

ВЛИЯНИЕ НЕРОВНОСТИ ГЕТЕРОГРАНИЦ НА ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ Порогового тока и дифференциальной эффективности InGaAsP ГЕТЕРОЛАЗЕРОВ

А.П.Богатов, Б.И.Махсудов

На основе представления парциальных волн в волноводе рассчитаны оптические потери на рассеяние неровностями гетерограницы для InGaAsP гетеролазера. Расчет позволяет объяснить температурное падение дифференциальной эффективности этих лазеров.

Одной из наиболее серьезных проблем в области совершенствования InGaAsP гетеролазеров является задача улучшения их температурных характеристик, а именно, уменьшение температурной зависимости порогового тока и дифференциальной эффективности.

В работе /1/ показано, что гетеролазеры этого типа имеют активную область, волноводные свойства которой не всегда обеспечивают достаточно сильное оптическое ограничение. При температурном росте пороговой концентрации электронов в активной области уменьшается фактор оптического ограничения из-за их антиволноводного действия. Это неизбежно приводит к избыточному температурному росту порогового тока. Отмечено, что неровности гетерограниц тоже ухудшают температурные зависимости порога и дифференциальной эффективности. В настоящей работе выполнен количественный анализ влияния неровности гетерограниц на пороговый ток и дифференциальную эффективность InGaAsP гетеролазера.

Рассмотрим оптический волновод гетероструктуры, у которой одна из гетерограниц имеет неровность случайного характера (рис. 1). Наличие такой неровности будет приводить к рассеянию волноводной моды и появлению излучения, вытекающего из волновода. В работе /2/ выполнены расчеты для коэффициента затухания моды за счет таких нерегулярностей гетероструктуры применительно к AlGaAs гетеролазерам. Расчеты основаны на теории возмущений и справедливы для слабых возмущений гетероструктуры, обладающей сильным волноводным эффектом. Для случая распространения моды в плоском одномодовом волноводе с фактором оптического ограничения значительно меньшим единицы использование метода теории возмущений является некорректным.

В настоящей работе расчет коэффициента затухания моды выполнен в рамках анализа потерь, возникающих при отражении от неровной гетерограницы для плоских парциальных волн, соответствующих волноводной моде. При таком подходе отсутствуют ограничения на величину амплитуды неровности и "силы" оптического волновода (скачка показателя преломления Δn на гетерогранице, см. рис. 1). Основное условие такого подхода состоит в том, что характерная длина корреляции неровности гетерограницы не должна быть слишком малой. Это позволяет рассматривать падение парциальной волны на искривленную гетерограницу почти как падение плоской волны на наклонную поверхность. В этом случае потери на рассеяние можно рассматривать как результат прохождения парциальной волны через гетерограницу (рис. 1) за счет того, что угол падения парциальной волны на этом участке меньше угла полного внутреннего отражения.

Таким образом, для величины потерь a согласно /3/ будем иметь:

$$a = (1 - R_1 R_2)(2w \operatorname{tg} \varphi)^{-1}, \quad (1)$$

где R_1, R_2 — коэффициенты отражения парциальной волны от гетерограниц, определяемые формулами Френеля; w — эффективный поперечный размер области, занятой полем волноводной моды; φ — угол падения парциальной волны на гетерограницу. Когда гетерограницы идеально ровны, то угол φ больше угла полного внутреннего отражения, $R_1 = R_2 = 1$, $a = 0$. Однако если гетерограница имеет локальную неровность, как показано на рис. 1, то есть имеется участок, где гетерограница наклонена под углом γ к оси волновода, то угол падения в этом месте может стать меньше угла полного внутреннего отражения и, например, коэффициент R_1 станет меньше единицы.

Для нахождения a вначале вычислялись значения w и φ путем точного решения волноводной задачи. Поле моды внутри однородного активного слоя гетероструктуры имеет вид:

$$E(x, z) = [Ae^{iqx} + Be^{-iqx}] e^{-\beta z}. \quad (2)$$

Это выражение может быть также переписано как сумма двух членов, соответствующих двум парциальным плоским волнам:

$$E(x, z) = Ae^{ik_+z} + Be^{ik_-z},$$

где волновые векторы k_+ и k_- парциальных волн имеют проекции на оси x и z , равные соответственно (q, β) и $(-q, \beta)$. В этом случае угол φ падения парциальной волны на гетерограницу удовлетворяет соотношению

$$\operatorname{tg} \varphi = \operatorname{Re} q / \operatorname{Re} \beta. \quad (3)$$

Здесь q характеризует поперечное распределение поля, β — постоянная распространения волноводной моды. Комплексные значения q и β находились из решения волнового уравнения, соответствующего волноводной задаче InGaAsP гетеролазера, аналогично [1]. Таким образом вычислялся угол φ . Значение w согласно [2] равно

$$w = d + 2/p, \quad (4)$$

где d — толщина активного слоя, p — постоянная затухания поля в эмиттерных слоях. Величина p находилась как решение той же волноводной задачи для волны TE.

Далее определялось среднее по длине резонатора значение потерь $\bar{\alpha}$, причем угол γ локальной неровности гетерограницы считался случайной величиной с нормальным законом распределения. Предположение о нормальном характере распределения γ вполне естественно, если учесть, что в процессе роста гетероструктуры локальная неровность гетерограницы образуется в результате суммирования большого числа микроскопических отклонений. Таким образом среднее значение потерь $\bar{\alpha}$ находилось из соотношения:

$$\bar{\alpha} = \int_0^{\infty} [1 - R_1(\varphi, \gamma)] \exp[-\gamma^2/2(\delta\gamma)^2] (2w \operatorname{tg} \varphi \sqrt{2\pi} \delta\gamma)^{-1} d\gamma. \quad (5)$$

Неровность гетерограницы в выражении (5) характеризуется среднеквадратичным углом наклона гетерограницы к оси волновода $\delta\gamma = \sqrt{\gamma^2}$

Найденное таким образом значение потерь $\bar{\alpha}$ подставлялось в пороговое условие $g_m - \bar{\alpha} = \operatorname{const}$, где g_m — модовое усиление. Таким образом находился порог генерации. Все вычисления, за исключением величины $\bar{\alpha}$, проводились аналогично работе [1] и использовались те же параметры для InGaAsP гетеролазера на длине волны 1,3 мкм.

На рис. 2а представлены результаты расчета $\bar{\alpha}$ при изменении температуры лазера. Величина модового усиления принималась постоянной. Поскольку $\bar{\alpha}$ рассчитывается при текущих значениях показателя преломления слоев и величин φ с учетом антиволноводного действия носителей, то его значение зависит от температуры. Качественно температурный рост $\bar{\alpha}$ можно объяснить следующим образом. При увеличении температуры необходимо увеличивать концентрацию электронов для того, чтобы поддерживать постоянным модовое усиление. Из-за того, что инжектированные носители дают отрицательную добавку к показателю преломления, скачок Δn показателя преломления на гетерогранице уменьшается. В результате увеличивается общая длина участков гетерограницы, на которых угол падения парциальной волны меньше угла полного внутреннего отражения. Это влечет за собой рост средних потерь для волноводной моды и дополнительный температурный рост порога, как показано на рис. 2б.

Другим следствием увеличения $\bar{\alpha}$ с ростом температуры является спад дифференциальной эффективности лазера η . На рис. 2в представлены результаты расчета η по формуле [4] $\eta = a_r / (\bar{\alpha} + a_r)$, где a_r — внешние потери на зеркалах.

Из рис. 2 следует, что наличие неровности на уровне $\delta\gamma \approx 0,1$ (это соответствует среднеквадратичному углу $\sim 6^\circ$, что вполне реально для гетероструктуры не слишком высокого качества) резко ухудшает температурную зависимость порога и дифференциальной эффективности InGaAsP гетеролазеров.

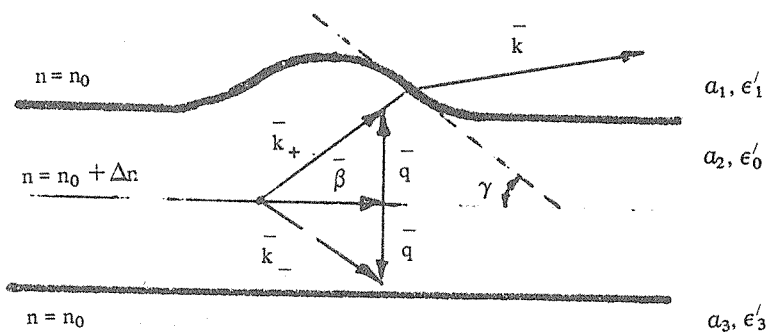


Рис. 1. Иллюстрация к оптической модели инжекционного лазера, имеющего неровности гетерограницы.

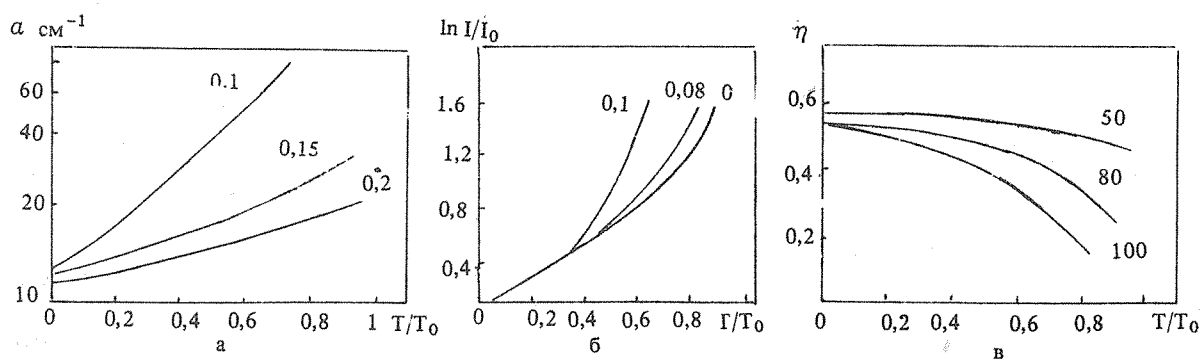


Рис. 2. Температурные зависимости характеристик InGaAsP/InP гетеролазера. T_0 — низкотемпературное значение характерной температуры ($T_0 \sim 100^\circ$). Характеристики слоев: коэффициенты поглощения $a_1 = a_3 = 5 \text{ см}^{-1}$, диэлектрические постоянные $\epsilon'_2 = \epsilon'_3 = 10,24$, $\epsilon'_0 = 12,11$. Длина волны 1,35 мкм, коэффициент амплитудно-фазовой связи $R = 6$. а) Средние потери a , варьируемый параметр — толщина активного слоя d в мкм, $g_m = 80 \text{ см}^{-1}$, $\delta\gamma = 0,1$. б) Пороговый ток I , варьируемый параметр $\delta\gamma$ (характеризует неровность гетерограницы), I_0 — начальное значение порогового тока, $d = 0,1 \text{ мкм}$, $g_m - a = 80 \text{ см}^{-1}$. в) Дифференциальная эффективность η , варьируемый параметр — пороговое усиление $g_m - a$ в см^{-1} , $d = 0,1$, $\delta\gamma = 0,1$.

Описанные расчеты сделаны для плоского одномерного волновода. Для типичных InGaAsP гетеролазеров, имеющих вид зарощенной мезаполосковой структуры, необходим учет и другого поперечного направления (в плоскости p-n перехода). Активная область таких лазеров имеет волновод, близкий к прямоугольному. В этом случае будут существенны также потери на рассеяние за счет неровности боковых стенок волновода. Очевидно, что эти потери могут быть найдены аналогичным образом с заменой показателя преломления некоторым эффективным значением для гетероструктуры.

Таким образом, на основании результатов настоящей работы можно сделать выводы:

1) учет неровностей гетерограниц InGaAsP лазеров позволяет объяснить температурное падение дифференциальной эффективности этих лазеров без привлечения каких-либо микроскопических механизмов (внутризонное поглощение, утечки через гетеробарьер и т.д.), используемых в настоящее время в литературе;

2) для создания лазеров с хорошими температурными зависимостями порога и эффективности необходимо при их изготовлении специально заботиться о высокой плоскостности гетерограниц.

ЛИТЕРАТУРА

1. Богатов А. П. Препринт ФИАН, № 2, М., 1987.
2. Thompson G. H. V. et al. IEEE J. of Quant. Electron., QE-11, № 7, 481 (1975).
3. Адамс М. Введение в теорию оптических волноводов. М., Мир, 1984, с. 44.
4. Елисеев П. Г. Введение в физику инжекционных лазеров. М., Наука, 1983, с. 93.

Поступила в редакцию 14 декабря 1987 г.