

УДК 681.7.069.24

© 1992

ДЛИННОВОЛНОВЫЙ СДВИГ КРАЯ УСИЛЕНИЯ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ГЕТЕРОЛАЗЕРАХ

Г. Г. Зегря, Д. А. Паршин, А. Р. Шабаев

Исследован механизм возникновения генерации электромагнитного излучения в полупроводниковом гетеролазере на основе прямозонных полупроводников с инжекционным механизмом возбуждения. Показано, что в прямозонных полупроводниках возможен новый механизм генерации излучения с энергией меньшей ширины запрещенной зоны с участием оптических фононов. Вычислен коэффициент усиления для таких переходов и проведено сравнение с результатами экспериментальных исследований.

В последние годы много экспериментальных работ было посвящено исследованию излучения в полупроводниковых гетероструктурах [1, 2]. Одним из важнейших направлений этих исследований является инжекционный гетеролазер. В таком лазере накачка осуществляется инъекцией носителей в активную область через гетерограницу. Излучение и поглощение в активной области обусловлены взаимодействием электронов и дырок с электромагнитной волной. Процесс вынужденного излучения преобладает над процессом поглощения, когда вероятность стимулированного фотоном перехода электрона из зоны проводимости в валентную зону больше вероятности обратного перехода [2]. Для этого должно быть выполнено условие

$$\mu_c - \mu_v > \hbar\omega, \quad (1)$$

где μ_c и μ_v — квазиуровни Ферми электронов и дырок, отсчитанные от дна зоны проводимости, а $\hbar\omega$ — энергия излучения.

Равенство $\mu_c - \mu_v = \hbar\omega$ отвечает порогу инверсии. Порог инверсии соответствует изменению знака коэффициента поглощения излучения носителями $\kappa(\omega)$. Излучение частоты ω будет усиливаться в результате межзонных переходов. При прямом переходе из валентной зоны в зону проводимости и наоборот минимально возможное значение $\hbar\omega$ равно ширине запрещенной зоны E_G . Однако на опыте, как правило, в режиме генерации наблюдается излучение с энергией $\hbar\omega$ меньше E_G [2-7]. Это значит, что край усиления сдвигается в длинноволновую область. При этом разность $\Delta = E_G - \hbar\omega$ имеет величину от нескольких единиц до нескольких десятков мэВ.

До настоящего времени нет общепринятой точки зрения по этому вопросу. В ряде работ [3, 7, 8] наличие разности Δ объясняется переходами носителей из хвостов плотности состояний ниже краев соответствующих энергетических зон. Существование хвостов плотности состояний предполагает высокий уровень легирования активной области, в которой происходят переходы [9]. Однако в последнее время экспериментальные исследования проводятся в структурах с нелегированной активной областью, в которых также наблюдается длинноволновый сдвиг края усиления (например, в GaAs, InAs и GaSb $\Delta \approx 10-40$ мэВ).

В работах [10, 11] обсуждался вопрос о возможности усиления излучения с участием фонона на не прямых переходах в непрямозонных полупроводниках. Порог инверсии для таких переходов также определяется соотношением (1), но минимально возможное значение энергии излучения оказывается равным $E_G - \hbar\omega_0$. Однако для генерации излучения требуется не только выполнение условия инверсии (1), но и наличие достаточно большой величины коэффициента усиления $g(\omega) \doteq -\kappa(\omega)$. Поэтому в [4, 5] предполагалось, что генерация излучения с участием фононов в прямозонных полупроводниках реализуется только при создании в активной области большого числа неравновесных фононов.

В настоящей работе предлагается механизм включения генерации излучения с энергией меньше ширины запрещенной зоны. Генерация излучения связана с процессами поглощения и испускания оптического фонона с энергией $\hbar\omega_0$. Показано, что генерация излучения с участием равновесных оптических фононов возможна, если величина $g(\omega)$ достигает значения величины суммы внутренних потерь, κ_{int} , и потерь на излучение, $\kappa_{\text{ex}} = L^{-1} \ln R^{-1}$, где L — длина резонатора, а R — коэффициент отражения по мощности.

Условие

$$g(\omega) = \kappa_0 \quad (2)$$

соответствует порогу генерации, где $\kappa_0 = \kappa_{\text{int}} + \kappa_{\text{ex}}$. При низком уровне легирования величина внутренних потерь мала [12]. Проведенные расчеты показывают, что при однофононном переходе может быть выполнено не только условие (1), но и (2). Отметим, что для переходов с участием двух и более фононов условие (2) уже практически недостижимо, в то время как неравенство (1) может быть выполнено всегда.

В настоящей работе вычислен коэффициент усиления электромагнитной волны при межзонных переходах в прямозонных полупроводниках типа GaAs с участием продольных оптических фононов. Характерное время как прямых, так и не прямых межзонных переходов на несколько порядков больше, чем время внутризонной энергетической релаксации инжектированных носителей. Поэтому распределение неравновесных электронов и дырок можно описывать равновесными функциями f_c и f_v соответственно, которые содержат квазиуровни Ферми μ_c и μ_v :

$$f_c(\varepsilon_{cp}) = \left[\exp \frac{\varepsilon_{cp} - \mu_c}{T} + 1 \right]^{-1}, \quad (3)$$

$$f_v(\varepsilon'_{vp}) = \left[\exp \frac{\varepsilon'_{vp} + \mu_v + E_G}{T} + 1 \right]^{-1}, \quad (4)$$

где $\varepsilon_{cp} = p^2/2m_c$ и $\varepsilon'_{vp} = p^2/2m_{v_l}$ — кинетические энергии носителей в зоне проводимости и в валентной зоне, а m_c и m_{v_l} — эффективные массы электронов и дырок ($l = 1$ — тяжелые, $l = 2$ — легкие).

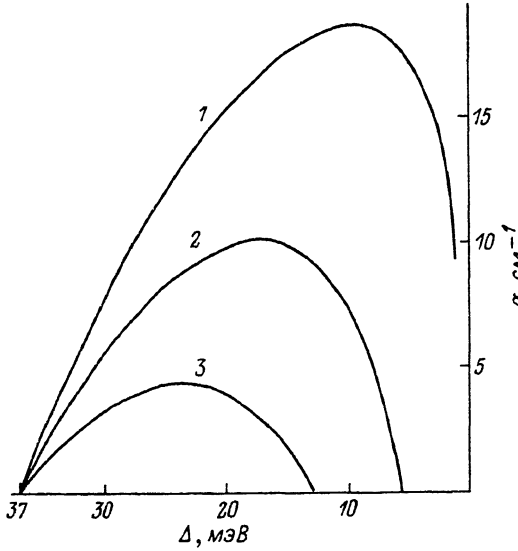
С увеличением плотности тока инжекции j происходит накачка носителей в активную область, и расстояние между квазиуровнями μ_c и μ_v возрастает. Связь разности $\mu_c - \mu_v$ с плотностью тока j определяется уравнением

$$\int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \text{St} \{f_c, f_v; n_k\} = \frac{j}{ed}. \quad (5)$$

Здесь $\text{St} \{...\}$ — интеграл столкновений носителей с фотонами, описывающий межзонные переходы, n_k — функция распределения фотонов по волновым векторам k , d — ширина активной области.

Рис. 1. Зависимость коэффициента усиления в GaAs от энергии излучения при $T = 297$ К для различных уровней возбуждения.

$\mu_c - \mu_v + E_G$, мэВ: -0.05 (1), -5.56 (2), -13.08 (3).



При некотором уровне накачки выполняется условие инверсии (1) для непрямых переходов с участием оптических фононов. Отметим, что инверсия на прямых переходах при таком уровне инжекции отсутствует. При дальнейшем увеличении накачки, пока еще инверсия на прямых переходах отсутствует, коэффициент усиления излучения $\hbar\omega < E_G$ на непрямых переходах увеличивается и достигает значительной величины (рис. 1). Если его значение равно величине потерь κ_0 , то возникает генерация излучения с энергией $\hbar\omega$

меньше величины E_G , обусловленная переходами с участием фононов.

В результате в активной области появляется большое количество неравновесных фотонов в узком интервале частот $\Delta\omega$, порядка ширины линии резонатора. Распределение фотонов описывается функцией n' , причем $n' \gg n_k$. В результате замены n_k на $n_k + n'$ в уравнении (5) получаем

$$\int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \text{St} \{f_c, f_v; n_k\} + \frac{gI}{\hbar\omega} = \frac{j_{th} + \Delta j}{ed}, \quad (6)$$

где $\Delta j = j - j_{th}$, а I — интенсивность излучения, связанная с n' соотношением [13]:

$$I = \frac{n' \Delta\omega \Delta\Omega \hbar\omega^3 \epsilon_\infty}{(2\pi)^3 c^2}, \quad (7)$$

где $\Delta\Omega$ — телесный угол, в который происходит излучение, ϵ_∞ — высокочастотная диэлектрическая проницаемость. Пороговое значение плотности тока j_{th} определяется уравнением (5), когда разность $\mu_c - \mu_v$ имеет такое значение, что выполняется условие (2).

После возникновения генерации излучения увеличение тока инжекции приводит только к росту интенсивности излучения пропорционально току

$$\frac{j - j_{th}}{ed} = \frac{gI}{\hbar\omega}. \quad (8)$$

Расстояние между квазиуровнями Ферми μ_c и μ_v при этом не меняется. Поэтому генерация на прямых переходах может возникнуть только вследствие нелинейных процессов, которые приводят к насыщению непрямых переходов. Генерация на прямых переходах наступает сразу, если величина потерь κ_0 достаточно велика и условие генерации для непрямых переходов не может быть выполнено.

Как правило, интенсивность излучения I в режиме генерации такая, что величина матричного элемента оптического перехода V оказывается меньше естественной ширины линии поглощения \hbar/τ , где τ порядка времени импульсной релаксации носителей (10^{-12} с). Частота генерации с участием оптического фонона имеет такую величину, что выполняется неравенство $\Delta \gg \hbar/\tau$. Влияние излучения на распределение электронов мало по параметру V/Δ . В этой ситуации можно вычислить коэффициент усиления по теории возмущений, ограничившись первым порядком по взаимодействию с излучением.

Предполагается, что фононная система является равновесной и описывается равновесной функцией распределения Планка $N_{\omega_0} = [\exp(\hbar\omega_0/T) - 1]^{-1}$. Коэффициент усиления в этом случае определяется выражением

$$g(\omega) = \frac{4\pi\omega}{IV_0} \sum_{i,pp'} |F_{pp'}^i|^2 \{f_c(\varepsilon_{cp}) f_v(\varepsilon'_{vp'}) (N_{\omega_0} + 1) - (1 - f_c(\varepsilon_{cp})) (1 - f_v(\varepsilon'_{vp'})) N_{\omega_0}\} \delta(\varepsilon_{cp} + \varepsilon'_{vp'} + E_G - \hbar\omega - \hbar\omega_0). \quad (9)$$

Здесь V_0 — нормировочный объем, а $F_{pp'}^i$ определяется выражением

$$F_{pp'}^i = \frac{VW}{\varepsilon_{cp} + E_G + \varepsilon_{vp}^{(1)} - \hbar\omega} + \frac{VW}{\varepsilon_{cp} + E_G + \varepsilon_{vp}^{(2)} - \hbar\omega} - \frac{VW}{\varepsilon_{cp} + E_G + \varepsilon_{vp}' - \hbar\omega}, \quad (10)$$

где W — матричный элемент электрон-фононного взаимодействия. Квадраты модулей матричных элементов равны [2, 14]

$$|V|^2 = \frac{\pi e^2 E_G}{6c\varepsilon_{\infty}^{1/2} m_c \omega^2} I, \quad (11)$$

$$|W|^2 = \alpha \frac{\pi \hbar^2 (2\hbar\omega_0)^{3/2}}{m_c^{1/2} (p - p')^2 V_0}. \quad (12)$$

Здесь

$$\alpha = \frac{e^2}{\hbar} \left(\frac{m_c}{2\hbar\omega_0} \right)^{1/2} (\varepsilon_{\infty}^{-1} - \varepsilon_0^{-1}) \quad (13)$$

константа электрон-фононного взаимодействия, а ε_0 — статическая диэлектрическая проницаемость.

Подставляя (10)—(12) в (9) и интегрируя по p' , получим выражение для коэффициента усиления

$$g(\omega) = g_0 \alpha J(\xi, T) \theta(1 + N_{\omega_0}), \quad (14)$$

где

$$g_0 = \frac{e^2 (2m_c \hbar\omega_0)^{1/2} E_G}{3\pi \hbar^3 \varepsilon_{\infty}^{1/2} \omega}, \quad (15)$$

а параметр

$$\theta = 1 - \exp \frac{\hbar\omega - \mu_c - \mu_v}{T} \quad (16)$$

имеет смысл разности заселенностей между зонами [15]. Функция $J(\varepsilon, T)$ определяется выражением

$$J(\xi, T) = 2^{-1} \sum_{l=1}^2 \frac{m_{vl}}{m_c} \int_0^{\xi} dx f_c(x\hbar\omega_0) f_v(\xi\hbar\omega_0 - x\hbar\omega_0) \left\{ \left[\frac{m_c}{m_{v1}} x + 1 - (\xi - x) \right]^{-1} + \right. \\ \left. + \left[\frac{m_c}{m_{v2}} x + 1 - (\xi - x) \right]^{-1} - \left[\frac{m_{vl}}{m_c} (\xi - x) + 1 - x \right]^{-1} \right\}^2 Q_l(x), \quad (17)$$

где

$$Q_l(x) = \ln \left| \frac{x^{1/2} + (m_{vl}(\xi - x)/m_c)^{1/2}}{x^{1/2} - (m_{vl}(\xi - x)/m_c)^{1/2}} \right|,$$

Здесь $\varepsilon = 1 - \Delta/\hbar\omega_0$.

При заданном уровне инжекции (разности $\mu_c - \mu_v$) и температуре T функция $J\theta$ растет с увеличением энергии излучения $\hbar\omega$, а разность заселенностей θ уменьшается, поэтому произведение $J\theta$ имеет максимум при некоторой энергии $\hbar\omega = \hbar\omega_m$.

Для выполнения условия генерации (2) величина максимума произведения $J\theta$ должна быть достаточно большой, потому что $g(\omega)$ (14) содержит малый параметр электрон-фононного взаимодействия α (для GaAs $\alpha = 6.7 \cdot 10^{-2}$, GaSb $\alpha = 4.2 \cdot 10^{-2}$ и InAs $\alpha = 3 \cdot 10^{-2}$).

С ростом уровня инжекции возрастает значение $\hbar\omega_m$, а следовательно, величина максимума $J\theta$. При некотором уровне инжекции произведение $J\theta$ имеет такую величину, что выполняется условие (2). При выполнении условия (2) увеличение тока инжекции не меняет разности $\mu_c - \mu_v$, приводя к увеличению интенсивности излучения.

Если условие (2) с ростом уровня инжекции не выполняется для переходов с участием фононов, то оно будет выполнено при большем токе накачки для прямых межзонных переходов. В зависимости от температуры и параметров лазерной структуры могут реализоваться как первый, так и второй механизмы генерации. На опыте эти механизмы будут отличаться по величине энергии излучения. В первом случае она меньше ширины запрещенной зоны E_G , а во втором — больше. Зависимость коэффициента усиления g от энергии излучения $\hbar\omega$ при комнатной температуре, рассчитанная по формуле (14) для GaAs при различных уровнях инжекции, приведена на рис. 1. Важно отметить, что максимальное значение g может достигать нескольких десятков см^{-1} . Суммарные потери на излучение κ_0 , как правило, имеют такой же порядок величины. Зависимости $g(\omega)$ для различных уровней инжекции рассчитаны только в области энергий излучения таких, что $|\hbar\omega - E_G| > \hbar/\tau$. В области резонанса для прямого перехода формула (9) неприменима.

Максимум зависимости $g(\omega)$ смещается в сторону больших ω с ростом разности $\mu_c - \mu_v$. Это приводит к тому, что с ростом величины потерь κ_0 будет увеличиваться энергия излучения.

Генерацией излучения с участием оптических фононов можно объяснить и более резкую, чем для прямых переходов, зависимость энергии излучения от длины резонатора, которой определяется величина потерь на излучение κ_{ex} . Такие зависимости наблюдались в работе [6]. В обоих случаях изменение

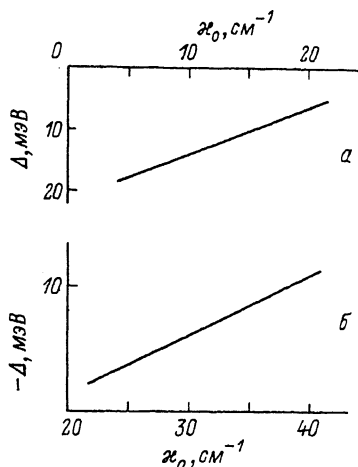


Рис. 2. Зависимость энергии излучения в режиме генерации лазера на основе GaAs от величины потерь при $T = 297$ К.

$a - \kappa_m < E_G$, $b - \kappa_m > E_G$.

величины потерь приводит к увеличению энергии излучения. Однако коэффициент усиления с участием фононов (14) содержит малую постоянную α , поэтому в этом случае энергия излучения меняется быстрее, чем для прямых переходов, при одинаковом изменении величины потерь κ_0 . Соотношение между $g(\omega)$ и κ_0 может на эксперименте меняться в сильном магнитном поле. В этом случае будет наблюдаться зависимость частоты генерации от величины магнитного поля.

Можно построить зависимость разности E_G и энергии излучения $\hbar\omega_m$ от величины потерь κ_0 (рис. 2). При положительных $\Delta_m = E_G - \hbar\omega_m$ эта зависимость описывается формулой (14), а при отрицательных — выражением для прямых переходов [15]:

$$g_{\text{пр}} = g_0 \theta \sum_{l=1}^2 \left(\frac{-\Delta}{\hbar\omega_0} \right)^{1/2} f_c(\Delta) f_v \left(\frac{m_c}{m_v} \Delta \right). \quad (18)$$

Отметим, что изменение режима генерации возможно и при постоянной величине потерь. Это изменение связано с нелинейным насыщением переходов с участием фононов.

В заключение авторы выражают благодарность Р. А. Сурису за обсуждение работы.

Список литературы

- [1] Алферов Ж. И. // ФТП. 1977. Т. 11. № 11. С. 2072—2083.
- [2] Кейси Х., Паниш М. Лазеры на гетероструктурах. М.: Мир, 1981. Т. 1. 299 с.
- [3] Pinkas E. // J. Appl. Phys. 1972. V. 43. N 6. P. 2827—2835.
- [4] Holonyak N. // J. Appl. Phys. 1980. V. 51. N 3. P. 1328—1337.
- [5] Holonyak N. // Appl. Phys. Lett. 1980. V. 37. N 2. P. 136—138.
- [6] Баранов А. Н. и др. // Письма в ЖТФ. 1987. Т. 13. № 9. С. 517—522.
- [7] Александян А. Г. и др. // Квантовая электроника. 1971. № 3. С. 15.
- [8] Stern F. // Phys. Rev. 1966. V. 148. N 1. P. 186—194.
- [9] Шкловский Б. И., Эфрос А. Л. Электронные свойства легированных полупроводников. М.: Наука, 1979. 416 с.
- [10] Басов Н. Г. и др. // ЖЭТФ. 1960. Т. 39. № 5 (11). С. 1486—1487.
- [11] Машкевич В. С. Кинетическая теория лазеров. М.: Наука, 1971. 472 с.

- [12] Tsang W. T. // Appl. Phys. Lett. 1982. V. 40. N 3. P. 217—219.
[13] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1970.
[14] Кривоглаз М. А., Пекар С. И. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1957. Т. 21. С. 3.
[15] Казаринов Р. Ф. // ФТП. 1973. Т. 7. № 4. С. 763—774.

Поступило в Редакцию
21 ноября 1991 г.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе РАН
Санкт-Петербург
