

Динамика генерации субпикосекундных импульсов в полупроводниковых инжекционных лазерах

А.В.Андреев, А.А.Валеев

Развита теория генерации субпикосекундных импульсов в полупроводниковых инжекционных лазерах, учитывающая многомодовость генерации и зонную структуру уровней энергии в примесных полупроводниках. Исследована пространственно-временная динамика синхронизации мод в трехсекционном лазере с насыщающимся поглотителем. Проведенный анализ позволил определить оптимальные с точки зрения генерации предельно коротких импульсов условия и исследовать зависимость параметров генерируемых импульсов от тока накачки, запирающего напряжения, соотношения длин усиливающей и поглощающей секций.

Ключевые слова: полупроводниковый лазер, синхронизация мод, субпикосекундные импульсы.

Введение

В последнее время значительный интерес вызывают исследования возможности генерации субпикосекундных импульсов в полупроводниковых лазерах. Так, в работах [1, 2] субпикосекундная генерация была получена в трехсекционном гетеролазере на AlGaAs/GaAs с плоским резонатором в режиме сверхизлучения. Лазер состоял из двух усиливающих секций длиной 30 мкм и расположенного в середине резонатора насыщающегося поглотителя длиной 10 мкм. Общая длина резонатора составляла 100 мкм. Через усилительные секции лазера пропускались импульсы тока амплитудой 200–450 мА с длительностью несколько наносекунд и частотой повторения 1–10 МГц, к поглощающей секции прикладывалось напряжение обратного смещения до –7 В.

Теоретические исследования динамики генерации полупроводниковых лазеров, проведенные в [1–3], базировались на использовании укороченных уравнений Максвелла–Блоха, т.е. модели одномодового поля излучения, взаимодействующего с системой двухуровневых атомов. Эта модель позволяет качественно исследовать зависимость параметров генерируемых импульсов от параметров среды и тока накачки. Однако детальное описание динамики процесса, позволяющее провести количественное сравнение экспериментальных данных и теоретических расчетов, требует привлечения более сложных моделей [4, 5].

В настоящей работе развита многомодовая теория динамики генерации инжекционных полупроводниковых лазеров, учитывающая зонную структуру уровней среды. Развита теория позволяет описывать пространственно-временную динамику самосинхронизации мод и динамику эволюции распределения электронов по энергетическим уровням зон в лазерах с насыщающимся поглотителем. На основе развитой модели исследована зави-

симость временного профиля и спектра генерируемых импульсов от тока накачки, запирающего напряжения, соотношения длин усиливающей и поглощающей секций и их пространственного расположения.

1. Основные уравнения

Уравнения генерации полупроводникового инжекционного лазера с межзонной рекомбинацией имеют в общем случае следующий вид [4–6]:

$$\begin{aligned} \Delta A - \frac{\varepsilon}{c^2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} &= -\frac{4\pi}{c} \int j(E_2, E_1) g_2(E_2) g_1(E_1) dE_1 dE_2, \\ \frac{\partial j}{\partial t} + \left(\Gamma - i \frac{E_2 - E_1}{\hbar} \right) j &= \frac{i}{\hbar c} |m(E_2, E_1)|^2 A [\rho_2(E_2) - \rho_1(E_1)], \\ \frac{\partial \rho_x}{\partial t} + \frac{\rho_x - \rho_x^{(e)}}{\tau} + \frac{\rho_x - \rho_x^{(0)}}{T_1} &= (-1)^\alpha \frac{i}{\hbar c} (jA - Aj^*) + d_x \Delta \rho_x + P_x(E_x, t), \end{aligned} \quad (1)$$

где $\alpha = 1, 2$; A – векторный потенциал поля; $j(E_2, E_1)$ – плотность тока поляризации на переходе с уровня с энергией E_2 в зоне проводимости на уровень с энергией E_1 в валентной зоне; $m(E_2, E_1)$ – матричный элемент плотности тока этого перехода; $\rho_2(E_2)$ – плотность электронов на донорном уровне с энергией E_2 в зоне проводимости; $\rho_1(E_1)$ – плотность дырок в валентной зоне; $\rho_x^{(e)}(E_x)$ – их квазиравновесные значения; τ – время внутризонной релаксации; $\rho_x^{(0)}(E_x)$ – равновесное значение населенности уровней; T_1 – время межзонной релаксации; $g_x(E_x)$ – плотность состояний с энергией E_x ; Γ – скорость поперечной релаксации на переходе $E_2 \leftrightarrow E_1$; P_x – скорость инжекционной накачки уровней; d_x – коэффициент диффузии.

Раскладывая $A(\mathbf{r}, t)$ по резонаторным модам $u_n(\mathbf{r})$,

$$A(\mathbf{r}, t) = \sum_n A_n(z, t) u_n(\mathbf{r}, t) \exp(i\omega_n t),$$

Московский государственный университет им.М.В.Ломоносова, физический факультет, Россия, 119899 Москва, Воробьевы горы

Поступила в редакцию 11 июня 1999 г.

несложно получить следующие уравнения для медленно меняющихся амплитуд:

$$\gamma_n \frac{\partial A_n}{\partial z} + \frac{1}{v} \frac{\partial A_n}{\partial t} = - \frac{i2\pi n_0(z)}{\omega_n c \sqrt{\epsilon}} \times \int q_n(E_2, E_1) g_2(E_2) g_1(E_1) dE_1 dE_2,$$

$$\frac{\partial q_n}{\partial t} + [\Gamma + i(\omega_n - \omega_{21})] q_n = \frac{i|m|^2}{\hbar c} \sum_m R_m A_{n-m}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial R_m}{\partial t} + \frac{R_m - R_m^{(e)}}{\tau} = \frac{2i}{\hbar c} \sum_n (q_n A_{n-m}^* - q_n^* A_{n+m}) + P_m,$$

где $\gamma_n = (\mathbf{k}_n \mathbf{e}_z)/k_n$; \mathbf{e}_z – единичный вектор вдоль оси z , перпендикулярной выходной грани резонатора; $v = c/\sqrt{\epsilon}$; $\omega_{21} = (E_2 - E_1)/\hbar$. Учитывая, что $T_1 \gg \tau$, мы опустили в уравнениях для населенностей скорость межзонной релаксации, пропорциональную T_1^{-1} . Плотности тока поляризации и разности населенностей уровней $\rho(E_2, E_1, z) = \rho_2(E_2, z) - \rho_1(E_1, z)$ нормированы на суммарную объемную плотность электронов n_0 на уровнях резонансно-усиливающей области активной среды. Квазиравновесная разность населенностей $\rho^{(e)}(E_2, E_1, z) = f_2(E_2, z) - f_1(E_1, z)$ определяется функцией распределения электронов по энергетическим уровням

$$f_x(E_x, z) = \left[1 + \exp \frac{E_x - F_x(z)}{kT} \right]^{-1},$$

где $F_x(z)$ – электронный ($x = 2$) и дырочный ($x = 1$) квазиуровень Ферми в резонансно-усиливающих ($0 \leq z < l/2$ и $l/2 + d \leq z \leq l + d$) и поглощающей ($l/2 \leq z < l/2 + d$) областях лазера; d и $l/2$ – длины поглощающей и одной из двух усиливающих частей.

2. Квазистационарная генерация

Определим основные параметры импульсов, генерируемых в режиме квазистационарной генерации. В случае стационарной генерации система уравнений (2) принимает вид

$$\frac{da_n}{dz} = \frac{\mu_0}{2\sqrt{\epsilon} \gamma_n} \sum_m \int \frac{\Gamma[\Gamma - i(\omega_n - \omega_{21})]}{\Gamma^2 + (\omega_n - \omega_{21})^2} \times R_m g_2(E_2) g_1(E_1) dE_1 dE_2 a_{n-m}, \quad (3)$$

$$R_m = R_m^{(e)} - \mu_0 \Gamma \tau c \sum_{n, m'} R_{m'} \left[\frac{\Gamma(a_{n-m'} a_{n-m}^* + a_{n+m'} a_{n+m}^*)}{\Gamma^2 + (\omega_n - \omega_{21})^2} - \frac{i(\omega_n - \omega_{21})(a_{n-m'} a_{n-m}^* - a_{n+m'} a_{n+m}^*)}{\Gamma^2 + (\omega_n - \omega_{21})^2} \right],$$

где стационарное значение резонансного коэффициента усиления μ_0 связано с временем T_1 хорошо известным соотношением

$$\mu_0 = \frac{4\pi|m|^2 n_0}{\hbar \omega_n \Gamma c} = \frac{3\lambda^2}{4\pi} \frac{n_0}{\Gamma T_1}.$$

В систему уравнений (3) введен безразмерный векторный потенциал

$$A_n(z, t) = \left(\frac{2\pi \hbar c^2 n_0}{\omega_n} \right)^{1/2} a_n(z, t). \quad (4)$$

При нормировке (4) $|a_n(z, t)|^2$ есть плотность числа квантов в моде n , нормированная на плотность электронов n_0 .

Второе слагаемое в правой части второго уравнения системы (3) описывает насыщение разности населенностей и наведение решетки населенностей. Пренебрегая этим слагаемым (т.е. не вдаваясь пока в динамику синхронизации мод лазера), для амплитуды поля на выходе из резонатора лазера несложно получить следующее выражение:

$$a_n(z = l + d, t) = c_n \exp \left\{ \frac{1}{2\sqrt{\epsilon} \gamma_n n_0} [\mu_1(\omega_n, U_1) n_0 l - \mu_2(\omega_n, U_2) n_1 d] - i k_n (l + d) \right\}, \quad (5)$$

где n_1 – квазиравновесная плотность электронов на акцепторных уровнях в поглощающей секции лазера; U_1 и U_2 – напряжения на $p - n$ -переходе в усиливающих и поглощающей секциях лазера. Полагая, что однородная ширина линии лазерного перехода Γ много меньше неоднородной, для коэффициента резонансного усиления $\mu_1(\omega_n, U_1)$ несложно получить

$$\mu_1(\omega_n, U_1) = \mu_0 \pi \int g_2(E_1 + \hbar \omega_n) g_1(E_1) \times \left[\tanh \left(\frac{F_p + U_1 - E_1 - \hbar \omega_n}{2kT} \right) - \tanh \left(\frac{F_p - E_1}{2kT} \right) \right] dE_1, \quad (6)$$

где F_p – дырочный квазиуровень Ферми. Аналогичное по структуре выражение имеет и коэффициент поглощения $\mu_2(\omega_n, U_2)$.

Максимум интегрального коэффициента усиления

$$G(\omega_n, U_1, U_2) L = \mu_1(\omega_n, U_1) n_0 l - \mu_2(\omega_n, U_2) n_1 d, \quad (7)$$

где $L = l + d$, достигается на частоте ω_0 , определяемой условием

$$\frac{\partial G(\omega_0)}{\partial \omega} = 0. \quad (8)$$

Раскладывая (7) в ряд с точностью до членов второго порядка по $\omega_n - \omega_0$, получаем

$$G(\omega_n) = G(\omega_0) - \frac{1}{2} \left| \frac{\partial^2 G}{\partial \omega^2}(\omega_0) \right| (\omega_n - \omega_0)^2.$$

В режиме синхронизации мод (динамика эволюции и установления синхронизации мод будет исследована в численных экспериментах) можно положить в (5) $c_n = c_0$. В этом случае из выражения для интенсивности поля

$$I(t) = \left| \sum_n a_n(z = l + d, t) \exp(i\omega_n t) \right|^2 \quad (9)$$

на выходе резонатора лазера с координатой $z = l + d$ не- сложно получить следующее выражение для длительно- сти одиночного импульса из цуга:

$$\tau_p = [|\mu_1''(\omega_0)|n_0l - \mu_2''(\omega_0)n_1d]^{1/2}, \quad (10)$$

где $\mu'' = \partial^2 \mu / \partial \omega^2$. Для проведения численных оценок можно аппроксимировать (6) гауссовой функцией, для которой $\mu''(\omega_0) = \mu(\omega_0) / \Delta\omega^2$, поэтому для получения субпикосекундной генерации ширина полосы усиления $\Delta\omega$ должна быть не менее 10^{-3} эВ.

Таким образом, анализ режима квазистационарной генерации показывает, что при оптимальном подборе поглощающей секции эффективная ширина линии усиления в трехсекционном лазере может быть больше, чем в усиливающей секции $\Delta\omega_1 = (|\mu_1''(\omega_0)|n_0l)^{-1/2}$. В результате длительность генерируемых импульсов уменьшается. Формула (10) показывает, что длительность импульсов существенно зависит от тока накачки, запирающего напряжения, соотношения длин усиливающей и поглощающей секций и дает возможность оптимального подбора указанных параметров для достижения предельно коротких импульсов.

3. Динамика многомодовой генерации

Динамика многомодовой генерации исследовалась путем численного решения вышеприведенной системы уравнений с параметрами, близкими к экспериментальным [1, 2]. В качестве разностной схемы была выбрана схема бегущего счета первого порядка точности относи-

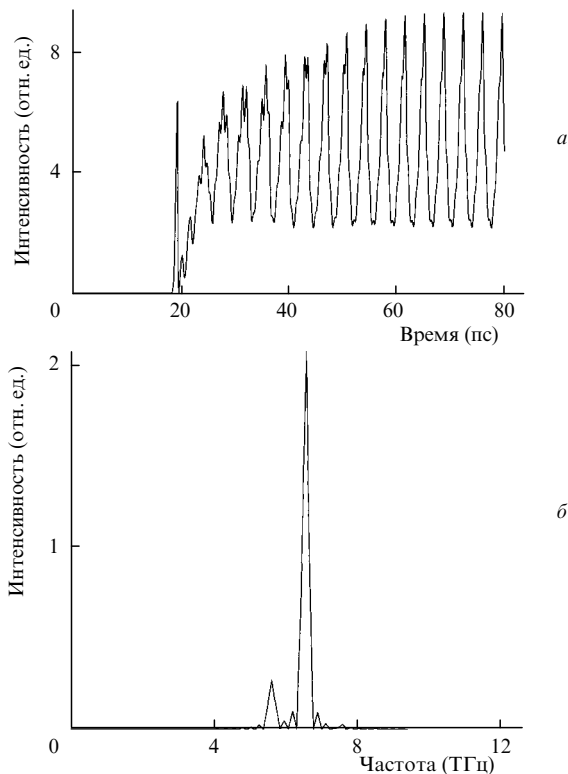


Рис.1. Временной профиль (а) и спектр (б) интенсивности излучения на выходе лазера без поглощающей секции.

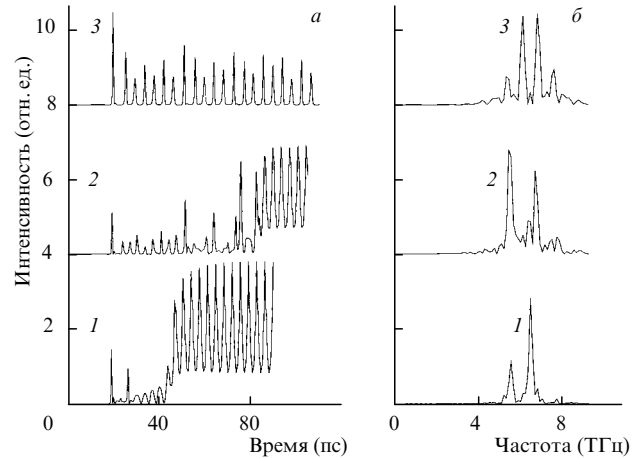


Рис.2. Временные профили (а) и спектры (б) интенсивности излучения на выходе из резонатора при фиксированном запирающем напряжении и длинах поглощающей секции лазера, расположенной посередине резонатора, $d = 10$ (1), 20 (2) и 40 мкм (3).

тельно шага по времени и второго порядка точности по пространственной координате на соответствующей сетке. Для обеспечения устойчивости схемы была искусственно введена малая диффузия на сетке. Длина шага пространственной сетки, в силу сделанных приближений, должна быть больше длины волны и, вместе с длиной шага по времени, обеспечивать устойчивость численной схемы.

На рис.1 представлены временной профиль и спектр интенсивности излучения на выходе лазера (см.(9)) в отсутствие поглощающей секции. Видно, что длительность первого импульса равна 0.7 пс. Однако длительность всех последующих импульсов составляет 3 пс и связана с временем обхода резонатора длиной 100 мкм. Таким образом, в отсутствие поглотителя устойчивая генерация субпикосекундных импульсов не наблюдается.

На рис.2 представлены временные профили и спектры интенсивности выходного излучения при фиксированном запирающем напряжении и различных длинах поглощающей секции, расположенной в центре резонатора лазера (10 мкм – кривые 1, 20 мкм – кривые 2, 40 мкм – кривые 3). В первом случае длительность первого импульса была 0.5 пс, длительность следующих за ним импульсов составляла от 2 до 2.5 пс. При этом имела место достаточно глубокая модуляция интенсивности.

Увеличение длины поглощающей секции до 20 мкм привело к росту низкочастотного пика в спектре интенсивности (кривая 2 на рис.2, б). При $d = 40$ мкм достигнута практически полная модуляция интенсивности. Длительность импульсов в цуге варьируется от 0.7 до 1.1 пс. При времени t свыше 70–80 пс наблюдается квазистационарная генерация. С увеличением длины поглотителя спектр излучения из практически одномодового (кривая 1 на рис.2, б) становится симметричным четырехгорбым с двумя ярко выраженными спектральными линиями (кривая 3 на рис.2, б), что согласуется с результатами экспериментов [1, 2].

Аналогичная трансформация спектра происходит и при вариации запирающего напряжения, подаваемого на поглощающую секцию. Однако в этом случае наряду с уширением спектра происходит и сдвиг его центральной частоты, т. к. изменение запирающего напряжения U_2 приводит к изменению частоты ω_0 , определяемой условием (8).

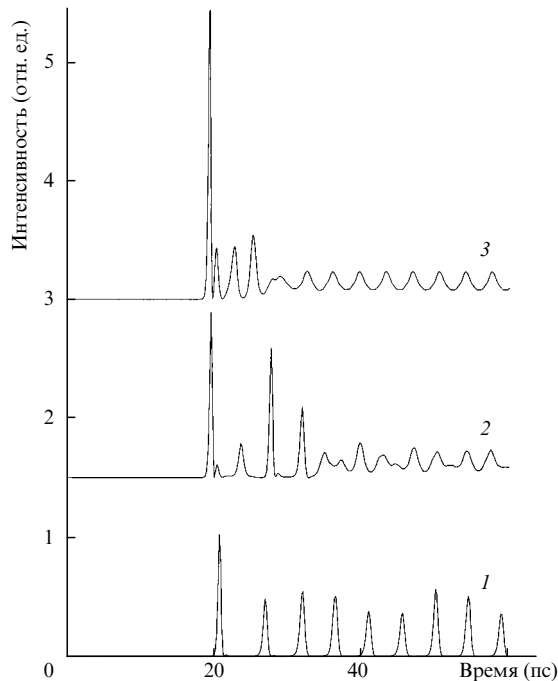


Рис.3. Временные профили интенсивности излучения на выходе из резонатора лазера при фиксированной длине ($d = 40$ мкм) и смещении центра поглощающей секции относительно середины резонатора $\Delta h = 7.5$ (1), 15 (2) и 30 мкм (3).

Исследуем зависимость формы генерируемых импульсов от положения поглощающей секции в резонаторе лазера. На рис.3 показаны временные профили интенсивности излучения на выходе лазера при фиксированной длине ($d = 40$ мкм) и различном смещении Δh центра поглощающей секции относительно середины резонатора, равном 7.5, 15 и 30 мкм (кривые 1–3 соответственно). Отметим, что в последнем случае поглощающая секция занимает торцевую область лазера. Из рис.3 видно, что при смещении поглощающей секции от середины резонатора генерация цуга субпикосекундных импульсов становится неустойчивой и с приближением ее к торцу резонатора интенсивность импульсов, следующих за первым, резко падает. При этом длительность первого импульса сокращается и становится равной 0.5–0.7 пс.

Заключение

Результаты проведенного теоретического исследования и математического моделирования показывают, что введение в резонатор лазера поглощающего слоя позволяет управлять параметрами генерируемых импульсов. Оптимальный подбор толщины слоя и запирающего напряжения позволяет увеличить эффективную ширину полосы усиления и тем самым сократить длительность импульсов генерации.

Из расчетов следует, что параметры генерируемых импульсов зависят также и от пространственного распределения коэффициента усиления, т. е. от положения запирающего слоя в резонаторе лазера. Расположение поглотителя посередине активной области лазера приводит к стабильной генерации цуга субпикосекундных импульсов. Для реализации режима генерации одиночного субпикосекундного импульса поглощающий слой должен быть расположен ближе к торцу активной области лазера.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (грант № 99-02-16093) и программы «Университеты России».

1. Васильев П.П. *Квантовая электроника*, **21**, 585 (1994).
2. Васильев П.П. *Квантовая электроника*, **24**, 885 (1997).
3. Беленов Э.М., Васильев П.П. *Письма ЖЭТФ*, **48**, 416 (1988).
4. Ривлин Л.А., Семенов А.Т., Якубович Д. *Динамика излучения полупроводниковых лазеров* (М., Радио и связь, 1983).
5. Ханин Я.И. *Динамика квантовых генераторов* (М., Наука, 1988).
6. Andreev A.V., Emelyanov V.I., Ilinskii Yu.A. *Collective effects in optics: superradiance and phase transitions* (Bristol, Philadelphia, IOP Publ., 1993).

A.V.Andreev, A.A.Valeev. **Dynamics of generation of subpicosecond pulses in semiconductor injection lasers.**

A theory of the generation of subpicosecond pulses in semiconductor injection lasers taking into account multi-mode generation and a band structure of energy levels in doped semiconductors has been developed. Spatial-temporal dynamics of mode locking in a triple section laser with a saturable absorber has been investigated. The analysis carried out has allowed for determining the optimum conditions for the generation of ultimately short pulses. It has also permitted to study dependencies of parameters of the generated pulses on pumping current, the reverse voltage, and a length ratio of the amplifying and absorbing sections.