ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ПОРОГОВОЙ ПЛОТНОСТИ ТОКА ИНЖЕКЦИОННОГО ГЕТЕРОЛАЗЕРА

Гельмонт Б. Л., Зегря Г. Г.

Получена аналитическая зависимость плотности тока инжекции от температуры для полупроводникового лазера вблизи порога генерации. Показано, что отношение квазиуровня Ферми электронов F_c к температуре T на пороге инверсии, а также на пороге генерации есть величина постоянная. Эта константа определяется только свойствами полупроводника.

Как известно, пороговая плотность тока J_{th} в инжекционном полупроводниковом лазере существенно зависит от температуры [1, 2]; плотность тока увеличивается с ростом температуры. Наиболее резкая зависимость J_{th} от температуры наблюдается в лазерах на p—n-переходе [1]. Менее резкая зависимость J_{th} от T имеет место в лазерах на двойном гетеропереходе. Лазеры на одиночном гетеропереходе занимают промежуточную область [1].

В литературе для описания экспериментальной зависимости J_{th} от температуры принят эмпирический закон [1, 2]

$$J_{\text{th}}(T) \backsim \exp(T/T_0). \tag{1}$$

Здесь характерная температура T_0 разная для разных полупроводников. Кроме того, T_0 зависит от T [1, 2]. Следовательно, вопрос о зависимости J_{th} от температуры остается открытым.

Цель настоящей работы — получить аналитическую зависимость пороговой плотности тока J_{th} от температуры, используя основные соотношения для полупроводникового инжекционного лазера.

Рассмотрим двойной гетеропереход. Узкозонная область толщиной d находится между двумя широкозонными полупроводниками. В условиях сильной инжекции электрон-дырочная плазма в узкозонной области квазинейтральна:

$$n = p, \tag{2}$$

если $n, p \gg (N_D, N_A)$, где n, p, N_D и N_A — концентрация электронов, дырок, доноров и акцепторов соответственно.

Порог генерации определяется условием равенства коэффициента усиления $g(\omega)$ коэффициенту потерь на излучение.[1] Используя явное выражение для $g(\omega)$ [3], запишем условие порога генерации в виде

$$F_c + F_v = T\,\frac{N_v}{n}\,\frac{1}{LG(\omega)}\ln\frac{1}{R}. \tag{3}$$

Здесь $G(\omega)$ — коэффициент поглощения света в активной области в отсутствие инжекции [4], L — расстояние между зеркалами резонатора, R — коэффициент отражения по мощности. Квазиуровни Ферми электронов F_c и дырок F_v отсчитываются от края зоны проводимости и потолка валентной зоны соответственно. Отметим, что равенство нулю правой части (3) соответствует порогу инверсии.

[1] Поглощением света свободными носителями пренебрегаем.

Подставляя в (2) явные выражения для концентрации электронов и дырок через квазиуровни Ферми[2]

$$n=\frac{1}{3\pi^2}\left(\frac{2m_c}{\hbar^2}F_c\right)^{3/2},\quad p=N_v\exp\left(\frac{F_n}{T}\right)=2\left(\frac{T}{2\pi\hbar^2}\right)^{3/2}(m_n^{3/2}+m_l^{3/2})\exp\left(\frac{F_n}{T}\right)\tag{4}$$

и используя условие (3), получим следующий результат:

$$\frac{2}{3}\frac{F_c}{T}\exp\left(\frac{2}{3}\frac{F_c}{T}\right)=\left(\frac{\pi}{6}\right)^{1/3}\left[\left(\frac{m_n}{m_c}\right)+\left(\frac{m_l}{m_c}\right)^{3/2}\right]^{2/3}=\text{const},\tag{5}$$

где m_c, m_h и m_l — эффективные массы электрона, тяжелой и легкой дырок; в (5) учтено, что величина $2N_v\ln\frac{1}{R}\Big/[3nLG(\omega)]\ll 1$. Из соотношения (5) следует, что вблизи порога генерации

$$\frac{F_c}{T}\equiv\tilde{F}_c^{\text{th}}=\text{const}.\tag{6}$$

Таким образом, на пороге генерации концентрация носителей изменяется с температурой по закону

$$n^{\text{th}}=\frac{1}{3\pi^2}\left(\frac{2m_c}{\hbar^2}\tilde{F}_c^{\text{th}}\right)^{3/2}T^{3/2}\tag{7}$$

(для GaAs $\tilde{F}_c^{\text{th}}\approx 1.985$). Если, кроме указанного механизма потерь на излучение, существенны и другие виды потерь α_{in}, при этом имеет место неравенство $\alpha_{\text{in}}\ll Gn/N_v$, то концентрация носителей на пороге генерации по-прежнему определяется выражением (7) с неизменной константой $\tilde{F}_c^{\text{th}}$.

Для вычисления плотности тока воспользуемся уравнением непрерывности, считая, что электроны и дырки «гибнут» только за счет излучательной рекомбинации,

$$\frac{J}{ed}=R_{ph}\equiv\gamma_{ph}np,\tag{8}$$

где R_{ph} — скорость излучательной рекомбинации, γ_{ph} — коэффициент бимолекулярной рекомбинации. Скорость излучательной рекомбинации R_{ph}, как известно, выражается через коэффициент поглощения света α (ω), или, что то же самое, через мнимую часть диэлектрической проницаемости ε'' $(\omega, 0)$.

Мнимая часть диэлектрической проницаемости полупроводника может быть определена следующим образом [5, 6]:

$$\varepsilon''(\omega,\ 0)\equiv\operatorname{Im}\varepsilon(\omega,\ 0)=\lim_{q\to 0}\frac{4\pi^2e^2}{q^2}\times$$
$$\times\int\frac{d^3k}{(2\pi)^3}\,|M(\mathbf{k},\ \mathbf{q})|^2[1-f_c(\mathbf{k})]\,\delta[E(\mathbf{k}+\mathbf{q})-E(\mathbf{k})-\hbar\omega].\tag{9}$$

Здесь $f_c(\mathbf{k})$ — функция распределения электронов, ω — частота света, $\mathbf{q}$ — волновой вектор света. Матричный элемент имеет вид

$$M(\mathbf{k},\ \mathbf{q})=\sum_i\int d\mathbf{r}\psi_i^*(\mathbf{k}+\mathbf{q},\ \mathbf{r})\,e^{i\mathbf{r}\mathbf{q}}\psi_c(\mathbf{k},\ \mathbf{r}),\tag{10}$$

где $i=h$ соответствует тяжелым, а $i=l$ — легким дыркам.

В модели Кейна квадрат модуля матричного элемента может быть представлен в виде

$$|M(\mathbf{k},\ \mathbf{q})|^2=\operatorname{Sp}\Lambda^{(h)}(\mathbf{k}+\mathbf{q})\,\Lambda^{(c)}(\mathbf{k})+\operatorname{Sp}\Lambda^{(l)}(\mathbf{k}+\mathbf{q})\,\Lambda^{(c)}(\mathbf{k})=$$
$$=\operatorname{Sp}\Lambda^{(c)}(\mathbf{k})\,[\Lambda^{(h)}(\mathbf{k}+\mathbf{g})+\Lambda^{(l)}(\mathbf{k}+\mathbf{g})],\tag{11}$$

---

[2] На пороге генерации электроны из за малой эффективной массы вырождены, а дырки остаются невырожденными.

где $\Lambda^{(c)}(\mathbf{k})$ — оператор проектирования на электронные состояния, $\Lambda^{(h,\,l)}(\mathbf{k}+\mathbf{q})$ — операторы проектирования на состояния тяжелой и легкой дырок соответственно. Согласно [7], имеем

$$\Lambda^{(c)}(\mathbf{k})=\frac{2\mathscr{H}(\mathbf{k})\,[\mathscr{H}(\mathbf{k})-E_l(\mathbf{k})]\,[\mathscr{H}(\mathbf{k})-E_{so}(\mathbf{k})]}{\mathrm{Sp}\,\mathscr{H}(\mathbf{k})\,[\mathscr{H}(\mathbf{k})-E_l(\mathbf{k})]\,[\mathscr{H}(\mathbf{k})-E_{so}(\mathbf{k})]},$$

$$\Lambda^{(l)}(\mathbf{k})=\frac{2\mathscr{H}(\mathbf{k})\,[\mathscr{H}(\mathbf{k})-E_c(\mathbf{k})]\,[\mathscr{H}(\mathbf{k})-E_{so}(\mathbf{k})]}{\mathrm{Sp}\,\mathscr{H}(\mathbf{k})\,[\mathscr{H}(\mathbf{k})-E_c(\mathbf{k})]\,[\mathscr{H}(\mathbf{k})-E_{so}(\mathbf{k})]},$$

$$\Lambda^{(h)}(\mathbf{k})=\frac{2\,[\mathscr{H}(\mathbf{k})-E_c(\mathbf{k})]\,[\mathscr{H}(\mathbf{k})-E_l(\mathbf{k})]\,[\mathscr{H}(\mathbf{k})-E_{so}(\mathbf{k})]}{\mathrm{Sp}\,[\mathscr{H}(\mathbf{k})-E_c(\mathbf{k})]\,[\mathscr{H}(\mathbf{k})-E_l(\mathbf{k})]\,[\mathscr{H}(\mathbf{k})-E_{so}(\mathbf{k})]}.$$

Гамильтониан $\mathscr{H}(\mathbf{k})$ представляет собой матрицу 8×8 [7]. Энергии электронов $E_c(\mathbf{k})$, дырок $E_l(\mathbf{k})$ и дырок в so-зоне $E_{so}(\mathbf{k})$ отсчитываются от потолка валентной зоны.

Подставляя (11) в (9), получим после обычных преобразований

$$\varepsilon''(\omega,\,0)=\lim_{q\to 0}\frac{4\pi^2e^2}{q^2}\int\frac{d^3k}{(2\pi)^3}\left\{B^{(hc)}(\mathbf{k}+\mathbf{q},\,\mathbf{k})\,\delta\left[\frac{\hbar^2k^2}{2m_c}+\frac{\hbar^2(\mathbf{k}+\mathbf{q})^2}{2m_h}+E_g-\hbar\omega\right]+\right.$$
$$\left.+B^{(lc)}(\mathbf{k}+\mathbf{q},\,\mathbf{k})\,\delta\left[\frac{\hbar^2\mathbf{k}^2}{2m_c}+\frac{\hbar^2(\mathbf{k}+\mathbf{p})^2}{2m_l}+E_g-\hbar\omega\right]\right\}[1-f_c(\mathbf{k})]. \qquad (12)$$

Здесь $B^{(hc)}(\mathbf{k}+\mathbf{q},\,\mathbf{k})=\mathrm{Sp}\,\Lambda^{(n)}(\mathbf{k}+\mathbf{q})\,\Lambda^{(c)}(\mathbf{k})$ — интеграл перекрытия функций тяжелой дырки и электрона из зоны проводимости, $B^{(lc)}(\mathbf{k}+\mathbf{q},\,\mathbf{k})=\mathrm{Sp}\,\Lambda^{(l)}\times$ $\times(\mathbf{k}+\mathbf{q})\,\Lambda^{(c)}(\mathbf{k})$ — интеграл перекрытия легкой дырки и электрона. Величина $B^{(hc)}$ вычислялась в [7]:

$$B^{(hc)}(\mathbf{k}_1,\,\mathbf{k}_2)=\frac{P^2\,[\mathbf{k}_1,\,\mathbf{k}_2]^2}{k_2^2E_g^2}, \qquad (13)$$

где P — кейновский матричный элемент. Поступая аналогично [7], для $B^{(l,\,c)}(\mathbf{k}_1,\,\mathbf{k}_2)$ находим[3]

$$B^{(lc)}(\mathbf{k}_1,\,\mathbf{k}_2)=\frac{P^2\,\{[\mathbf{k}_1,\,\mathbf{k}_2]^2+4\,[k_2^2-(\mathbf{k}_1\mathbf{k}_2)]^2\}}{3k_2^2E_g^2}. \qquad (14)$$

Величина P^2 равна

$$P^2=\frac{3\hbar^2}{2m_c}\,\frac{(E_g+\Delta)\,E_g}{3E_g+2\Delta},$$

где Δ — константа спин-орбитального взаимодействия.

Подставляя явные выражения для $B^{(hc)}$ и $B^{(lc)}$ в (12) и интегрируя по углам и по k, получим

$$\varepsilon''(\omega)=\frac{2\sqrt{2}\,e^2}{m_c\hbar}\,\frac{E_g+\Delta}{3E_g+2\Delta}\,\frac{\sqrt{\hbar\omega-E_g}}{E_g}\times$$
$$\times\{(\mu_h)^{3/2}[1-f_c^{\mu_h}(\hbar\omega-E_g)]+(\mu_l)^{3/2}[1-f_c^{\mu_l}(\hbar\omega-E_g]\}, \qquad (15)$$

где

$$\frac{1}{\mu_l}=\frac{1}{m_l}+\frac{1}{m_c},\quad \frac{1}{\mu_h}=\frac{1}{m_h}+\frac{1}{m_c}.$$

Удобно представить скорость излучательной рекомбинации в виде

$$R_{ph}=\gamma_{ph}np=\frac{R_0}{n_i^2}np, \qquad (16)$$

---

[3] В (13) и (14) мы учли, что $(E_g,\,\Delta)\gg kP$

где

$$R_0 = \frac{\varepsilon_\infty}{\pi^2 c^2} \int \frac{\alpha(\omega)\, \omega^2 d\omega}{\exp(\hbar\omega/T) - 1},$$

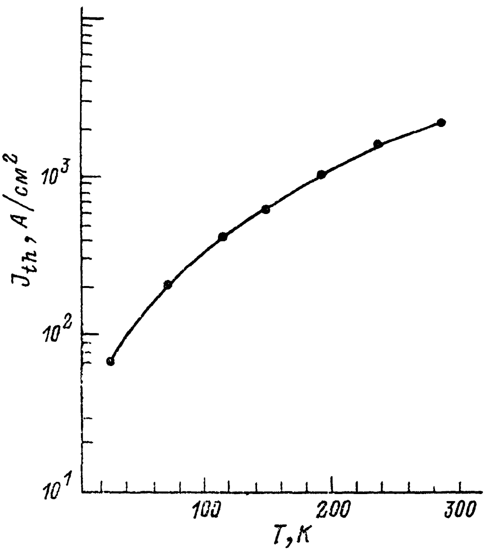
$$n_i^2 = 4\left(\frac{T}{2\pi\hbar^2}\right)^3 m_c^{3/2} (m_h^{3/2} + m_l^{3/2}) \exp\left(-\frac{E_g}{T}\right),$$

ε_∞ — высокочастотная диэлектрическая проницаемость. Коэффициент поглощения $\alpha(\omega)$ связан с $\varepsilon''(\omega)$ соотношением

$$\varepsilon''(\omega) = \frac{c\sqrt{\varepsilon_\infty}}{\omega}\, \alpha(\omega).$$

Тогда

$$R_0 = \frac{\sqrt{\varepsilon_\infty}}{\pi^2 c^3} \int\limits_{E_g/\hbar}^{\infty} \omega^3 \varepsilon''(\omega) \exp\left(-\frac{\hbar\omega}{T}\right) d\omega. \qquad (17)$$



Температурная зависимость пороговой плотности тока для лазера на двойном гетеропереходе GaAs—AlGaAs.

Подставляя полученное выражение для $\varepsilon''(\omega)$ из (15) в (17) и выполняя интегрирование по ω, получим

$$R_0 = \left(\frac{2\varepsilon_\infty}{\pi^3}\right)^{1/2} \frac{e^2 E_g^2 T^{3/2}}{m_c \hbar^5 c^3} \frac{E_g + \Delta}{3E_g + 2\Delta} [\mu_h^{3/2} + \mu_l^{3/2}] \exp\left(-\frac{E_g}{T}\right). \qquad (18)$$

Следовательно, коэффициент бимолекулярной рекомбинации γ_{ph} равен

$$\gamma_{ph} = \left(\frac{2\pi}{m_c T}\right)^{3/2} \frac{(\varepsilon_\infty)^{1/2} e^2 E_g^2 \hbar}{m_c c^3} \frac{E_g + \Delta}{3E_g + 2\Delta} \frac{\mu_h^{3/2} + \mu_l^{3/2}}{m_h^{3/2} + m_l^{3/2}}. \qquad (19)$$

Полученное выражение для γ_{ph} подставим в (16). Тогда для плотности тока вблизи порога генерации, согласно (7) и (8), находим

$$J_{\text{th}}(T) = ed\gamma_{ph} n_{\text{th}}^2 \equiv J_{\text{th}}^0 \left(\frac{T}{E_g}\right)^{3/2}, \qquad (20)$$

где

$$J_{\text{th}}^0 = \left(\frac{4}{3}\right)^2 \left(\frac{2m_c \varepsilon_\infty}{\pi^5}\right)^{1/2} (\bar{F}_c^{\text{th}})^3 \frac{e^3 d}{\hbar^5 c^3} E_g^{7/2} \frac{E_g + \Delta}{3E_g + 2\Delta} \frac{\mu_h^{3/2} + \mu_l^{3/2}}{m_h^{3/2} + m_l^{3/2}} \qquad (21)$$

(для GaAs $J_{\text{th}}^0 \approx 5.1 \cdot 10^5$ А/см²).

На рисунке представлена зависимость пороговой плотности тока от температуры, рассчитанная по формуле (20) для лазера на двойном гетеропереходе GaAs—AlGaAs (сплошная кривая). Точки на кривой соответствуют экспериментальным значениям $J_{\text{th}}(T)$ [1, 8]. Для расчета приняты значения: $d = 0.5 \cdot 10^{-4}$ см [1], $m_c = 0.067m$, $m_h = 0.45m$, $m_l = 0.082m$ [1]. Отметим, что выражение (20) справедливо при таких температурах, при которых дырки не вырождены и имеет место соотношение (2).

Список литературы

[1] Зи С. Физика полупроводниковых приборов. Т. 2. М., 1984. 455 с.
[2] Кейси Х., Паниш М. Лазеры на гетероструктурах. Т. 1. М., 1981. 299 с.
[3] Гельмонт Б. Л., Зегря Г. Г. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 8. С. 1381—1386.
[4] Казаринов Р. Ф. // ФТП. 1973. Т. 7. В. 4. С. 763—774.
[5] Киттель Ч. Квантовая теория твердых тел. М., 1967. 491 с.
[6] Займан Дж. Принципы теории твердого тела. М., 1974. 472 с.
[7] Гельмонт Б. Л. // ЖЭТФ. 1978. Т. 75. В. 2 (8). С. 536—544.
[8] Алфёров Ж. И., Андреев В. М., Портной Е. Л., Трукан М. К. // ФТП. 1969. Т. 3. В. 9. С. 1328—1332.

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

Получена 10.06.1991
Принята к печати 28.06.1991