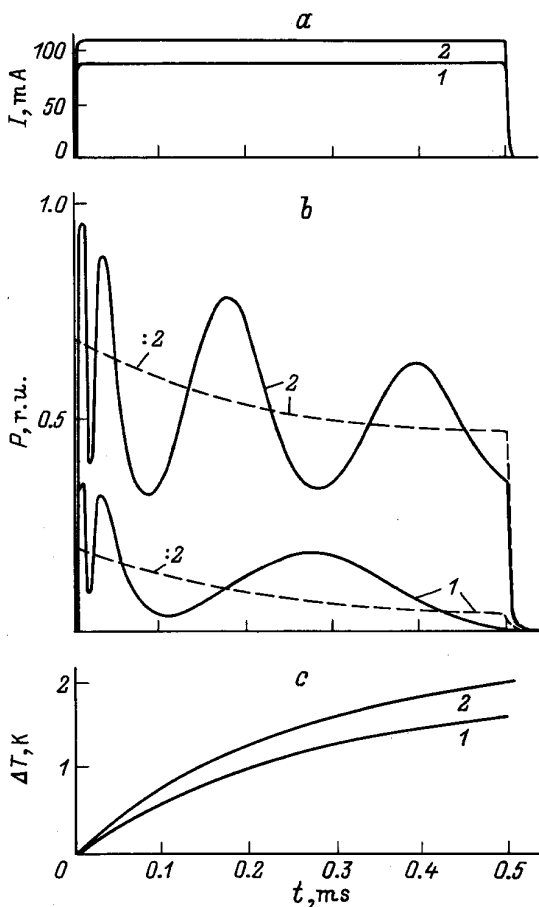


Рис. 2. Осциллограммы импульсов тока (*a*) и интенсивности излучения P (*b*) с внешним резонатором (сплошные кривые) и без него (штриховые) при различных токах, мА: 1 — 90, 2 — 110. Температура 79 К. Пороговый ток 82 мА. Длина внешнего резонатора из Si 11 мм. Вычисленное изменение температуры лазера в процессе упомянутых импульсов тока (*c*).

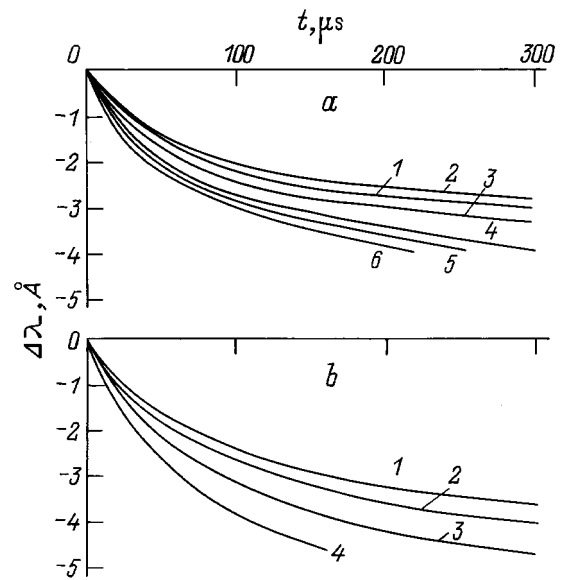


Рис. 3. Изменение длины волны доминирующей моды лазера в процессе импульса тока: *a* — при фиксированной температуре ($T = 79$ К, $I_{th} = 82$ мА) и различных токах, мА: 1 — 90, 2 — 110, 3 — 130, 4 — 140, 5 — 150, 6 — 160; *b* — при фиксированном отношении тока I к I_{th} ($I/I_{th} = 1.3$) и различных температурах, К: 1 — 78, 2 — 88, 3 — 92, 4 — 100.

лазерах к меньшим временам. Следовательно, в процессе импульса длина волны излучения уменьшается. Период синусоиды увеличивается в процессе импульса и уменьшается с увеличением тока при фиксированном времени (рис. 2, *b*). Соответственно уменьшение длины волны излучения в процессе импульса замедляется (рис. 3, *a*).

Исследования при температурах 80–100 К показали, что пороговый ток I_{th} сильно увеличивается с ростом температуры T по степенному закону $I_{th} \sim T^\gamma$, где $\gamma = 3.5-4$. При температурах 77–90 К одномодовая генерация обычно наблюдается в интервале токов от 1 до $2I_{th}$. При повышении температуры выше 90 К интервал существования одномодовой генерации резко уменьшается, стремясь к нулю при температуре 100 К. Доминирование одной моды сохраняется в интервале температур 4–5 К. С повышением температуры доминирующей становится более длинноволновая мода, отстоящая от предыдущей на одно, два или три межмодовых расстояния. Среднее смещение составляет $\sim 20 \text{ \AA}/\text{K}$. При повышении температуры рабочий ток в одномодовом режиме увеличивается из-за роста порогового тока I_{th} . Соответственно изменение длины волны в процессе импульса ускоряется (рис. 3, *b*). Полное изменение длины волны за время импульса составляет $3-5 \text{ \AA}$ ($0.3-0.5 \text{ см}^{-1}$).

Полуширина диаграммы направленности в плоскости $p-n$ -перехода незначительно уменьшается от 13 до 10 градусов при увеличении I/I_{th} от 1 до 2 (рис. 4). Полуширина диаграммы направленности в плоскости, перпендикулярной плоскости $p-n$ -перехода и плоско-

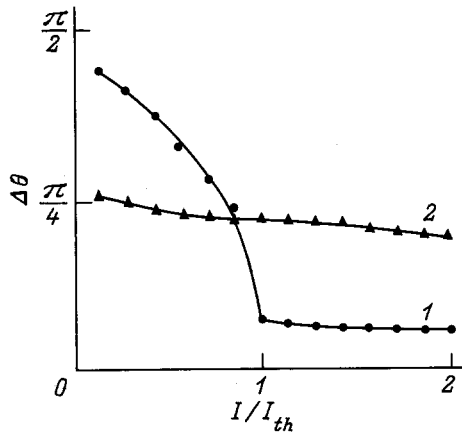


Рис. 4. Зависимость полуширины диаграммы направленности в плоскости p - n -перехода (1) и в плоскости, перпендикулярной ей и плоскости зеркала (2), от тока. $T = 79$ К.

сти зеркала, в интервале I/I_{th} от 1 до 1.4, составляет 40 градусов, а затем уменьшается до 35 градусов при увеличении I/I_{th} до 2.

4. Проанализируем экспериментальные результаты. Спад интенсивности излучения P в процессе импульса тока (рис. 2) свидетельствует о нагревании активной области лазера. Если представить зависимость порогового тока I_{th} от температуры T степенным законом $I_{th} \sim T^\gamma$ и полагать дифференциальную квантовую эффективность независимой от температуры, то прирост температуры лазера ΔT можно выразить через изменение интенсивности излучения P формулой

$$\Delta T = -\frac{\Delta P}{P\gamma} \left(\frac{I}{I_{th}} - 1 \right) T. \quad (2)$$

Как показывает расчет по формуле (2) при $\gamma = 4$ (рис. 2, c), активная область лазера нагревается в процессе импульса на ~ 2 К. Скорость нагревания в процессе импульса уменьшается. Поэтому скорость изменения длины волны тоже уменьшается (рис. 3).

Поскольку коэффициент линейного теплового расширения соединений $A^{III}B^V$ и их твердых растворов чрезвычайно мал при температурах вблизи 78 К, изменение длины волны $\Delta\lambda$ естественно связать с изменением коэффициента преломления Δn при нагревании:

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda}{n} \Delta n. \quad (3)$$

Восприимчивость решетки и валентных электронов дает увеличение коэффициента преломления n_r с ростом температуры,

$$\frac{dn_r}{dT} \cong -\frac{n}{4E_g} \frac{dE_g}{dT}. \quad (4)$$

Поэтому она не может вызвать уменьшение длины волны в процессе импульса тока.

Однако пороговая концентрация носителей заряда N_{th} и глубина залегания уровня Ферми в зоне проводимости

F_{th} увеличиваются с ростом температуры. Уменьшение межзонного поглощения из-за увеличения F_{th} снижает коэффициент преломления в соответствии с формулой Крэммера-Кронига и дает вклад в уменьшение длины волны излучения. Несколько меньший вклад того же знака, обусловленный ростом N_{th} , дает восприимчивость электронно-дырочной плазмы. Вклады других явлений оцениваются значительно меньшими. Уменьшение интенсивности излучения, так же как и рост концентрации носителей заряда, должно уменьшать коэффициент преломления.

Для последующих количественных оценок проинтегрируем формулу Крэммера-Кронига в пренебрежении размытия функции Ферми и выразив зависимость коэффициента поглощения невозбужденного полупроводника от разности энергии фотона $\hbar\omega$ и ширины запрещенной зоны E_g формулой $\alpha = A(\hbar\omega - E_g)^{1/2}$. При независимости от $\hbar\omega$ коэффициента A получим изменение коэффициента преломления n_α :

$$n_\alpha = -\frac{cA\sqrt{F_{th}^* + \Delta E_g}}{\pi\omega_L} \times \left(1 - \sqrt{\frac{-\Delta E_g - E_L}{F_{th}^* + \Delta E_g}} \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{F_{th}^* + \Delta E_g}{-\Delta E_g - E_L}} \right), \quad (5)$$

где c — скорость света, $F_{th}^* = F_{th}(1 + m_e/m_p)$, m_e и m_p — эффективные массы электронов и дырок соответственно, ΔE_g — изменение ширины запрещенной зоны из-за возбуждения, $E_L = \hbar\omega_L - E_g$, ω_L — частота лазерного излучения, $E_L < |\Delta E_g| < F_{th}$. В соответствии с работой [5]

$$\Delta E_g = -\frac{2\sqrt{\pi} e^3 \sqrt{2N_{th}}}{n^3 (F_{th} + kT)^{1/2}}, \quad (6)$$

где e — заряд электрона, k — постоянная Больцмана. Продифференцировав (5) по температуре T , пренебрегая слабой зависимостью ΔE_g от T , получим

$$\frac{dn_\alpha}{dT} = -\frac{cA\sqrt{F_{th}^* + \Delta E_g}}{2\pi\omega_L T} \left(1 - \frac{E_L}{F_{th}^*} \right)^{-1}. \quad (7)$$

Вклад восприимчивости плазмы в соответствии с работой [6] выразим формулой

$$\frac{dn_p}{cT} = -\frac{2\pi e^2}{n\omega_L^2} \left(\frac{1}{m_e} + \frac{1}{m_p} \right) \frac{dN_{th}}{dT}. \quad (8)$$

В рамках идеологии работы [6] нами было получено выражение для изменения коэффициента преломления Δn в процессе импульса тока

$$\Delta n = \Delta T \left\{ \frac{dn_r}{dT} + \left(\frac{dn_\alpha}{dT} + \frac{dn_p}{dT} \right) \times \left[1 + \frac{\gamma}{r} \left(\frac{N_{th}}{N_0} - 1 \right) \left(\frac{I}{I_{th}} - \frac{N_0}{N_{th}} \right)^{-1} \right] \right\}, \quad (9)$$

где N_0 — концентрация носителей заряда на пороге инверсии заселенности, r — показатель степени в выражении, представляющем зависимость пороговой концентрации от температуры ($N_{th} \sim T^r$). Второе слагаемое в квадратных скобках выражения (9) связано с уменьшением интенсивности излучения в процессе импульса. При преобладании излучательной рекомбинации оно равно 1, когда ток I близок к I_{th} , и быстро уменьшается с увеличением тока. В случае преобладания ударной рекомбинации $\gamma > r$, и это слагаемое достигает величины $\gamma/r = 3$ при малых превышениях тока над порогом, но при увеличении тока уменьшается, оказываясь равным 1 при превышении тока над порогом на (5 ÷ 10)%. Надо отметить, что в реальных лазерах зависимость величины этого слагаемого от тока будет сглажена, так как плотность фотонов в нем изменяется по ширине полоска.

В эксперименте при малых превышениях тока над порогом (рис. 3, а, кривые 1, 2) заметно замедление уменьшения длины волны в процессе импульса при увеличении тока. При увеличении превышения замедление сменяется ускорением из-за повышения рассеиваемой мощности. По-видимому, в исследованных лазерах зависимость влияния интенсивности излучения на показатель преломления от тока не такая резкая, как дает уравнение (9). Кроме того, возможна маскировка этой зависимости из-за дефокусировки излучения в плоскости p - n -перехода (рис. 4) и фокусировки в перпендикулярной плоскости.

Количественные оценки показывают, что без влияния интенсивности излучения на показатель преломления длины волны излучения в процессе импульса должна была бы только увеличиваться. Уменьшение концентрации носителей заряда в узкозонном слое, например, в случае углубления интерфейсных потенциальных ям дало бы такой же эффект.

Таким образом, коротковолновый сдвиг лазерных мод в процессе импульса тока в лазерах с отдельным оптическим и электрическим ограничением обусловлен высокой концентрацией неравновесных носителей заряда в узкозонном слое и влиянием носителей заряда и интенсивности излучения на показатель преломления активной среды.

Работа была поддержана контрактом Сорегникус № СІРА-СТ 94-0158, а также грантом Министерства науки РФ по программе "Оптика и лазерная физика".

Список литературы

- [1] А.Н. Баранов, Т.Н. Данилова, О.Г. Ершов, А.Н. Именков, В.В. Шерстнев, Ю.П. Яковлев. Письма ЖТФ, **18**, 6 (1992).
- [2] Ю.П. Яковлев, А.Н. Баранов, А.Н. Именков, В.В. Шерстнев, Е.В. Степанов, А.Я. Понуровский. Квант. электрон. **20**, 839 (1993).
- [3] A.N. Baranov, A.N. Imenkov, V.V. Sherstnev, Yu.P. Yakovlev. Appl. Phys. Lett., **64**, 2480 (1994).

- [4] Т.Н. Данилова, О.И. Евсеенко, А.Н. Именков, Н.М. Колчанова, М.В. Степанов, В.В. Шерстнев, Ю.П. Яковлев. Письма в ЖТФ, **16**, 7 (1996).
- [5] В.М. Аснин, А.А. Рогачев. ФТТ, **5**, 1730 (1963).
- [6] П.Г. Елисеев, А.П. Богатов. Тр. ФИАН, **166**, 15 (1986).

Редактор В.В. Чалдышев

The influence of the carriers on the wavelength tuning in InAsSb based lasers

T.N. Danilova, O.I. Evseenko, A.N. Imenkov, N.M. Kolchanova, M.V. Stepanov, V.V. Sherstnev, Yu.P. Yakovlev

A.F. Ioffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia

Abstract Tuning of the wavelength was investigated in 3.2–3.4 μm lasers with an active InAsSb layer and separated electrical and optical limiting InAsSbP layers. The dominant mode was tuned in the blue direction on 3–5 Å during the current pulses at temperatures 78–100 K. Blue tuning is explained in terms of refractive index decreasing due to the concentration rise and light emission lessening during the pulse.

Tel.: (812) 247-99-56

Fax: (812) 247-10-17

E-mail: Yak@les.pti.spb.su