

КОЭФФИЦИЕНТ ПОГЛОЩЕНИЯ И УСИЛЕНИЯ ИНЖЕКЦИОННОГО GaAs КВАНТОВОГО ГЕНЕРАТОРА

Б. И. Гладкий и И. В. Потыкевич

Приводятся результаты исследований спектров излучения инжекционных квантовых генераторов из арсенида галлия при $T=77^\circ\text{K}$. Показано, что при токах ниже порогового тока генерации в спектре излучения наблюдаются симметричные осцилляции. Приводится зависимость видимости осцилляций от тока. Установлена функциональная связь между полным коэффициентом поглощения и видимостью осцилляций. Из спектральных характеристик определен коэффициент усиления и коэффициент поглощения излучения.

Как известно, основные параметры диодного квантового генератора (квантовый выход, пороговая плотность тока) являются функциями коэффициента поглощения β и коэффициента усиления излучения g .

Определение коэффициента поглощения β проводилось ранее [1-5]. Экспериментальные исследования были выполнены четырьмя разными способами. В работе [1] исследовалась зависимость внешнего квантового выхода излучения от длины резонатора. При $T=77^\circ\text{K}$ было получено значение $\beta=54\text{ см}^{-1}$. В работе [2] определялись пороговые плотности токов для данной серии диодов в зависимости от длины резонатора. Для двух серий диодов результаты были соответственно $\beta=3$ и 14 см^{-1} . В работе [3] этим методом получено значение $\beta=3.2\text{ см}^{-1}$. Третьим методом [4], в котором посредством серебрения изменялся коэффициент отражения зеркал резонатора, было получено $\beta\approx 25\text{ см}^{-1}$. Последний способ определения β основан на измерении амплитуды колебаний в спектре спонтанного излучения диода с резонатором Фабри—Перо [5]. В этой работе получено значение $\beta\approx 13\text{ см}^{-1}$, $T=2^\circ\text{K}$.

Экспериментальное определение и исследование коэффициента усиления g диодного GaAs квантового генератора в известной нам литературе не проводилось.

Настоящая работа посвящена изучению коэффициента поглощения β и коэффициента усиления в активной области диодного GaAs квантового генератора. Объектом исследования были диоды, у которых p - n -структура создавалась на основе n -арсенида галлия, легированного теллуром (концентрация электронов $\sim 2 \cdot 10^{18}\text{ см}^{-3}$); p -область была легирована цинком. Площадь p - n -перехода составляла $\sim 10^{-3}\text{ см}^2$. Плоскость p - n -перехода параллельна кристаллографической плоскости (100). Диоды имели две параллельные зеркальные грани, перпендикулярные плоскости p - n -перехода, а две другие грани были шлифованными (резонатор Фабри—Перо). Расстояние между зеркалами (длина резонатора) составляло 300—900 мкм. Зеркала были получены скалыванием, и их плоскость параллельна кристаллографической плоскости (110).

Спектры излучения регистрировались при помощи спектрометра ДФС-12 [6]. Угловая апертура при этих измерениях в горизонтальной и вертикальной плоскостях составляла несколько градусов. Исследования проводились при температуре жидкого азота.

При токах ниже порога генерации, когда прямое напряжение на p - n -переходе равно контактной разности потенциалов, в спектре излучения

инжекционного GaAs лазера наблюдается одна полоса спонтанного излучения с энергией фотонов в максимуме $h\nu_m = 1.46$ эв ($T = 77^\circ \text{ K}$) [6]. При увеличении тока через диод в спектре излучения появляются периодически распределенные осцилляции (моды) излучения (рис. 1), распределение которых строго определяется уравнением

$$m \left(\frac{\lambda}{n} \right) = 2l,$$

где λ — длина волны, n — показатель преломления, l — длина резонатора, m — целое число.

Интенсивность осцилляций в различных участках спектра различная и характеризуется видимостью V .

$$V = \frac{B_{\max}}{B_{\min}},$$

где $B_{\max}$ и $B_{\min}$ — интенсивности соседних максимума и минимума в определенном участке спектра (рис. 1).

При токах значительно ниже порогового тока генерации видимость мод в спектре излучения диодного лазера не зависит от тока (рис. 2). При этом видимость в различных участках спектра почти одинакова. При токах, близких пороговому току I_{nk} , видимость осцилляций резко возрастает при увеличении тока для мод, соответствующих максимуму спектра излучения. Видимость мод, лежащих на «склоне» спектра излучения, даже при токе, равном или большем пороговому току генерации, изменяется незначительно.

Из этих результатов эксперимента можно сделать выводы.

1. При токах ниже порогового тока осцилляции в спектре излучения диодного лазера обусловлены многократным отражением спонтанного излучения от зеркал резонатора, так как усиление для спонтанного излучения отсутствует и видимость осцилляций спонтанного излучения от тока не зависит.

2. При токах, близких или равных пороговому току генерации, осцилляции в спектре излучения обусловлены не только многократным отражением от зеркал резонатора, но и возникновением стимулированного излучения. Поскольку степень усиления стимулированного излучения сильно зависит от тока, то это обстоятельство обуславливает значительную токовую зависимость видимости осцилляции в спектре излучения.

Покажем, что видимость осцилляций в спектре излучения диодного лазера с резонатором Фабри—Перо есть функция полного коэффициента поглощения α . В активной области диодного лазера коэффициент $\alpha = \beta - g$, где β — коэффициент поглощения (потеря), g — коэффициент усиления излучения.

Рассмотрим резонатор Фабри—Перо l , внутри которого находится излучающая среда с коэффициентом полного поглощения α . Интенсивность излучения на расстоянии $\gg l$ можно представить в виде [7]

$$B = B_0 \frac{s(1 - Re^{-m})^2}{1 + F \sin \frac{\varphi}{2}} \left\{ 1 + Re^{-m} + 2\rho \frac{\phi_0 \psi_\pi}{\phi_0^2} \frac{m}{e^m - 1} \frac{\sin \varphi}{\varphi} \right\}, \quad (1)$$

где

$$F = \frac{4Re^{-m}}{(1 - Re^{-m})^2}, \quad B_0 = \frac{\bar{\psi}^2 N l (-e^{-m})}{8\pi m}, \quad (2)$$

$$m = \frac{2al}{\cos \theta}, \quad \varphi = 2kl \cos \theta, \quad k = \frac{2\pi n}{\lambda}, \quad (3)$$

R — коэффициент отражения зеркал для интенсивности, ρ — коэффициент отражения зеркал для амплитуды, s — коэффициент пропускания зеркал, θ — угол между направлением излучения и нормалью к зеркалу резонатора; n — показатель преломления, λ — длина волны излучения, ψ_θ и $\psi_{\pi-\theta}$ — амплитуда волн в направлениях θ и $\pi-\theta$, N — число излучающих атомов.

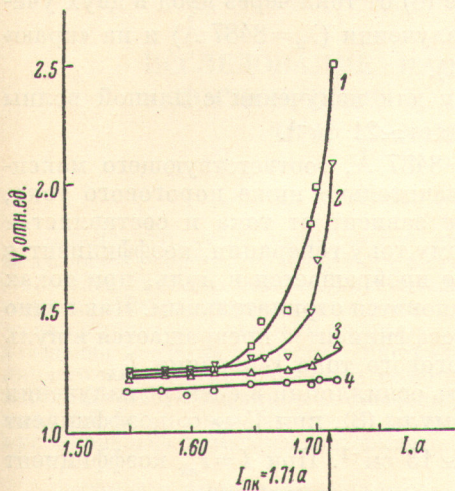


Рис. 2. Диод № 15. Зависимость видимости осцилляции в спектре излучения от тока для различных длин волн. 1 — $\lambda_{\max} = 8487 \text{ \AA}$, 2 — $\lambda = 8480 \text{ \AA}$, 3 — $\lambda = 8500 \text{ \AA}$, 4 — $\lambda = 8510 \text{ \AA}$. $T = 77^\circ \text{ K}$, $l = 450 \text{ мкм}$.

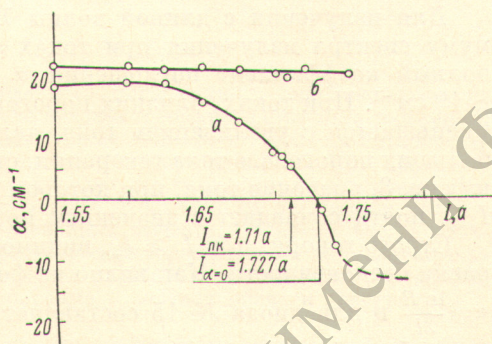


Рис. 3. Диод № 15. Зависимость полного коэффициента поглощения диодного GaAs квантового генератора от тока накачки. $\lambda, \text{ \AA}$: а — 8487, б — 8510, $T = 77^\circ \text{ K}$.

Для аксиальных мод при $\theta = 0$ выражение (3) принимает вид

$$m = 2al, \quad \varphi = 4\pi n \frac{l}{\lambda}. \quad (4)$$

Для исследуемых лазерных GaAs диодов $\frac{l}{\lambda} \gg 1$. Пренебрегая третьим членом, выражение (1) при $\theta = 0$ можно представить в виде

$$B = \frac{M}{1 + F \sin^2 \frac{\varphi}{2}}, \quad (5)$$

где

$$M = \frac{B_0 s (1 + Re^{-m})}{(1 - Re^{-m})^2} - \text{const.}$$

Найдем экстремальные значения функции (5)

$$\left. \begin{aligned} B_{\max} &= 1 \text{ при } \varphi = 2\pi n, \quad n = 0, 1, 2, \dots; \\ B_{\min} &= \frac{1}{1 + F} \text{ при } \varphi = \left(\frac{n}{2} + 1\right)\pi, \quad n = 0, 1, 2, \dots \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

Учитывая (2), (4), (6), находим осцилляции в спектре излучения

$$V = \frac{B_{\max}}{B_{\min}} = \frac{(1 + R \exp - 2al)^2}{(1 - R \exp - 2al)^2}. \quad (7)$$

Из выражения (7) находим коэффициент полного поглощения

$$\alpha = \frac{\ln \left[\frac{R(\sqrt{V} + 1)}{\sqrt{V} - 1} \right]}{2l}. \quad (8)$$

Формула (8) дает возможность определить полный коэффициент поглощения α по измерениям видимости осцилляции V . Здесь R — коэффициент отражения. Для границы GaAs жидкий азот $R=0.3$.

На рис. 3 приведена зависимость полного коэффициента поглощения излучения α , определенного по формуле (8) от тока через диод в двух участках спектра: в максимуме спектра излучения ($\lambda_m=8487 \text{ \AA}$) и на «краю» спектра излучения ($\lambda=8510 \text{ \AA}$) (рис. 1).

Полный коэффициент поглощения α для излучения с длиной волны $\lambda=8510 \text{ \AA}$ не зависит от тока и составляет $\approx 21 \text{ см}^{-1}$.

Для излучения с длиной волны $\lambda=8487 \text{ \AA}$, соответствующего максимуму спектра излучения при токах значительно ниже порогового тока, полный коэффициент поглощения α не зависит от тока и составляет $\approx 19 \text{ см}^{-1}$. При токах, близких пороговому току генерации, коэффициент α уменьшается с увеличением тока, далее превращается в нуль, при токах больших порогового тока генерации, становится отрицательным. Как видно из рис. 3, значение тока, при котором коэффициент α превращается в нуль $I_{\alpha=0}$, почти совпадает с значением порогового тока генерации I_{nk} .

Строго говоря, при $I \geq I_{nk}$ видимость осцилляций в спектре излучения равна бесконечности. Как видно из формулы (8), при $V \rightarrow \infty$ коэффициент $\alpha = \frac{\ln R}{2l}$ и для диода № 15 составляет $\approx 13 \text{ см}^{-1}$. При $I = I_{nk}$ коэффициент $\alpha = +5 \text{ см}^{-1}$ (рис. 3). Таким образом, $\alpha_{V \rightarrow \infty} \neq \alpha_{I=I_{nk}}$. Полученное неравенство, видимо, обусловлено двумя причинами: во-первых, ограниченной разрешающей способностью спектрометра, в результате чего получались заниженные значения видимости осцилляций и, во-вторых, неравномерностью распределения тока по p - n -переходу.

Поскольку при токах, значительно ниже порогового тока, коэффициент α не зависит от тока, то можно предположить, что $\alpha = \beta$ и $g=0$. При токах, близких пороговому току I_{nk} , зависимость коэффициента α от тока обусловлена зависимостью коэффициента усиления g от тока, а коэффициент потерь $\beta = \text{const.}$ Для диода № 15 при $I_{nk} \gg I$ коэффициент $\alpha \approx 20 \text{ см}^{-1}$ и от тока не зависит. При $I_{nk} \ll I$ $\alpha = -13 \text{ см}^{-1}$. Таким образом, при токах, равных или больших порогового тока генерации, когда видимость осцилляций $V \rightarrow \infty$, коэффициент усиления $g = 33 \text{ см}^{-1}$.

Исследование зависимости $\lg g = f(\lg I)$ показали, что $g \sim I^m$, где m — некоторое число, зависящее от λ . При $\lambda_m = 8487 \text{ \AA}$ (диод № 15) $m \approx 50$.

Полученные значения коэффициентов усиления и поглощения GaAs квантового генератора удовлетворительно согласуются со значениями этих коэффициентов, полученными из электрических измерений.

Авторы выражают свою благодарность Н. Л. Захаровой и О. А. Пахомовой за помощь при выполнении настоящей работы.

Литература

- [1] G. Gheroff, F. Stern, S. Triebwasser. Appl. Phys. Lett., 173, 2, 1963.
- [2] М. Пилкун, Г. Руппрехт. ТИИЭР, 51, 1239, 1963.
- [3] Ю. А. Гольдберг, Д. Н. Наследов, Б. В. Царенков. ФТТ, 8, 2251, 1966.
- [4] G. Burns, M. Nathan. Proc. IEEE, 52, 770, 1964.
- [5] M. Nathan, A. Fowler, G. Burns. Phys. Rev. Lett., 11, 152, 1963.
- [6] Б. И. Гладкий, Д. Н. Наследов, Б. В. Царенков. ФТТ, 8, 3282, 1966.
- [7] Л. Д. Вильнер, С. Г. Раутиан, А. С. Хайкин. Опт. и спектр., 12, 437, 1962.

Поступило в Редакцию 10 февраля 1971 г.