

## ВЛИЯНИЕ УТЕЧКИ НОСИТЕЛЕЙ ИЗ АКТИВНОГО СЛОЯ НА ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ ЛАЗЕРНОГО ДИОДА

П.Г. Елисеев, О.Г. Охотников, Г.Т. Пак

УДК 621.382.3

*Рассмотрена модель лазерного диода, учитывающая изменение сопротивления эмиттерного слоя гетероструктуры под влиянием утечек избыточных носителей из активного слоя. Модель качественно согласуется с опытом и при некоторых условиях дает аномальное приращение дифференциального сопротивления на пороге вместо его уменьшения в нормальных диодах.*

Удержание инжекционных носителей в пределах активного слоя с помощью гетеробарьеров (так наз. "электронное ограничение", см., напр., /1/) является преимуществом инжекционных гетеролазеров, позволяющим получить низкое значение пороговой плотности тока по сравнению с гомолазерами. Утечка носителей через гетеробарьер нежелательна, однако она в большей или меньшей мере проявляется вблизи верхнего предела рабочих температур. Поскольку эта утечка нарастает с температурой, она дает вклад в температурную зависимость порогового тока, снижает параметр  $T_0$ , характеризующий экспоненциальный рост порога.

Проникновение носителей в эмиттерный слой за счет утечки из активного слоя приводит к понижению его сопротивления и может обнаруживаться по электрическим измерениям. В настоящей работе рассматривается взаимосвязь утечки носителей с дифференциальным сопротивлением (ДС) диода, измеряемым с помощью слабой модуляции тока через диод. ДС испытывает резкое изменение на пороге генерации, и в нормальных условиях происходит исчезновение нелинейного ДС инжектирующего контакта (р-п перехода) вследствие эффекта насыщения усиления в лазере /2/. Между тем, иногда в полосковых непрерывных лазерах регистрируется только частичное сниже-

ние или даже возрастание ДС (аномалия "фотоэлектрического" типа /3/). Учет нелинейного ДС эмиттерного слоя позволяет объяснить это поведение.

Ограничимся анализом ДС эмиттерного слоя р-типа на примере гетероструктуры AlGaAs/GaAs, поскольку он вносит наибольший вклад в нелинейную часть сопротивления диода (вклад активного слоя и второго эмиттера, по-видимому, много меньше). Локальная электропроводность материала эмиттера  $\sigma(x) = \sigma_0 + \sigma_1 N(x)$ , где  $\sigma_1 = e(\mu_e + \mu_h)$ ;  $\mu_e, \mu_h$  — соответственно подвижности электронов и дырок,  $N$  — концентрация избыточных носителей. Полное сопротивление эмиттерного слоя  $R_{em}$  толщиной  $d$  и сечением  $S$  будет равно

$$R_{em} = S^{-1} \int_0^d \sigma(x)^{-1} dx. \quad (1)$$

Используя модель с экспоненциальным распределением носителей  $N(x) = N_0 \exp(-x/l)$ , где  $l$  — длина диффузии. Граничную концентрацию  $N_0$  свяжем с током утечки  $I_1$ :

$$N_0 = I_1 / eDS,$$

где  $D$  — коэффициент диффузии носителей. Известно, что скорость утечки можно приближенно представить в виде степенной функции концентрации носителей  $N_a$  в активном слое,  $I_1 \propto N_a^q$ , где  $q \approx 5,5 / 4$ . В свою очередь,  $N_a$  связана степенной зависимостью с током накачки  $I$  ( $I \propto N_a^n$ , где  $n \approx 1 \div 3$ , в зависимости от преобладающего механизма рекомбинации и утечки). Строго говоря,  $q$  и  $n$  — не константы в широком диапазоне тока, однако для упрощения модели примем степенную зависимость  $I_1 \propto I^m$  что позволяет выразить  $N_0$  в виде

$$N_0 = N^* (I/I^*)^m,$$

где  $N^*$  и  $I^*$  — подгоночные константы, а величина  $m$  находится, по-видимому, между 2 и 3 (пока ток утечки составляет малую часть полного тока). Интегрирование (1) дает

$$R_{em} = \frac{d}{\sigma_0 S} \left[ 1 + \frac{1}{d} \ln \frac{\sigma_0 + \sigma_1 N_0 \exp(-d/l)}{\sigma_0 + \sigma_1 N_0} \right]. \quad (2)$$

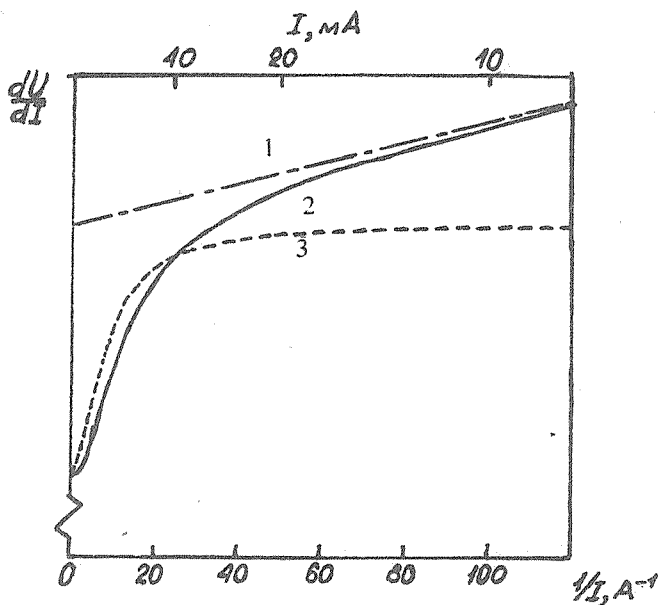
Напряжение  $U$  на диоде представим в виде

$$U = IR_s + IR_{em}(I) + (\beta kT/e) \ln(I/I_0),$$

где  $R_s$  - линейное последовательное сопротивление, последний член справа - напряжение на инжектирующем контакте ( $\beta kT$  и  $I_0$  - параметры вольтамперной характеристики). Тогда ДС равно

$$\frac{dU}{dI} = R_s + R_{em}(I) + I \frac{dR_{em}(I)}{dI} + \frac{\beta kT}{eI}. \quad (3)$$

На рис. 1 сплошной линией показан пример кривой ДС, рассчитанной по формуле (3) с учетом выражения (2). При  $I \rightarrow 0$  кривая спрямляется и ее экстраполяция к  $I \rightarrow \infty$  дает на оси ординат значение  $R_s + R_{em}(0)$ , т.е. величину ли-



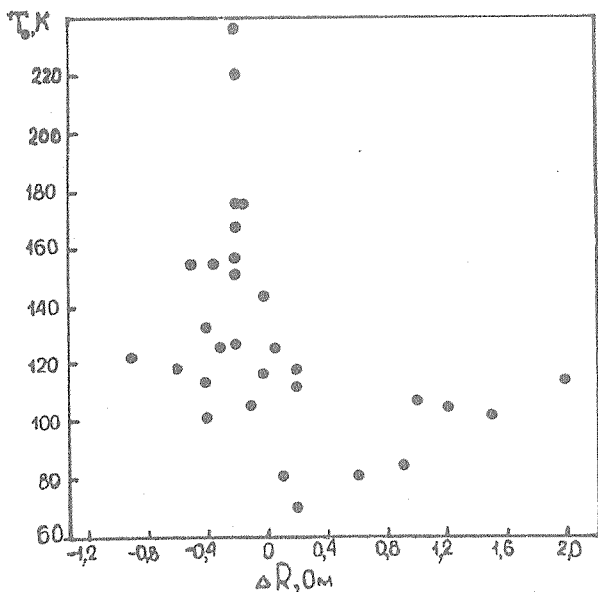
Р и с. 1. Расчетная кривая дифференциального сопротивления диода  $dU/dI$  (1), прямая  $R_s + R_{em}(0) + (\beta kT/eI)$  (2) и расчетная кривая  $R_s + R_{em}(I)$  (3) как функции  $1/I$ . Параметры расчетной модели:  $S = 3 \cdot 10^5 \text{ см}^2$ ;  $d = 3 \cdot 10^{-4} \text{ см}$ ,  $l = 10^{-4} \text{ см}$ ,  $\mu_e = 10^3 \text{ см}^2/\text{Вс}$ ,  $\mu_h = 10^2 \text{ см}^2/\text{Вс}$ ,  $I^* = 10 \text{ мА}$ ,  $N^* = 3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ,  $m = 2$ ,  $N_{ho} = 10^{17} \text{ см}^{-3}$

нейного сопротивления для случая, когда утечка в эмиттер отсутствует. Формальная интерпретация наклона кривой ДС при большом токе приводит к значительному завышению параметра  $\beta$ .

В лазерном режиме при стабилизации напряжения на инжектирующем контакте ДС диода составит  $R_S + R_{em}(I_{th})$ , где  $I_{th}$  - пороговый ток. В этом случае на пороге должен происходить перескок ДС со сплошной кривой на штриховую кривую на рис. 1, представляющую  $R_S + R_{em}(I)$ . Видно, что при  $I_{th} > 40$  мА скачок ДС будет иметь положительный знак, что и соответствует аномалии, упомянутой в начале статьи. Вообще величина скачка ДС

$$\Delta R = - I_{th} \left. \frac{dR_{em}(I)}{dI} \right|_{I=I_{th}} - \frac{\beta k T}{e} \frac{1}{I_{th}}$$

может быть положительной, отрицательной или равной нулю.



Р и с. 2. Взаимосвязь между пороговым скачком дифференциального сопротивления  $\Delta R$  и параметром  $T_0$  температурной зависимости порога (определенными при 300 К) в серии непрерывных полосковых лазеров на основе AlGaAs/GaAs

Наблюдение практически полного исчезновения нелинейного ДС в гомо-лазерах [2] объясняется сильным легированием областей, прилегающих к р-п переходу, сопротивление которых практически не изменяется. Роль утечек, выявленных по измерениям ДС, подтверждается антикорреляцией между экспериментальными значениями  $\Delta R$  и  $T_0$ , показанной на рис. 2. Измерения проведены на разнородных лазерах полоскового типа при комнатной температуре. Видно, что у аномальных образцов ( $\Delta R > 0$ )  $T_0$  практически не превышает 120 К. С использованием уточненной модели диода по измерениям ДС будет возможно провести более детальное изучение механизма утечек и безызлучательных потерь в лазерных диодах.

Поступила в редакцию 14 сентября 1983 г.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. П.Г. Елисеев, Введение в физику инжекционных лазеров, "Наука", М., 1983 г., с. 187-192.
2. П.Г. Елисеев и др., Сб. "Физика р-п переходов в полупроводниковых приборах", "Наука", Л., 1969 г., с. 131-141.
3. П.Г. Елисеев, О.Г. Охотников, Г.Т. Пак, Квантовая электроника, 7, № 8, 1670 (1980).
4. C.B. Su et al., Electron. Letts, 18, № 25, 1108 (1982).