

КОНКУРЕНЦИЯ И КООПЕРАЦИЯ МОД В ЛАЗЕРАХ НА СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ

Н.С. Гинзбург, М.И. Петелин

Рассмотрены особенности конкуренции и кооперации мод в ЛСЭ генераторах, работающих в режимах как однородного, так и неоднородного уширения линии активного вещества. С использованием аналитических и численных методов показано, что в режиме однородного уширения линии по мере превышения тока пучка над стартовым значением проходит следующая последовательность бифуркаций: режим одномодовой одночастотной генерации, режим периодической автомодуляции (самосинхронизации мод), режим стохастической автомодуляции. Эффективность энергообмена в последнем режиме может превышать КПД режима одномодовой генерации за счет реализации механизма стохастического торможения, когда электроны, взаимодействуя с одной модой и отдав ей часть своей энергии, оказываются в резонансе с другой модой и т.д. КПД при этом растет пропорционально ширине спектра излучения. Показано, что при использовании некогерентной накачки или стохастических модуляторов аналогичный механизм торможения и повышения КПД может быть реализован при монохроматической сигнальной волне.

Введение

Данный обзор посвящен динамике генераторов когерентного электромагнитного излучения, основанных на взаимодействии электромагнитных волн с потоками электронов, обладающих релятивистской поступательной скоростью. Благодаря доплеровскому смещению частоты последнее обстоятельство делает устройства такого рода пригодными для получения весьма высоких частот - вплоть до диапазона световых волн. Это и послужило основанием для того, чтобы назвать эти генераторы лазерами на свободных электронах (ЛСЭ) [1].

В ЛСЭ могут использоваться различные механизмы индуцированного излучения электронов: ондуляторное, циклотронное, черенковское излучение, вынужденное рассеяние волн. Нередко понятие ЛСЭ сводят к приборам, основанным только на ондуляторном излучении [1,2]. Однако в данном обзоре, за исключением раздела 5, последнее ограничение не подразумевается. Дело в том, что в довольно широкой области параметров теория всех ЛСЭ может быть построена универсальным способом. Для стационарных режимов это было сделано в [3-6]. Данный обзор посвящен главным образом нестационарным процессам, таким как нелинейная конкуренция мод, параметрическая неустойчивость рабочей моды, периодическая и стохастическая автомодуляция, взаимная синхронизация мод, некогерентная накачка и т.д.

Следует отметить, что указанные выше эффекты присущи весьма широкому классу распределенных автоколебательных систем, исследуемых и используемых в гидрофизике, физике плазмы, вакуумной электронике и в традиционных (квантовых) лазерах [7-18]. Некоторая специфика ЛСЭ (по сравнению с квантовыми генераторами) состоит, очевидно, в том, что здесь активная среда образована релятивистскими частицами и поэтому обладает сильной пространственной дисперсией, масштаб которой соизмерим с длиной генератора.

Для описания многочастотных процессов в ЛСЭ может быть использован как модовый, так и пространственно-временной подход.

Очевидно, что модовый подход полезен для описания сильного взаимодействия небольшого числа мод или произвольного числа слабосвязанных мод [19-21]. Напомним, что связь мод называется слабой [10, 17], если каждая мода черпает энергию на свое возбуждение из своей части (в пространстве скоростей или координат) электронного пучка. В этом случае моды сосуществуют почти независимо в одном генераторе. Связь называется сильной, когда электронный поток не может быть разделен на части, принадлежащие различным модам. Аналогично квантовым генераторам сильная связь мод реализуется в режиме однородного уширения линии активного вещества, а слабая связь мод возникает в режиме неоднородного уширения.

Сильная связь мод, имеющих сильно неэквидистантный спектр собственных частот, может быть сведена к совокупности бинарных взаимодействий и описана в рамках модового подхода. Однако, в случае сильной связи большого числа эквидистантных мод, обладающих почти одинаковой добротностью (случай типичный для квазиоптических резонаторов), модовый подход не столь привлекателен. Дело в том, что если возбуждены две произвольные моды, то возникает нелинейная комбинационная компонента электронного тока, которая возбуждает третью моду и т.д. В результате может возникать каскадное перераспределение энергии по спектру, поэтому трудно предсказать, какие моды будут участвовать во взаимодействии. В таких условиях более целесообразным становится пространственно-временной подход.

В традиционном виде пространственно-временной подход состоит в компьютерном моделировании взаимодействия электронов с электромагнитной волной на каждом проходе волны по резонатору [22-27]. Однако, чем ближе коэффициенты отражения от зеркал $R_{1,2}$ к единице и чем меньше огибающая изменяется на одном проходе, тем большее число проходов занимает переходный процесс

$$N = \frac{1}{1-R_1R_2}.$$

В этом случае удобно перейти [4,28,29] от дискретной переменной (номера прохода) к непрерывной (медленному времени) подобно тому, как в электродинамике описывается экспоненциальное затухание поля в холодном резонаторе.

В разделах 1-3 настоящего обзора в рамках пространственно-временного подхода анализируется сильная связь мод в условиях однородного уширения линии активного вещества. Исследован как режим стационарной, так и периодической импульсной инжекции электронного потока. В случае стационарной инжекции в рамках клистронной аппроксимации пространства взаимодействия аналитически исследована устойчивость режима одномодовой генерации и описан механизм возникновения автомодуляции.

В разделе 4 рассмотрена слабая связь мод в условиях неоднородного уширения линии активного вещества. Здесь для описания эффектов насыщения и определения стационарного распределения энергии излучения по спектру мод со слабо коррелированными фазами модовый подход дополнен квазилинейным приближением [21].

Характерной особенностью ЛСЭ как с однородным, так и неоднородным уширением линии является то, что при больших превышениях над порогом генерации, когда число возбуждающихся мод очень велико, реализуется механизм стохастического торможения электронов. В этом режиме электрон, провзаимодействовав с одной модой и отдав ей часть энергии, оказывается в

синхронизме с другой модой и т.д. В результате электронный КПД растет пропорционально ширине спектра излучения и может существенно превосходить КПД режима одномодовой одночастотной генерации. Таким образом КПД оказывается тем выше, чем ниже степень когерентности излучения. Однако в ЛСЭ, основанных на вынужденном ондуляторном излучении и вынужденном рассеянии волн, механизм стохастического торможения может быть реализован и при когерентной монохроматической сигнальной волне, если использовать стохастическую накачку (стохастические ондуляторы) [30]. Подобный метод повышения КПД анализируется в разделе 5 настоящего обзора.

1. Вывод нестационарных уравнений ЛСЭ-генераторов

Пусть генерируемое излучение заключено между двумя зеркалами с коэффициентами отражения $R_{1,2}$ (рис.1). В таком резонаторе поле может быть представлено в виде двух встречных квазиоптических пучков

$$A = \text{Re}\{y_0[A_m^+(z,t)\exp(i(\omega_0 t - h_0 z)) + A_m^-(z,t)\exp(i(\omega_0 t + h_0 z))]\},$$

где ω_0 - несущая частота, $h_0 = h(\omega_0)$. Условия синхронизма в рассматриваемом классе генераторов могут быть записаны в виде

$$\omega - hv_{\parallel} = \Omega_{\perp}, \quad (1)$$

где Ω_{\perp} - частота осцилляций электронов. Для ЛСЭ, основанных на вынужденном рассеянии волн и вынужденном ондуляторном излучении, частота осцилляций $\Omega_{\perp} = \omega_1 + h_1 v_{\parallel}$, где ω_1 , h_1 - частота и волновое число поля накачки¹, и условие (1) эквивалентно условию синхронизма между частицами и виртуальной комбинационной волной

$$v_{\parallel} = v_c = \omega_c / h_c, \quad (2)$$

где $\omega_c = \omega - \omega_1$, $h_c = h + h_1$ - частота и волновое число комбинационной волны.

Взаимодействие волнового пучка на m -ом проходе по резонатору с электронным потоком описывается с учетом дисперсионного расплывания следующими уравнениями

$$\frac{\partial \alpha_m^+}{\partial z} + \frac{1}{v_{gr}} \frac{\partial \alpha_m^+}{\partial t} + i \frac{v}{2} \frac{\partial^2 \alpha_m^+}{\partial t^2} = i \frac{\omega_{p\perp}^2}{4\omega_0 v_{gr}} \alpha I_{\omega}, \quad (3)$$

$$\left(-\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{v_{\parallel}} \frac{\partial}{\partial t}\right)^2 \theta = k^2 \mu \alpha \text{Im}(\alpha_m^+ \exp i\theta), \quad (4)$$

$$\theta|_{z=0} = \theta_0 \in [0, 2\pi], \quad \left(-\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{v_{\parallel}} \frac{\partial}{\partial t}\right) \theta|_{z=0} = \delta,$$

где $v_{gr} = dh/d\omega$ - групповая скорость электромагнитной волны, $v = d^2h/d\omega^2$ - параметр дисперсионного расплывания, α - параметр связи, пропорциональный

¹ Здесь и далее ондуляторное поле рассматривается как волна накачки, имеющая нулевую частоту.

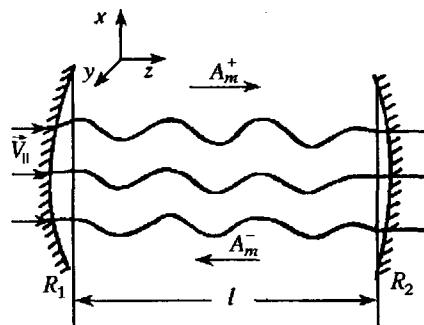


Рис. 1. Схема ЛСЭ с двухзеркальным квазиоптическим резонатором. $R_{1,2}$ - коэффициенты отражения от зеркал, l - расстояние между зеркалами.

осцилляторной скорости частиц, μ - параметр инерционной группировки, $\alpha_m = eA_m / (m_e c^2 \gamma_0)$, $k = \omega/c$, $\theta = \omega_0 t - h_0 z - \int \Omega_{\perp} dt$ - фаза электрона в поле синхронной волны, $\delta = (\omega_0 - h_0 v_{\parallel} - \Omega_{\perp 0}) / v_{\parallel}$ - начальная расстройка синхронизма на несущей частоте, $\omega_p = (4\pi e \rho_0 / m_e)^{1/2}$ - плазменная частота, $\omega_{p\perp} = \omega_p / \gamma_0^{1/2}$, ρ_0 - невозмущенная плотность

электронного пучка, $I_0 = 1/\pi \int_0^{2\pi} \exp(-i\theta) d\theta$ - амплитуда первой гармоники ВЧ-тока.

При записи (2)-(4) полагали, что изменения энергии $E = m_e c^2 \gamma$ электронов малы, а также пренебрегали ближним кулоновским взаимодействием частиц. В таких предположениях уравнения движения частиц в различных модификациях ЛСЭ могут быть с точностью до величин параметров связи и группировки (см. [3-5]) приведены к универсальному виду (4).

Пучок A_m^- , распространяющийся в отрицательном направлении оси z , не взаимодействует с электронами; его эволюция описывается уравнением

$$\frac{\partial \alpha_m^-}{\partial z} - \frac{1}{v_{gr}} \frac{\partial \alpha_m^-}{\partial t} + i \frac{v}{2} \frac{\partial^2 \alpha_m^-}{\partial t^2} = 0. \quad (5)$$

Далее уравнения (2), (5) следует проинтегрировать вдоль характеристик $\zeta = t \mp z/v_{gr}$. Принимая во внимание граничные условия на зеркалах

$$\alpha_m^-(l, \zeta) = R_2 \alpha_{m+1}^+(l, \zeta), \quad (6)$$

$$\alpha_{m+1}^+(0, \zeta) = R_1 \alpha_m^-(0, \zeta),$$

где l - расстояние между зеркалами, получим, что значения амплитуды волны на двух соседних проходах по резонатору связаны соотношением

$$\alpha_{m+1}^+ - \alpha_m^+ = -(1 - R_1 R_2) \alpha_m^+ + \frac{i v}{2} (R_1 R_2 \frac{\partial^2 \alpha_m^+}{\partial \zeta^2} + R_1 \frac{\partial^2 \alpha_m^-}{\partial \zeta^2}) + R_1 R_2 \frac{\omega_{p\perp}^2}{4 \omega_0 v_{gr}} \int_0^l \alpha I_0 dz. \quad (7)$$

При выводе (7) мы считали, что дисперсионное распыливание волнового пучка на одном проходе мало

$$\int_0^l \frac{\partial^2 \alpha_m^{\pm}}{\partial \zeta^2} dz \cong l \frac{\partial^2 \alpha_m^{\pm}}{\partial \zeta^2}.$$

Допустим теперь, что модули коэффициентов отражения близки к единице $R_{1,2} \cong 1$. В таких условиях изменения амплитуды огибающей сигнала на одном проходе по резонатору мало: $|(\alpha_{m+1}^+ - \alpha_m^+)/\alpha_m^+| \ll 1$, что позволяет перейти от дискретной переменной m к медленному времени τ , выбрав за единицу отсчета времени период обращения волны по резонатору $T_R = 2l/v_{gr}$. В результате из уравнения в конечных разностях (7) получаем дифференциальное уравнение [4, 28, 29]

$$\frac{\partial \alpha}{\partial \tau} + \frac{\omega_0}{2Q} \alpha + i \frac{v v_{gr}}{2} \frac{\partial^2 \alpha}{\partial \zeta^2} = \frac{i \omega_{p\perp}^2}{8 \omega_0 l} \int_0^l \alpha I_0 dz, \quad (8)$$

где $\alpha = \alpha(\tau, \zeta)$, $Q = \omega_0 l / (v_{gr} (1 - R_1 R_2))$ - добротность резонатора. Уравнение (8) следует дополнить начальными и граничными условиями

$$\alpha|_{\tau=0} = \alpha_0(\zeta), \quad (9)$$

$$\alpha(\tau, \zeta) = \alpha(\tau, \zeta + T_R). \quad (10)$$

Условие цикличности (10) позволяет разложить решение в ряд Фурье

$$\alpha(\tau, \zeta) = \sum_{q=-\infty}^{\infty} \alpha_q(\tau) \exp(-i\Delta_q \zeta), \quad (11)$$

где $\Delta_q = (2\pi/T_R)q$. Амплитуду каждой из гармоник можно рассматривать как амплитуду моды резонатора, возбуждаемой электронным потоком.

Уравнения движения электронов (3) в переменных z , $\zeta = t - z/v_{gr}$ принимают вид

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \left(\frac{1}{v_{\parallel}} - \frac{1}{v_{gr}}\right) \frac{\partial}{\partial \zeta}\right)^2 \theta = k^2 \mu \alpha \operatorname{Im}(\alpha \exp i\theta). \quad (12)$$

При этом малая величина изменения амплитуды огибающей сигнала на одном проходе позволяет не учитывать в уравнениях движения (12) явной зависимости амплитуды от продольной координаты. Уравнения (8), (12) совместно с начальными и граничными условиями (9), (11) образуют самосогласованную систему уравнений, описывающую эволюцию поля в ЛСЭ-генераторах.

В режиме одномодовой генерации, представляя решение (9) и (12) в виде

$$\alpha = \alpha_q(\tau) \exp(-i\Delta_q \zeta), \quad \theta = \vartheta(z) + \Delta_q \zeta,$$

приведем эти уравнения к форме

$$\frac{d\alpha_q}{d\tau} + \frac{\omega_0}{2Q} \alpha_q - \frac{iv_{gr} v \Delta_q^2}{2} \alpha_q = i \frac{\omega_{p1}^2}{8\omega_0 l} \int_0^l \alpha I_{\omega} dz,$$

$$\frac{\partial^2 \vartheta}{\partial z^2} = k^2 \mu \alpha \operatorname{Im}(\alpha_q \exp i\vartheta), \quad (13)$$

$$\vartheta|_{z=0} = \vartheta_0 \in [0, 2\pi], \quad \frac{\partial \vartheta}{\partial z} \Big|_{z=0} = \delta - \Delta_q.$$

Уравнения (13) совпадают с хорошо известными уравнениями, описывающими установление колебаний в одномодовых резонансных СВЧ-генераторах [31].

2. Режим стационарной инжекции электронов

В этом разделе анализируются многочастотные процессы в ЛСЭ-генераторах, на вход которых поступает стационарный электронный поток. В п.2.1 в рамках клистронной аппроксимации пространства взаимодействия генератора аналитически исследована устойчивость рабочей моды и найдены основные закономерности перехода к многочастотным автомодуляционным режимам генерации. В п.2.2 эти результаты подтверждены численным моделированием в рамках более универсальной и реалистичной модели ЛСЭ, в которой предполагается, что взаимодействие электронов с излучением непрерывно на всей длине генератора.

2.1. Анализ устойчивости режима одномодовой генерации

Для определения причин и условий возникновения автомодуляции полезен анализ режима стационарной одномодовой генерации на устойчивость. Аналитически такой анализ может быть легко проведен в рамках клистронной аппроксимации пространства взаимодействия, то есть в предположении, что взаимодействие электронов с волной происходит в двух коротких зазорах, разделенных областью свободного дрейфа частиц [32,33]. На практике такая

конфигурация может быть, например, реализована в убитронах с ондулятором, состоящим из двух коротких секций, которые помещены в начале и в конце пространства взаимодействия. Клистронной аппроксимации соответствует параметр связи в виде двух дельта-функций

$$x = x_1 \delta(z) + x_2 \delta(z - l_{dr}). \quad (14)$$

Будем далее также считать, что величина параметра связи в выходной секции значительно превосходит соответствующую величину в модулирующей секции $x_1 \ll x_2$. При параметре связи, заданном соотношением (14), уравнения движения электронов легко интегрируются и система уравнений (8), (12) редуцируется к одному уравнению с запаздывающим аргументом [34]

$$\frac{\partial \alpha}{\partial \tau} + \frac{1}{2Q} \alpha - \frac{i v}{2} \frac{\partial^2 \alpha}{\partial \zeta^2} = -i X \left\{ \frac{\alpha}{|\alpha|} J_1(|\alpha|) \right\} \Big|_{\zeta = \zeta - L_{dr}} \quad (15)$$

где $X = (\mu x_1 x_2 \omega_{p1}^2) / (16c^2)$ - параметр, пропорциональный току пучка, J_1 - функция Бесселя,

$$\tau = \omega_0 t, \quad \alpha = k^2 \mu x_1 l_{dr} \alpha, \quad \zeta = k(1/v_{||} - 1/v_{gr})^{-1} \zeta,$$

$$v = kv_{gr}(1/v_{||} - 1/v_{gr})^{-2} v, \quad L_{dr} = kl_{dr}.$$

При записи уравнения (15) мы выбрали в качестве несущей частоты, на которой расстройка синхронизма δ равна нулю. КПД ЛСЭ в рамках клистронной модели определяется соотношениями

$$\eta = k^3 \mu x_1 x_2 l_{dr} \eta_n, \quad \eta_n = \frac{1}{T_R} \int_0^{T_R} d\zeta \operatorname{Re} \left[i \alpha \left\{ \frac{\alpha^*}{|\alpha|} J_1(|\alpha|) \right\} \Big|_{\zeta = \zeta - L_{dr}} \right]. \quad (16)$$

Для определения характеристик стационарного режима генерации представим решение уравнения (15) в виде $\alpha = \alpha_0 \exp(i(\Omega \tau - \Delta_q \zeta))$. Тогда для амплитуды стационарных колебаний и для электронной перестройки частоты имеем

$$1/2Q = -\chi'', \quad (17a)$$

$$\Omega + (v \Delta_q^2)/2 = -\chi', \quad (17b)$$

где

$$\chi = \chi' - i\chi'' = X \exp(i\Phi) J_1(\alpha_0) / \alpha_0 \quad (18)$$

- комплексная восприимчивость, вносимая электронным потоком в резонатор, $\Phi = \Delta_q l_{dr}$ - угол пролета электронов относительно рабочей моды. В режиме малого сигнала из соотношения (17a) получаем стартовые условия

$$QX \sin \Phi > 1. \quad (19)$$

Будем называть далее область углов пролета (область расстроек синхронизма), где условие (19) выполнено, областью самовозбуждения. В случае малых превышений тока пучка над минимальным пороговым значением $QX = 1.0$ из (17a) получаем следующее соотношение между амплитудой моды и ее положением в зоне самовозбуждения (рис.2)

$$\alpha_0^2 = 4[(\Delta \Phi^*)^2 - (\Delta \Phi)^2], \quad (20)$$

где $\Delta \Phi^*$ - ширина зоны самовозбуждения, а $\Delta \Phi$ - сдвиг частоты рабочей моды

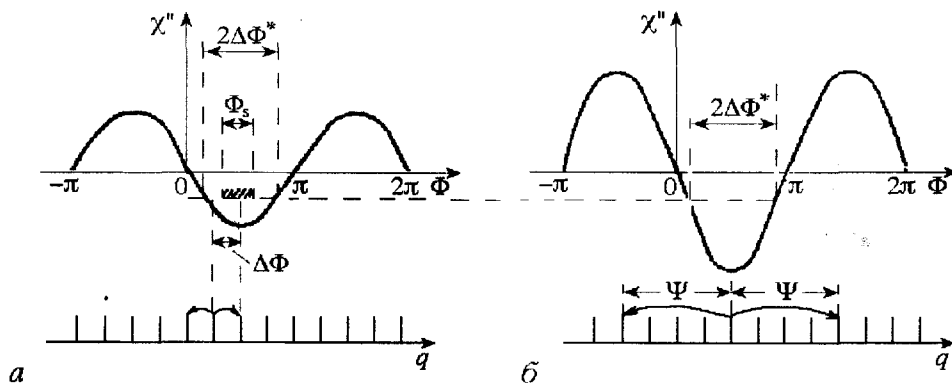


Рис. 2. Активная часть электронной восприимчивости χ'' как функция угла пролета рабочей моды Φ и процессы распада при умеренном (а) и сильном (б) превышении тока пучка над стартовым значением; $2\Delta\Phi^*$ - полоса самовозбуждения, Φ_s - полоса устойчивой одномодовой генерации (заштрихована), $\Delta\Phi$ - сдвиг по углу пролета частоты рабочей моды от центра полосы самовозбуждения $\Phi = \pi/2$, Ψ - сдвиг по углу пролета частоты моды-спутника от частоты рабочей моды

относительно центра ($\Phi=\pi/2$) указанной зоны. Нормированный КПД в одномодовом режиме генерации равен

$$\eta_n = \sin\Phi \alpha_0 J_1(\alpha_0).$$

Максимальный КПД $\eta_{n\max} = 1.25 \sin\Phi$ достигается при $(QX)_{\text{cr1}} \sin\Phi = 2.25$ (рис. 3).

Линеаризуя уравнение (15) вблизи стационарного состояния (17), то есть представляя $\alpha = (\alpha_0 + \epsilon) \exp(i\Omega\tau - \Delta_q \zeta^*)$, где $|\epsilon| \ll 1$, для малых возмущений получим

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial \tau} + i\Omega\epsilon + \frac{\epsilon}{2Q} - i \frac{v}{2} \left(i\Delta_q - \frac{\partial}{\partial \zeta^*} \right)^2 \epsilon = -ip \left[(1-s)\epsilon - (1+s)\epsilon^* \right]_{\zeta^* = \zeta - L_{dr}}, \quad (21)$$

где $p = XJ_1(\alpha_0)/(2\alpha_0)$, $s = -J_1'(\alpha_0)\alpha_0/J_1(\alpha_0)$. Заметим, что в условиях достижения максимального КПД параметр $s = 1$ (см. рис. 3). Первый член в правой части уравнения (21) описывает изменение усиления затравочной волны (моды) в присутствии сильной волны. Второй член в отличие от первого существен лишь тогда, когда спектр мод резонатора близок к эквидистантному. Этот член ответствен за четырехквантовый параметрический процесс, состоящий в том, что два кванта интенсивной волны распадаются на два кванта волн спутников

$$2\omega = \omega_+ + \omega_-, \quad (22)$$

частоты которых $\omega_{\pm} = \omega \pm \Delta\omega$ равно отстоят от частоты основной волны ω . Соответственно, представляя решение (21) в виде

$$\epsilon = \epsilon_+(\tau) \exp(-i\Delta^- \zeta^*) + \epsilon_-(\tau) \exp(i\Delta^- \zeta^*), \quad (23)$$

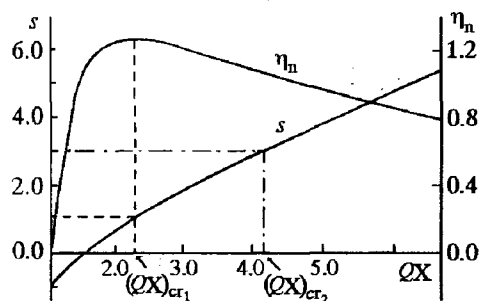


Рис. 3. Нормализованный КПД η_n и параметр s для рабочей моды, расположенной в центре полосы самовозбуждения, как функции параметра QX , характеризующего превышение над порогом генерации; $(QX)_{\text{cr1}}$ - порог возникновения автомодуляции при слабой дисперсии, $(QX)_{\text{cr2}}$ - тот же порог при сильной дисперсии

где величина $\Delta^- = \Delta\omega/\omega_0(c/v_{||} - c/v_{gr})$ характеризует отстройку частот сателлитов от частоты основной моды, для амплитуд волн сателлитов приходим к уравнению связанных волн

$$\frac{d\epsilon_+}{d\tau} + \frac{\epsilon_+}{2Q} + i\Omega\epsilon_+ + \frac{i\nu^-}{2} (\Delta_q + \Delta^-)^2 \epsilon_+ = -ip \exp i(\Phi + \Psi) [(1-s)\epsilon_- - (1+s)\epsilon_+^*], \quad (24)$$

$$\frac{d\epsilon_-}{d\tau} + \frac{\epsilon_-}{2Q} + i\Omega\epsilon_- + \frac{i\nu^-}{2} (\Delta_q - \Delta^-)^2 \epsilon_- = -ip \exp i(\Phi - \Psi) [(1-s)\epsilon_- - (1+s)\epsilon_+^*],$$

где $\Psi = \Delta^- L_{dr}$. Решение (24) очевидно следует искать в виде $\epsilon_+, \epsilon_- \sim \exp(\Gamma\tau)$. В результате для инкремента распаднoй неустойчивости $\text{Re}\Gamma$ получим следующее дисперсионное уравнение

$$[\Gamma + (2Q)^{-1} + i\Omega + i(\nu^-/2)(\Delta_q + \Delta^-)^2 + ip(1-s)\exp i(\Phi + \Psi)] \cdot \\ \cdot [\Gamma + (2Q)^{-1} - i\Omega - i(\nu^-/2)(\Delta_q - \Delta^-)^2 - ip(1-s)\exp(-i(\Phi - \Psi))] = p^2(1+s)^2 \exp(2i\Psi). \quad (25)$$

Проанализируем вначале случай пренебрежимо малой дисперсии $\nu^- \ll 1$. Используя метод Д-разбиения, найдем, что волны-сателлиты нарастают ($\text{Re}\Gamma > 0$), если выполнен критерий

$$(1+g)(1+s - 2gs)^2 > \sin^2\Phi(2-g-gs)(3+g^2-4gs), \quad g = \cos\Psi. \quad (26)$$

В случае малых превышений над порогом генерации, когда значение амплитуды рабочей моды определяется соотношением (20), полученный критерий приобретает вид

$$3\varphi^2 - \psi^2/2 > 1, \quad (27)$$

где $\varphi = \Delta\Phi/\Delta\Phi^*$ и $\psi = \Psi/\Delta\Phi^*$. Согласно (27), рабочая мода неустойчива, когда ее частота достаточно сильно сдвинута от центра полосы самовозбуждения: $\varphi > 3^{-1/2}$ (рис.4, а). Моды, расположенные вблизи центра полосы, устойчивы.

Центральная мода теряет устойчивость при значительных превышениях тока над стартовым значением. Так для рабочей моды, расположенной строго в центре полосы ($\Phi = \pi/2$), критерий неустойчивости имеет вид

$$s \cos\Psi < -1. \quad (28)$$

При $s > 1$ эта мода распадается на два сателлита, расположенных в полосе поглощения $\Psi \approx \pm \pi$ (рис.4, б). Подчеркнем, что центральная мода теряет устойчивость точно в тот момент, когда ток пучка начинает превышать значение: $QX_{crit} = 2.25$, при котором достигается максимум КПД в режиме одночастотной стационарной генерации.

В случае сильной дисперсии $\nu^- \gg 1$ и сильно неэквидистантном спектре мод резонатора взаимодействие между волнами - сателлитами пренебрежимо мало. При этом система уравнений (24) распадается на два независимых уравнения, и инкремент нарастания возмущений определяется соотношением

$$\text{Re}\Gamma = p(1-s)\sin(\Phi + \Psi) - 1/2Q. \quad (29)$$

При малых превышениях тока пучка над стартовым значением, как и в случае слабой дисперсии моды, расположенные вблизи центра полосы самовозбуждения, устойчивы, а неустойчивость развивается только для мод

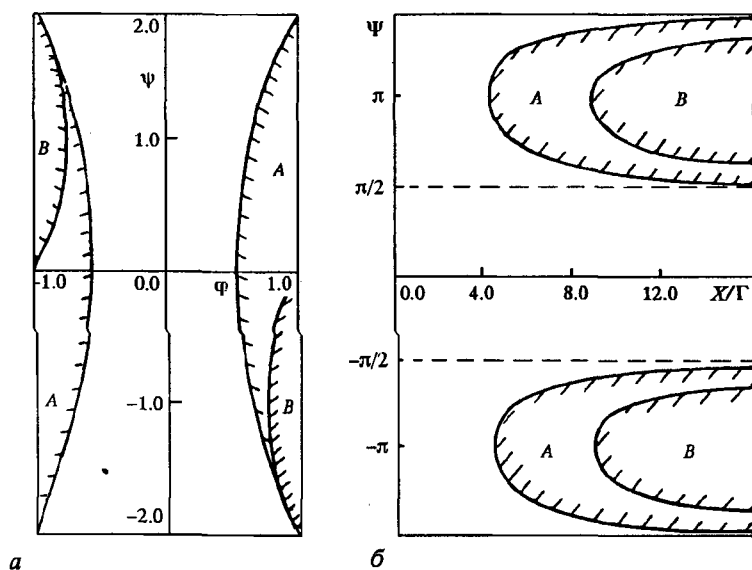


Рис. 4. Границы областей стабильности одномодового режима генерации: *a* - при малом превышении тока пучка над стартовым значением и произвольном положении рабочей моды в полосе самовозбуждения; *б* - при сильном превышении тока пучка над стартовым значением, когда частота рабочей моды лежит в центре полосы самовозбуждения. Кривые *A* - границы области стабильности при слабой ($\nu \ll 1$) дисперсии, кривые *B* - те же границы при сильной ($\nu \gg 1$) дисперсии

достаточно сильно сдвинутых от центра: $\phi > 2^{-1/2}$. Нарастают моды с углами пролета, лежащими, согласно (29), в интервале (см.рис. 4, *a*)

$$\psi_1 < \psi < \psi_2, \quad \text{где } \psi_{1,2} = -\phi \pm (2\phi^2 - 1)^{1/2}. \quad (30)$$

Для моды в центре полосы критерий неустойчивости приобретает вид (ср.с (28))

$$(s - 1)\cos\psi < -2. \quad (31)$$

В этом случае боковые сателлиты ($\psi = \pm\pi$) возбуждаются при $s > 3$ ($QX > 4.15$), то есть при больших превышениях над порогом генерации, чем при слабой дисперсии (см.рис.4, *б*).

Отсутствие устойчивых одночастотных решений означает, что многочастотные автомодуляционные режимы генерации должны реализоваться в случае больших превышений тока пучка над стартовым значением ($QX > 2.25$ в случае слабой и $QX > 4.15$ в случае сильной дисперсии). Характерный период автомодуляции выходного излучения может быть определен по отстройке частоты волн сателлитов и основной, питающей их волны

$$T_{SM} = 2l_{dr}(1/v_{\parallel} - 1/v_{gr}). \quad (32)$$

Очевидно, автомодуляция возникает, когда точка, соответствующая стационарному режиму генерации лежит на падающем участке зависимости высокочастотного тока пучка от амплитуды поля: $dI_{\omega}/d\alpha_0 = J_1'(\alpha_0) < 0$. Таким образом, одна из причин возникновения автомодуляции - перегруппировка электронов. Другая причина - влияние значения амплитуды волны на одном участке огибающей на соседние участки [11,34]. Такое влияние обусловлено проскальзыванием волны относительно электронов из-за отличия групповой скорости волны от поступательной скорости частиц. Характерный временной масштаб этого влияния $T_{cor} = l_{dr}(1/v_{\parallel} - 1/v_{gr})$.

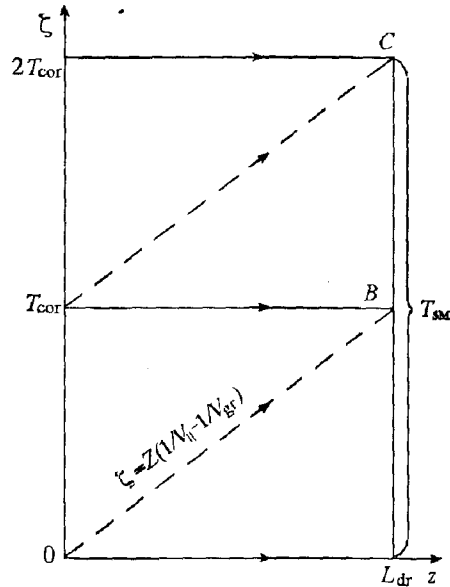


Рис. 5. Пространственно-временная диаграмма, поясняющая механизм автомодуляции в ЛСЭ - генераторах

Механизм автомодуляции может быть проиллюстрирован с помощью рис.5, на котором на плоскости (ζ, z) показаны характеристики волны $\zeta = \text{const}$ и электронов $\zeta = z(1/v_{||} - 1/v_{gr}) + \text{const}$. Предположим, что амплитуда поля превысила стационарный уровень α_0 на характеристике $\zeta = 0$. Если $dI_{\omega}/d\alpha_0 < 0$, тогда амплитуда высокочастотного тока уменьшится в точке B. Соответственно, поле на характеристике $\zeta = T_{cor}$ уменьшится, приводя к увеличению амплитуда ВЧ тока в точке C и возрастанию амплитуды поля на характеристике $\zeta = 2T_{cor}$. Далее процесс повторяется с периодом, определяемым соотношением (32).

2.2. Численное моделирование многочастотных процессов

Описанная выше модуляционная неустойчивость рабочей моды, расположенной в центре полосы усиления, должна приводить к реализации автомодуляционных режимов генерации. Исследуем здесь конкуренцию мод и развитие автомодуляционных процессов в рамках модели непрерывного взаимодействия электронного пучка с электромагнитной волной на всей длине генератора $x = \text{const}$. Пренебрегая дисперсией ($v = 0$) и уменьшая число независимых параметров путем замены переменных

$$\tau' = (\omega_0/2Q)\tau, \quad Z' = kzD, \quad \zeta' = \omega_0\zeta(c/v_{||} - c/v_{gr})^{-1}D, \quad L = (\omega_0/c)lD, \quad a = \alpha\mu\alpha D^{-2},$$

$$\delta' = (c/\omega_0)\delta D^{-1}, \quad T_R' = \omega_0 T_R (c/v_{||} - c/v_{gr})^{-1}D,$$

$$D = [\alpha^2 \mu \omega_{p\perp}^2 c / (4(1 - R_1 R_2) \omega_0^2 v_{gr})]^{1/3},$$

опуская штрихи, приведем систему уравнений (8), (12) к виду

$$\frac{\partial a}{\partial \tau} + a = i \int_0^L I_{\omega} dZ, \quad (33)$$

$$(\partial/\partial Z + \partial/\partial \zeta)\theta = \text{Im}(a \exp i\theta), \quad (34)$$

$$\theta|_{Z=0} = \theta_0 \in [0, 2\pi], \quad (\partial/\partial Z + \partial/\partial \zeta)\theta|_{Z=0} = \delta,$$

$$a|_{\tau=0} = a_0(\zeta), \quad a(\tau, \zeta) = a(\tau, \zeta + T_R).$$

КПД генератора в новых переменных задается соотношениями

$$\eta = \frac{D}{\mu(1 - \gamma_0^{-1})} \eta^{\sim}, \quad \eta^{\sim} = \frac{1}{2\pi T_R} \int_0^{T_R} \int_0^{2\pi} d\theta_0 [(\partial/\partial Z + \partial/\partial \zeta)\theta - \delta].$$

Характер режима генерации определяется двумя параметрами: приведенной длиной генератора L и временем обращения волны по резонатору T_R . Начальная расстройка синхронизма на несущей частоте существенного влияния на режим генерации не оказывает, поэтому далее положим $\delta = 0$.

В использованных переменных стартовое условие имеет вид

$$1 = L^3(-\chi''), \quad \chi''(\Phi) = \frac{d}{d\Phi} \frac{(1 - \cos\Phi)}{\Phi^2}.$$

Минимальная стартовая длина генератора $L_{\min} = 1.97$ достигается при угле пролета $\Phi = \Delta_q L = 0.8\pi$. В режиме одномодовой генерации максимум приведенного КПД реализуется при $L = 3.2$, то есть примерно при трехкратном превышении тока пучка над стартовым значением. Величина $2\pi/T_R$ определяет межмодовое расстояние. Пример расположения мод внутри полосы активного вещества показан на рис. 6, б. В отсутствие дисперсии спектр мод эквидистантен.

При численном моделировании уравнений (33), (34) применялась алгоритмическая схема, подробно описанная в [35]. Для задания начальных условий и интерпретации результатов использовалось разложение Фурье (11), позволяющее определить модовый состав излучения в заданный момент времени. Как показывают расчеты, по мере увеличения тока пучка (параметра L) происходит последовательная смена режимов генерации.

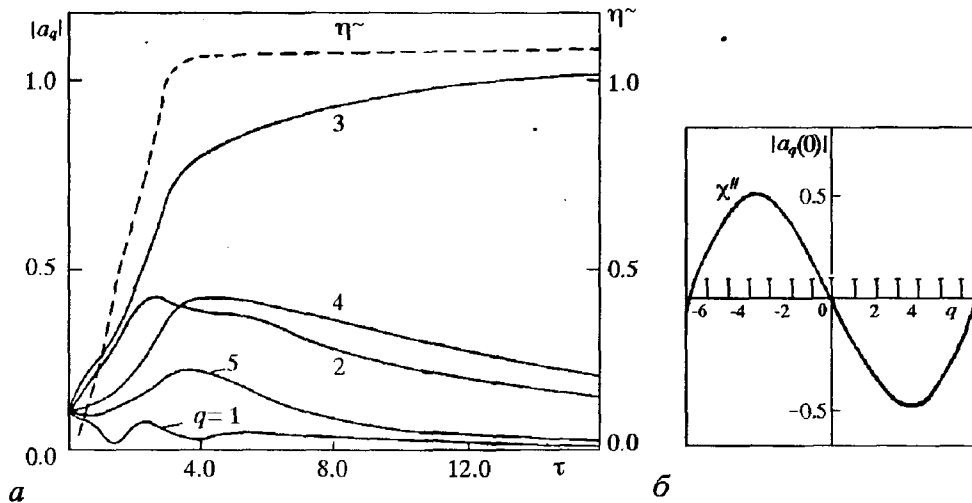


Рис. 6. Установление режима одночастотной одномодовой генерации в ЛСЭ с непрерывной инжекцией электронного пучка: а - эволюция амплитуд мод и приведенного КПД; б - начальные амплитуды мод и их расположение в полосе самовозбуждения ($L = 2.8$, $T_R = 17.0$)

1. Автоколебания возбуждаются при $L > 1.97$, и в интервале $1.97 < L < 3.2$ устанавливается стационарная генерация на одной из мод, расположенной вблизи центра полосы усиления (см. рис.6). Этот результат справедлив при любом числе мод ($M = T_R/L$), попадающих в полосу усиления. Моды, расположенные на краю полосы усиления, в соответствии с приведенным в п.2.1 анализом неустойчивы. На рис.7 показан процесс распада такой моды, в результате которого рождается и выходит на стационарный уровень генерации мода, расположенная вблизи центра полосы. В целом картина конкуренции мод в этой области параметров аналогична имеющей место при несинхронном энергетическом взаимодействии мод [10,17,20], когда, черпая энергию от общего источника, моды взаимно подавляют друг друга.

Следует однако заметить, что с увеличением числа мод в полосе и соответственно с уменьшением расстояния между модами, время установления режима одночастотной одномодовой генерации возрастает (см. также [36,37]). Это обусловлено тем, что по мере приближения частоты паразитной моды к частоте

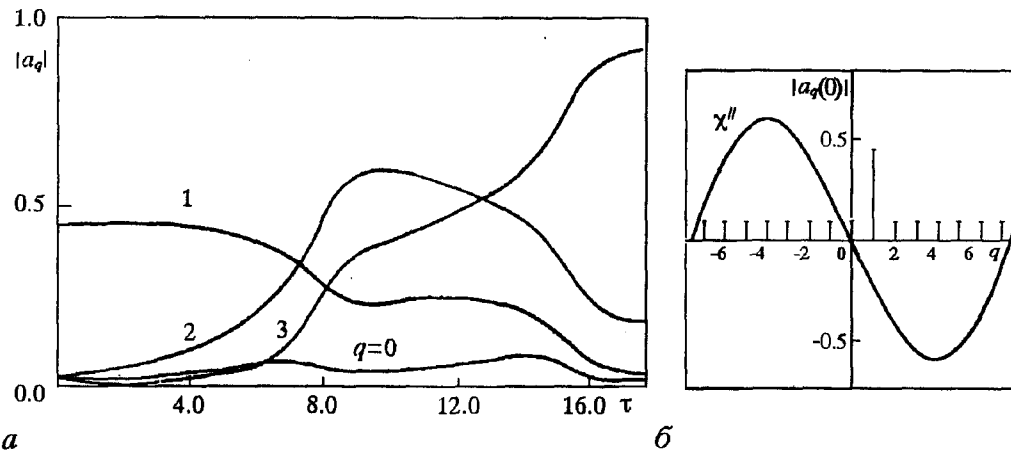


Рис. 7. *a* - распад моды $q=1$, расположенной на краю полосы усиления, и установление генерации на моде $q=3$, находящейся в центре полосы; *б* - начальная амплитуда моды $q=1$ соответствует стационарному значению в рамках одномодовой теории, «затравочные» возмущения заданы для мод $q=0$ и $q=2$ ($L=2.8, T_R=17.0$)

рабочей моды уменьшается декремент затухания паразитной моды. В частности, на рис.6 моды с номерами $q=2;4$, расположенные вблизи рабочей моды, затухают медленнее, чем более отдаленные по частоте моды $q=1;5$.

2. При умеренном превышении параметра L над величиной 3.2 между модами в полосе усиления сохраняются отношения конкуренции. Однако победившая в процессе конкуренции мода рождает ряд спутников, расположенных в зоне поглощения (рис.8). Разность между номерами гармоник, амплитуды которых отличны от нуля, совпадает с числом мод M в полосе усиления. В установившемся режиме амплитуды всех гармоник постоянны, а их фазы жестко связаны. Поэтому такой режим может быть назван режимом самосинхронизации мод (ср.с [15, 16]). Огибающая сигнала в этом режиме представляет собой серию импульсов постоянной формы (их число равно M). Важно подчеркнуть, что при заданных значениях параметров L и D существует несколько режимов периодической автомодуляции, которые можно идентифицировать по номеру основной моды, лежащей в полосе усиления.

Величина области превышений над порогом L , в которой реализуется рассмотренный выше режим, убывает с ростом числа мод в полосе усиления и при $M > 4 \div 5$ становится исчезающе малой.

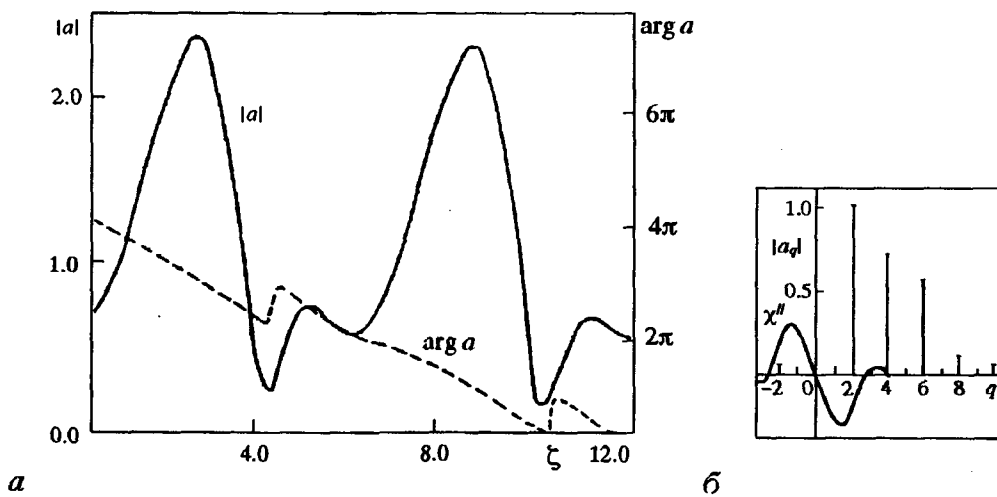


Рис. 8. Режим периодической автомодуляции (самосинхронизации мод): *a* - стационарная форма огибающей волны; *б* - спектр огибающей ($L=4.0, T_R=19.0$)

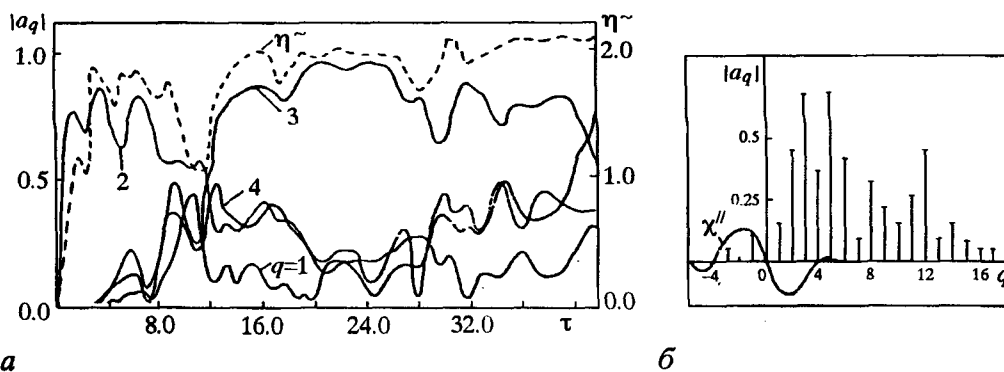


Рис. 9. Режим стохастической автомодуляции: а - эволюция амплитуд первых четырех мод и приведенного КПД; б - спектр огибающей при $\tau = 30.0$ ($L = 4.8$, $T_R = 19.0$)

3. Дальнейшее увеличение превышения над порогом L или увеличение числа мод M в полосе усиления приводит к тому, что амплитуды мод начинают меняться во времени сначала периодически, а затем (по мере роста L) и стохастически (рис. 9, а). Кроме того, происходит рождение (если даже в начальный момент времени их амплитуды были равны нулю) всех прочих волн, расположенных в полосе усиления вместе с их спутниками. Соответственно эволюция огибающей приобретает сложный стохастический характер. В пределе очень больших превышений над порогом генерируемое излучение распределено в спектральном интервале, существенно превышающем полосу линейного усиления (рис. 9, б).

Интегральный КПД при этом может быть значительно выше, чем в режиме одномодовой генерации, поскольку электрон, провзаимодействовав с одной модой и отдав ей часть своей энергии, оказывается в синхронизме и попадает в область захвата следующей моды, которой соответствует меньшая фазовая скорость комбинационной волны и т.д. В результате процесс торможения электронов приобретает стохастический характер. Возникающая при этом диффузия частиц в пространстве скоростей аналогична рассмотренной в разделе 4. Подчеркнем, что описанный выше механизм роста КПД экспериментально наблюдался в [38], где в ЛСЭ инфракрасного диапазона по мере увеличения превышения над порогом был зарегистрирован значительный рост КПД, сопровождавшийся соответствующим уширением спектра излучения.

3. Режим периодической импульсной инжекции электронов

Развитый в разделах 1,2 подход к описанию многочастотных процессов в генераторах с высокочастотными резонаторами может быть использован и для описания ЛСЭ, запитываемых последовательностью коротких импульсов, длительность которых T_c существенно меньше периода их следования T_i . В таких генераторах период обращения волны по резонатору T_R подбирается примерно равным периоду следования импульсов тока T_i . На спектральном языке это означает, что частота воздействующей на систему внешней силы (в данном случае частота модуляции тока) совпадает с межмодовым расстоянием, то есть выполнено необходимое условие вынужденной синхронизации мод [15].

В результате синхронизации в резонаторе образуется электромагнитный импульс с длительностью, близкой к длительности импульса тока. Оба импульса (электронный и электромагнитный) вместе бегут по резонатору, лишь немного смещаясь друг относительно друга из-за отличия групповой скорости световой волны от поступательной скорости электронов. Достигнув правого зеркала, электронный импульс покидает резонатор, а электромагнитный отражается и возвращается назад, достигая левого зеркала как раз в момент прихода следующего импульса тока (рис. 10). Таким образом, с точки зрения

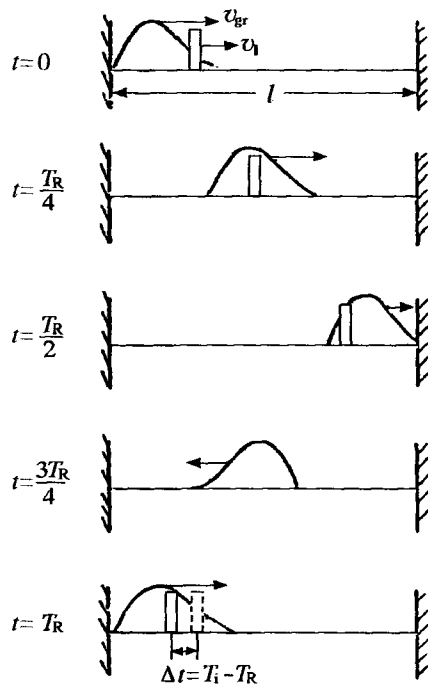


Рис. 10. Диаграмма, поясняющая синхронизацию светового и электронных импульсов в ЛСЭ, запитываемом периодической последовательностью электронных импульсов; Δt - временной сдвиг, обусловленный различием периодов следования импульсов тока T_i и времени обращения светового импульса по резонатору T_R

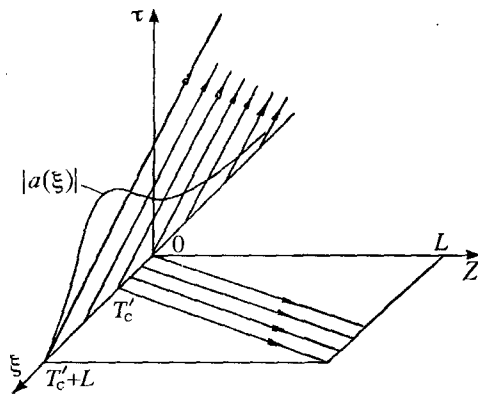


Рис. 11. Режим периодической импульсной инжекции электронов: характеристики уравнения для волны на плоскости τ, ξ и характеристики уравнений движения частиц на плоскости Z, ξ , а также стационарная форма электромагнитного импульса $|a(\xi)|$. Волна и частицы взаимодействуют на интервале $0 < \xi < T_c' + L$

электромагнитного импульса электронный пучок практически эквивалентен сплошному. Описанный выше режим генерации был впервые предложен и реализован в эксперименте [1] и затем использовался в большинстве ЛСЭ оптического и инфракрасного диапазонов (см. обзор [2]), в которых источниками питания служили линейные ускорители, накопительные кольца и т.п.

Процесс взаимодействия электронного и электромагнитного импульсов может быть описан с помощью системы уравнений (33)-(34), в которой, принимая во внимание расстройку между периодом следования импульсов тока и периодом обращения волны по резонатору, задаваемую параметром

$$\sigma = 2QD(c/v_{\parallel} - c/v_{gr})^{-1}(T_i - T_R)/T_R,$$

удобно перейти к новой независимой переменной $\xi = \zeta - \sigma\tau$. В новых переменных уравнения принимают вид

$$\partial a / \partial \tau - \partial a / \partial \xi + a = i \int_0^L G(\xi - Z) I_{\omega} dZ, \quad (35)$$

$$(\partial / \partial Z + \partial / \partial \xi) a = \text{Im}(a e \chi r i \theta). \quad (36)$$

Здесь введена функция $G(\xi)$, характеризующая форму токового импульса. В проводимых ниже расчетах предполагалось, что импульс имеет прямоугольную форму и задан на интервале $0 < \xi < T_c'$, где $T_c' = \omega_0 T_c (c/v_{\parallel} - c/v_{gr})^{-1} D$. Это позволяет записать граничное условие к уравнению (35) в виде²

$$a|_{\xi=L+T_c'} = 0.$$

Важно подчеркнуть [22,3], что при периодической инжекции электронов генерация возникает только тогда, когда период следования импульсов тока несколько превышает период обращения волны $\sigma > 0$ (предполагается $v_{\parallel} < v_{gr}$). При этом, как видно из рис.11, на котором приведены характеристики уравнений (35) и (36), возмущения переносятся электронами и волной в противоположных направлениях, то есть реализуется механизм обратной связи, аналогичный имеющему место в ЛОВ (ср. с [34]).

² Поскольку длина электромагнитного импульса существенно короче расстояния между зеркалами, условие цикличности (10) можно считать выполненным автоматически.

На рис. 12 на плоскости параметров L и T_c' показаны зона генерации импульсов стационарной формы и зона, в которой имеет место автомодуляция формы импульса. Заметим, что при больших длительностях импульса тока T_c' стартовое значение параметра примерно совпадает со значением, характеризующим порог одномодовой генерации в условиях непрерывной инжекции ($L_{\min} \approx 2.0$). Рис. 13 иллюстрирует пространственно-временную эволюцию формы импульса в различных режимах генерации, возникающих по мере превышения над порогом. Видно, что при больших превышениях имеет место стохастическая автомодуляция формы импульса.

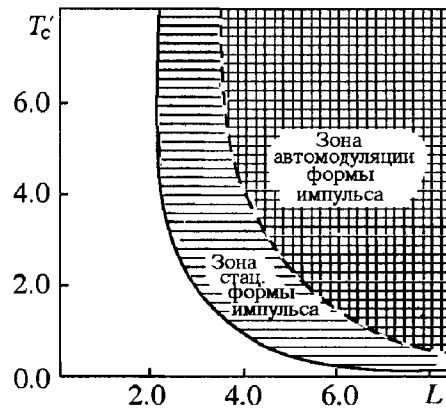


Рис. 12. Границы области самовозбуждения (сплошная линия) и области автомодуляции (пунктир) на плоскости параметров L , T_c' , $\sigma = 2.0$

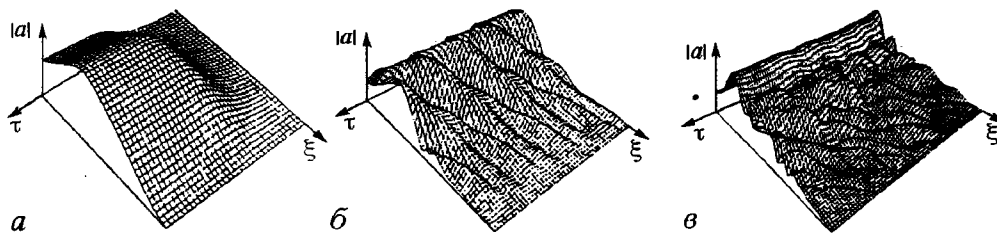


Рис. 13. Эволюция электромагнитного импульса в ЛСЭ в режиме импульсной инжекции: а - установление стационарной формы светового импульса ($L=2.4$, $T_c'=4.0$, $\sigma=2.0$); б - периодическая автомодуляция формы импульса, ($L=5.1$, $T_c'=4.0$, $\sigma=2.0$); в - стохастическая автомодуляция формы импульса ($L=8.0$, $T_c'=4.8$, $\sigma=0.8$)

4. Многомодовая генерация в ЛСЭ с неоднородно-уширенной линией активного вещества

Выше были рассмотрены многочастотные процессы в ЛСЭ, работающих в режиме однородного уширения линии активного вещества, который реализуется, когда разброс параметров электронного потока достаточно мал. Исследуем теперь многомодовую генерацию в ЛСЭ с неоднородно-уширенной линией активного вещества, в которых дисперсия параметров играет существенную роль.

Обобщение уравнений (33)-(34) на случай пучка, имеющего конечный разброс параметров, в принципе, элементарно: пучок нужно разбить на отдельные фракции, отличающиеся расстройкой синхронизма δ , а правую часть уравнения для амплитуды поля (33) дополнить интегралом по δ с соответствующей весовой функцией, определяемой функцией распределения электронов на входе в резонатор. Однако по мере увеличения дисперсии энергий электронов и, как следствие этого, перехода к кинетическому режиму взаимодействия, число электронных фракций будет возрастать, что в конечном итоге приводит к необходимости использования приближенных методов.

Заметим, что в кинетическом режиме взаимодействия источником энергии для каждой моды является своя электронная фракция, резонансная только этой моде, и нелинейная связь мод слаба. Поэтому можно считать, что возбуждение каждой из мод происходит независимо от остальных и описывается линейным инкрементом, а ограничение усиления возникает из-за деформации усредненной

функции распределения. Подобный подход в физике плазмы принято называть квазилинейным (см., например, [12-14]). Модифицируем здесь указанный подход применительно к возбуждению высокодобротных резонаторов размытыми по энергиям РЭП. [21], рассматривая для определенности ЛСЭ, основанные на вынужденном рассеянии волн (вынужденном ондуляторном излучении).

Пусть поле накачки представляет собой линейно поляризованную волну: $A_i = \text{Re}\{y_0 A_i \exp(i(\omega_i t + h_i z))\}$. Поле, возбуждаемое электронным потоком в высокодобротном квазиоптическом резонаторе, можно записать в виде суммы мод

$$A_s = \text{Re}\left[2 \sum_{q=1}^{\infty} y_0 A_{sq} \sin(h_q z) \exp(i\omega_q t)\right], \quad (37)$$

частоты которых образуют эквидистантный спектр $\omega_q = \pi q/l$, а фазы в пренебрежении нелинейной связью мод случайны.

Усредненное движение релятивистских электронов в полях сигнала и накачки определяется пондеромоторной силой

$$F_z = - \frac{e^2}{2m_e c^2 \gamma} \frac{\partial}{\partial z} \sum_{q=1}^{\infty} \text{Re}[A_{sq} A_i^* \exp(i(\omega_{cq} t - h_{cq} z))], \quad (38)$$

представляющей собой ансамбль комбинационных волн с частотами $\omega_{cq} = \omega_q - \omega_i$ и волновыми числами $h_{cq} = h_q + h_i$. Это движение может быть описано с помощью кинетического уравнения для одномерной функции распределения $f(t, z, p_z)$ по продольным координатам и импульсам

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v_z \frac{\partial f}{\partial z} + F_z \frac{\partial f}{\partial p_z} = 0. \quad (39)$$

Амплитуды мод могут быть найдены из уравнений возбуждения резонаторов

$$\frac{dA_{sq}}{dt} + \frac{\omega_q}{Q_q} A_{sq} = - \frac{i\pi}{lh_q} \int_0^l j_{\omega_q} dz, \quad (40)$$

где $j_{\omega_q} = 1/\pi \int_0^{2\pi} j_y \exp(-i(\omega_q t - h_q z)) d\omega_q t$ - амплитуда Фурье-гармоники тока, $j_y = -\rho_0 \int_{-\infty}^{\infty} v_y f dp_z$,

$v_y = (e/c) \text{Re}[A_i \exp(i(\omega_i t + h_i z))]$ - осцилляторная скорость, приобретаемая электроном в поле накачки.

Определим сначала инкременты возбуждения мод. С этой целью линеаризуем кинетическое уравнение (39), представив функцию распределения в виде

$$f = f_0 + \sum_{q=1}^{\infty} \text{Re}[f_q \exp(i(\omega_{cq} t - h_{cq} z))], \quad (41)$$

где f_0 - начальная функция распределения,

$$f_q = \frac{e^2 h_{cq} A_{sq} A_i}{h_{cq} v_z - \omega_{cq}} \frac{\partial f_0}{\partial p_z}. \quad (42)$$

Подставляя (41), (42) в правую часть уравнения (40) и производя интегрирование по p_z с учетом правил Ландау для обхода полюсов: $v_z = v_{cq} = \omega_{cq}/h_{cq}$, приведем это уравнение к форме

$$\frac{d|A_{sq}|^2}{dt} + \frac{\omega_q}{Q_q} |A_{sq}|^2 = 2 \frac{|A_{sq}|^2}{l} \int_0^l \Gamma dz, \quad (43)$$

где Γ - инкремент кинетического режима неустойчивости

$$\Gamma = \frac{\pi}{\omega_q} \frac{\omega_p^2}{16} \frac{eA_i}{c^2} \left(\gamma \frac{\partial f_0}{\partial p_z} \right) \Big|_{v_z=v_{cq}} \quad (44)$$

В линейном приближении инкремент Γ не зависит от продольной координаты z . Однако с учетом обратного воздействия волн на частицы, приводящего к деформации функции распределения, величина становится функцией z . В таком квазилинейном приближении под величиной f_0 в (44) следует понимать усредненную величину, эволюция которой описывается диффузионным уравнением

$$v_z \frac{\partial f_0}{\partial z} = - \frac{\partial}{\partial p_z} \langle F_z \sum_{q=1}^{\infty} f_q \rangle, \quad (45)$$

где угловые скобки означают операцию усреднения. В уравнении (45) производная $\partial f_0 / \partial t$ исключена, поскольку в высокочастотном резонаторе с коэффициентами отражения зеркал $R_{1,2} \approx 1$ характерное время изменения амплитуд мод $T_Q = Q_q / \omega_q = l / v_{gr}(1 - R_1 R_2)$ существенно превышает время пролета электронов через резонатор $T = l / v_z$.

Вычисляя с помощью (38), (42) выражение в скобках, получим

$$\langle \dots \rangle = \frac{1}{8} \sum_{q=1}^{\infty} \frac{ie^4 h_{cq}^2 |A_{sq}|^2 |A_i|^2}{(h_{cq} v_z - \omega_{cq}) E^2} \frac{\partial f_0}{\partial p_z}.$$

Перейдем далее от суммирования к интегрированию по h_q , принимая во внимание, что в интервале волновых чисел Δh содержится $\Delta q = (l/\pi) \Delta h$ мод резонатора. Это позволяет привести уравнение (45) к виду

$$v_z \frac{\partial f_0}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial p_z} \left(D \frac{\partial f_0}{\partial p_z} \right), \quad (46)$$

где коэффициент диффузии

$$D = \frac{\pi e^4 h_c^2 |A_i|^2}{8(c - v_z) E^2} W_{\omega}$$

пропорционален спектральной плотности электромагнитного поля $W_{\omega} = (l/\pi) |A_{sq}|^2$ в резонансной точке спектра $\omega = (\omega_i + v_z h_i) / (c - v_z)$.

Уравнения (43), (46) составляют самосогласованную систему квазилинейных уравнений многомодового генератора с высокочастотным резонатором. Эти уравнения должны быть дополнены начальными и граничными условиями

$$f_0|_{z=0} = f_0^0, \quad W_{\omega}|_{t=0} = W_{\omega}^0,$$

где f_0^0 - невозмущенная функция распределения электронов на входе в резонатор, W_{ω}^0 - начальный уровень электромагнитных шумов.

Рассмотрим далее некоторые характеристики стационарного режима генерации. Полагая в уравнениях (43), (46) $\partial/\partial t = 0$ и считая пучок ультрарелятивистским $\gamma \gg 1$, после перехода к безразмерным переменным приведем эти уравнения к виду

$$1 = \pi \int_0^1 (\gamma^{-1} \frac{\partial F}{\partial \gamma}) d\zeta, \quad (47)$$

$$\frac{\partial F}{\partial \zeta} = \frac{\partial}{\partial \gamma} (\gamma^4 W_\omega \frac{\partial F}{\partial \gamma}), \quad F|_{\zeta=0} = F^0(\gamma). \quad (48)$$

Здесь $\Pi = (\pi/16)(\omega_p^2 e^2 |A_i|^2 T_0) / (m_e^2 c^4 \Omega_\perp)$, $\Omega_\perp = \omega_i + h_i v_z$ - частота осцилляций электронов в поле накачки; $F = m_e c f$ - функция распределения электронов по энергиям, удовлетворяющая условию нормировки: $\int F d\gamma = 1$; $\zeta = z/l$ - нормированная длина; $W_\omega = (8e^4 |A_i|^2 \Omega_\perp^2 l^2) / (m_e^4 c^{10}) W_\omega$ - нормированная спектральная плотность электромагнитной энергии; $\omega = 2\gamma^2 \Omega_\perp$.

Пренебрегая деформацией функции распределения, получим из уравнения (47) стартовое условие

$$1 = \Pi (\gamma^4 \frac{\partial F^0}{\partial \gamma})|_{\gamma = (\omega/(2\Omega_\perp))^{1/2}} \quad (49)$$

для моды, частоте ω которой соответствует резонансная энергия частиц: $\gamma = (\omega/(2\Omega_\perp))^{1/2}$. Очевидно, существует минимальное значение параметра Π , при котором стартовое условие выполнено только для одной моды с максимальным инкрементом. Резонансная энергия частиц для этой моды лежит вблизи точки перегиба функции $F^0(\gamma)$.

При $\Pi > \Pi_{\min}$ стационарная спектральная плотность энергии излучения отлична от нуля в конечном интервале значений (рис. 14). Чтобы определить этот интервал и соответствующий интервал резонансных энергий электронов, обозначим его нижнюю границу γ_1 , верхнюю - γ_2 и введем функцию

$$\Phi(\gamma) = \int_0^1 F d\zeta.$$

Эта функция характеризует число частиц с энергией γ на всей длине пространства взаимодействия. Вне интервала $\gamma_1 < \gamma < \gamma_2$ коэффициент диффузии равен нулю, и функция распределения не деформируется. Следовательно, для таких γ $\Phi(\gamma) = F^0(\gamma)$. Внутри упомянутого интервала функция распределения находится из соотношения (47)

$$\Phi = (\Pi^{-1} \gamma^{-2})/2 + \text{const.} \quad (50)$$

Требую непрерывности функции $\Phi(\gamma)$ в точках $\gamma_{1,2}$ и принимая во внимание вытекающее из условия сохранения числа частиц условие нормировки $\int \Phi d\gamma = 1$, получим следующие уравнения для определения величин

$$F^0(\gamma_1) + \Pi^{-1}(\gamma_2^2/2 - \gamma_1^2/2) = F^0(\gamma_2),$$

$$\int_{\gamma_1}^{\gamma_2} [F^0(\gamma_1) + \Pi^{-1}(\gamma^2/2 - \gamma_1^2/2)] d\gamma = \int_{\gamma_1}^{\gamma_2} F^0(\gamma) d\gamma. \quad (51)$$

Решение уравнений (51) для начальной гауссовой функции распределения

$$F^0(\gamma) = \frac{1}{\sigma_e (\pi)^{1/2}} \exp\left[-\frac{(\gamma - \gamma_c)^2}{(\sigma_e \gamma_c)^2}\right]$$

представлено на рис. 15. С увеличением

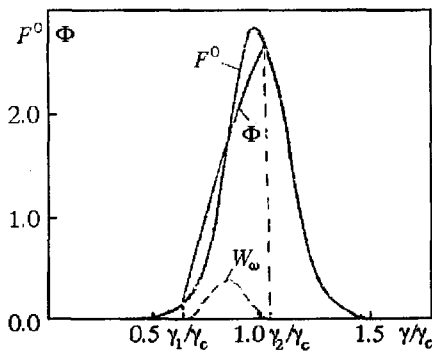


Рис. 14. Начальная функция распределения $F^0(\gamma)$ и возмущенная функция распределения $\Phi(\gamma)$ при $\Pi/\gamma_c = 0.2$. Штриховая линия - равновесная спектральная плотность энергии электромагнитного поля $W_\omega(\gamma)$ (качественно)

генерируемое (усиливаемое) излучение будет являться монохроматическим. Механизм повышения КПД обусловлен тем, что расширение спектра поля накачки даже при монохроматической сигнальной волне приводит к обогащению спектра фазовых скоростей, синхронных с электронами комбинационных волн. В результате, провзаимодействовав с одной спектральной составляющей ансамбля комбинационных волн и отдав ей часть энергии, электроны оказываются в синхронизме с другой составляющей и т.д. В таких условиях КПД оказывается пропорциональным ширине спектра поля накачки.

Для описания ЛСЭ с некогерентным (случайным) полем накачки можно, как в разделе 4, использовать квазилинейный подход, полагая, что усиление сигнальной волны определяется инкрементом кинетического режима взаимодействия, а эффекты насыщения обусловлены деформацией усредненной функции распределения электронов.

Исследуем здесь усилительный вариант ЛСЭ. Пусть монохроматическая сигнальная волна задана вектор-потенциалом

$$A_s = \text{Re}[y_0 A_s(z) \exp i(\omega t - hz)]. \quad (54)$$

Предполагая, что поле накачки состоит из ряда дискретных линий с некоррелированными между собой фазами

$$A_1 = \text{Re}[\sum_{q=1}^{\infty} y_0 A_{1q} \exp i(\omega_{1q} t + h_{1q} z)], \quad (55)$$

будем считать, что расстояние между отдельными гармониками δh_i много меньше полной ширины пакета Δh_i .

Усредненное движение релятивистских электронов в полях сигнала (54) и накачки (55) определяется пондеромоторной силой (38), где $\omega_{cq} = \omega - \omega_{1q}$, $h_{cq} = h + h_{1q}$, и может быть описано с помощью кинетического уравнения (39) для одномерной функции распределения $f(t, z, p_z)$. Производя далее усреднение по комбинационным волнам, приходим к диффузионному уравнению

$$v_z \frac{\partial f}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial p_z} (D(z, p_z) \frac{\partial f}{\partial p_z}), \quad (56)$$

где коэффициент диффузии

$$D = \frac{8\pi^3 e^4 c^2 h_i^2 I_s I_1}{\omega_s^2 \omega_1^2 (v_z + c) E^2} \Big|_{h_i = h_s(c - v_z)/(c + v_z)}$$

Здесь $I_s = |A_s|^2 \omega^2 / (8\pi c)$ - интенсивность сигнальной волны, $I_1 = |A_1|^2 \omega_1^2 / (8\pi c \delta h_i)$ - спектральная интенсивность поля накачки. В предположении о фиксированной амплитуде поля накачки усиление сигнальной волны описывается уравнением

$$\frac{dI_s}{dz} = \frac{\pi^2 e^2 \omega_p^2}{m_e c^5} \frac{I_s}{h} \int_0^{\infty} \frac{I_1}{\omega_1^2} (E \frac{\partial f}{\partial p_z}) \Big|_{v_z = v_c} dh_i. \quad (57)$$

В ультрарелятивистском пределе система уравнений (56)-(57) после перехода к безразмерным переменным приобретает вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial F}{\partial Z} &= \frac{\partial}{\partial \gamma} (D \frac{\partial F}{\partial \gamma}), \quad F|_{Z=0} = F^0(\gamma), \\ \frac{\partial P_s}{\partial Z} &= \frac{\pi}{2} \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \int_1^{\infty} D \frac{\partial F}{\partial \gamma} d\gamma, \quad P_s|_{Z=0} = P_s^0, \end{aligned} \quad (58)$$

параметра Π ширина интервала γ , где спектральная плотность энергии излучения отлична от нуля, возрастает. Заметим также, что нижняя граница этого интервала γ_1 движется быстрее, чем верхняя γ_2 .

Согласно соотношениям (47), (48), внутри интервала $\gamma \in [\gamma_1, \gamma_2]$ спектральная плотность энергии излучения определяется разностью функций распределения на входе и выходе резонатора и задается интегральным соотношением

$$W_{\omega}(\gamma) = \frac{1}{\Pi \gamma^5} \int_{\gamma_1}^{\gamma_2} (F(\zeta=1) - F^0) d\gamma. \quad (52)$$

Как следует из (52), спектральная плотность сначала возрастает по γ (и соответственно по ω), достигает максимума в области $F(\zeta=1) \approx F^0$, а затем спадает до нуля при $\gamma = \gamma_2$.

Определить вид функции распределения на выходе из резонатора можно в предельном случае очень больших превышений над порогом $\Pi \gg 1$. В этом случае образующаяся в результате диффузии функция распределения должна иметь вид плато и может быть приближенно задана в виде

$$F = 1/(\gamma_2 - \gamma_1). \quad (53)$$

Вычисляя изменение потока кинетической энергии частиц

$$K = (\rho_0/e) \int_1^{\infty} m_e c^3 \gamma F d\gamma,$$

найдем, что интегральный КПД ЛСЭ $\eta = 1 - K|_{z=l} / K|_{z=0}$ при $\gamma_1 \ll \gamma_2$ стремится к 50%. Разумеется, излучение в этом случае распределено в очень широком спектральном интервале: $\Delta\omega/\omega \sim 1$. При конечных превышениях спектр излучения уже, но одновременно меньше и интегральный КПД.

5. Использование режима стохастического торможения электронов в поле некогерентной накачки для увеличения эффективности ЛСЭ

Выше в разделах 2 и 4 было показано, что реализация режима стохастического торможения электронов позволяет увеличить эффективность энергоотдачи электронного пучка. Однако это достигается за счет расширения спектра и ухудшения когерентных свойств генерируемого излучения. В ЛСЭ, основанных на вынужденном рассеянии волн и вынужденном ондуляторном излучении³, существует возможность реализации режима стохастического торможения и повышения КПД при использовании некогерентной накачки или стохастических ондуляторов. При электродинамическом разрежении спектра мод в генераторах или подаче входного сигнала от внешнего источника в усилителях

³ В ЛСЭ черенковского типа с этой же целью могут использоваться нерегулярные замедляющие системы.

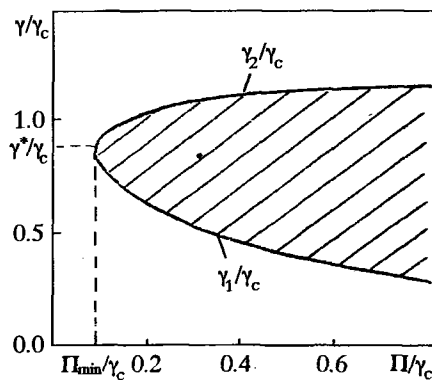


Рис. 15. Зона резонансных энергий электронов (заштрихована), которой соответствует отличная от нуля спектральная плотность энергии электромагнитного поля, как функция параметра Π/γ_c , характеризующего превышение над порогом генерации

где $D = (4P_s P_i h^2 \gamma^2) / \pi$, $F(\gamma, Z)$ - функции распределения электронов по энергиям, $Z = (\omega/c)z$, $P_s = I_s \lambda_s^2 / P_*$ - мощность сигнальной волны в единицах $P_* = m_e^2 c^5 / e^2$, проходящая через площадь, равную λ_s^2 , $P_i = I_i \lambda_s^2 / P_*$ - спектральная мощность накачки в той же нормировке.

Для проведения численного моделирования начальная функция распределения электронов по энергиям задавалась следующим выражением:

$$F^0 = 2/\sigma_e \cos^2[(u-1)\pi/\sigma_e]$$

в интервале $[-\sigma_e/2, \sigma_e/2]$ в окрестности энергии центральной фракции γ_c , где $\sigma_e = \Delta\gamma/\gamma_c$ - ширина разброса электронов по энергиям, $u = \gamma/\gamma_c$ - нормированная энергетическая переменная.

Спектральное распределение поля накачки аппроксимировалось гауссовой формой линии $I_i = I_i^{\text{tot}} g(h_i)$, где I_i^{tot} - интегральная интенсивность накачки,

$$g(h_i) = 1/(\pi^{1/2} \Delta h_i) \exp(-(h_i - h_{ic})^2 / (\Delta h_i)^2).$$

В используемых переменных нормированную функцию, описывающую спектральное распределение накачки, следует переписать в виде

$$g(u) = 1/(\pi^{1/2} \sigma_i) \exp(-(u_i^2/u^2 - 1)^2 / \sigma_i^2),$$

где $\sigma_i = \Delta h_i / h_i$ - относительная ширина спектра накачки, а величина $u_i = \gamma_i / \gamma_c$ ($\gamma_i = h/(4h_{ic})^{1/2}$) характеризует центр спектра поля накачки в пространстве энергий.

С учетом закона сохранения энергии в системе пучок - сигнальная волна уравнения (58) удобно привести к виду, содержащему минимальное число независимых параметров

$$\frac{\partial F}{\partial \zeta} = \frac{\partial}{\partial u} [(\eta + P_s^0) g(u) u^2 \frac{\partial F}{\partial u}], \quad (59)$$

где $\zeta = (\omega_p^2 \lambda_i \gamma_c \lambda_s^2 I_i^{\text{tot}} z) / (4\pi c^2 P_*)$, $P_s^0 = (2P_s^0 \omega^2) / (\pi \omega_p^2 \gamma_c)$, $\eta = 1 - \int_0^\infty u F du$ - электронный КПД.

Результаты численного моделирования уравнений (59), представленные на рис. 16, 17, показывают, что при увеличении ширины спектра накачки σ_i , эффективность трансформации энергии возрастает и при относительной ширине спектра накачки 40% максимальный КПД достигает 15%. Вместе с тем увеличение ширины спектра накачки приводит к падению инкрементов и, соответственно, увеличивается длина пространства взаимодействия, на которой

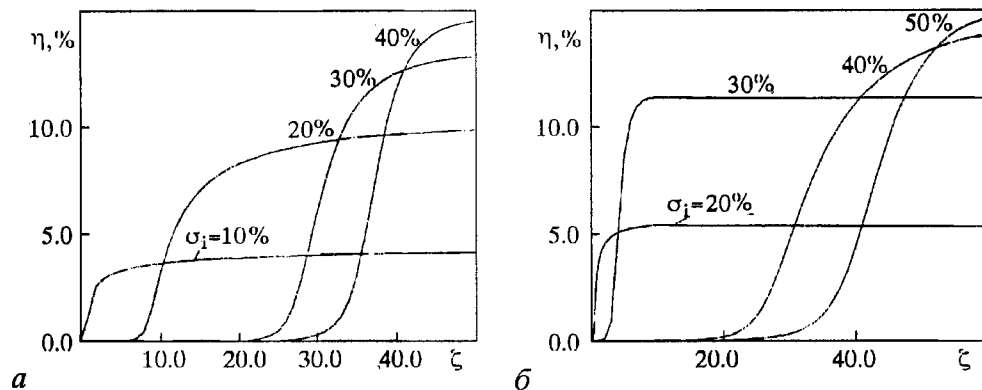


Рис. 16. Зависимости КПД от длины области усиления при различных ширинах спектра стохастической накачки σ_i и начальных дисперсиях частиц по энергиям: а - $\sigma_e = 15\%$, б - $\sigma_e = 30\%$

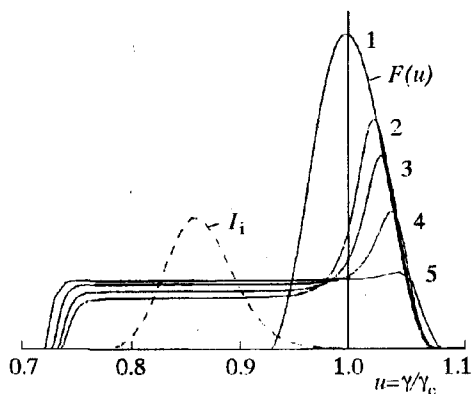


Рис. 17. Эволюция функции распределения электронов при относительной ширине начального энергетического разброса частиц $\sigma_e=15\%$ и относительной ширине спектра накачки $\sigma_1 = 20\%$: 1 - $\zeta=0.0$; 2 - $\zeta=10.0$; 3 - $\zeta=12.0$; 4 - $\zeta=18.0$; 5 - $\zeta=20.0$

инкремент и длину области рассеяния.

Отметим в заключение, что при использовании в качестве источников накачки СВЧ-генераторов или оптических лазеров управление шириной спектра накачки представляет собой достаточно трудную в техническом отношении задачу. По-видимому, значительно проще расширение спектра накачки может быть обеспечено в убитронах с нерегулярными (стохастическими) ондуляторами, в которых расстояние между магнитами есть случайная величина. Рассмотренный здесь метод повышения КПД можно рассматривать как альтернативу режиму синхронного торможения [39, 40], когда период ондулятора меняется таким расчетом, чтобы электроны длительное время оставались захваченными комбинационной волной. Захват значительной доли электронного пучка такой волной возможен, если энергетический разброс электронов достаточно мал в масштабе амплитуды этой волны. В убитроне со стохастическим ондулятором разброс параметров пучка может быть существенно выше, что позволяет считать такой метод повышения КПД перспективным при использовании в качестве источников питания ЛСЭ сильноточных релятивистских электронных пучков.

Библиографический список

1. Deacon D.A.G., Elias L.R., Madey J.M.J., et.al // First operation of free-electron laser // Phys.Rev.Lett. 1977. Vol.38, № 16. P.892.
2. Roberson C.W., Sprangle P. A review of free-electron lasers // Phys. Fluids. 1989. Vol.1, № 1. P.3.
3. Bratman V.L., Ginzburg N.S., Petelin M.I. Common properties of free electron lasers // Optics Commun. 1979. Vol.30, № 3. P.409.
4. Братман В.Л., Гинзбург Н.С., Петелин М.И. Лазеры на свободных электронах: перспективы продвижения классических электронных генераторов в коротковолновые диапазоны // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1980. Т.44, № 8. С.1593.
5. Братман В.Л., Гинзбург Н.С., Ковалев Н.Ф., Нусинович Г.С., Петелин М.И. Общие свойства коротковолновых приборов с длительной инерционной группировкой электронов // Релятивистская высокочастотная электроника. Горький: ИПФ АН СССР, 1979. Вып.1. С.249.
6. Gover A., Sprangle P. A unified theory of magnetic brems strahlung, electro-

реализуется максимальный КПД. Важно подчеркнуть, что рассматриваемый метод повышения КПД в широких пределах не критичен к качеству электронных пучков. Как видно из сравнения рис.16, а и б максимальный КПД практически не зависит от параметра σ_e , характеризующего дисперсию параметров электронного потока. Действительно, насыщение усиления обусловлено образованием плато на функции распределения электронов (см.рис. 17), ширина которого и, следовательно, максимальный КПД определяются шириной спектра накачки, а также расстоянием (в пространстве энергий) между центром линии накачки и центром функции распределения частиц. Интенсивность накачки и плотность электронного пучка оказывают влияние в основном на

static bremsstrahlung, Compton-Raman scattering, and Cherenkov-Smith-Purcell free-electron laser // IEEE J. Quant. Electr. 1981. Vol. QE-17, № 8. P.1196.

7. Ruell D., Takens F. On the nature of turbulence // Comm. Math. Phys. 1971. Vol. 20. P.167.

8. Feigenbaum M.J. Quantitative universality for a class of nonlinear transformation // J. Stat. Phys. 1978. Vol. 19, № 1. P.25.

9. Рабинович М.И. Стохастические колебания и турбулентность // УФН. 1978. Т.13, № 1. С.123.

10. Рабинович М.И., Трубецков Д.И. Введение в теорию колебаний и волн. М.: Наука, 1984.

11. Кузнецов С.П. Сложная динамика генераторов с запаздывающей обратной связью // Изв. вузов. Сер. Радиофизика. 1982. Т.25, № 12. С.1410.

12. Кадомцев Б.В. Коллективные явления в плазме. М.: Наука, 1976.

13. Цытович В.И. Нелинейные эффекты в плазме. М.: Наука, 1973.

14. Шапиро В.Д., Шевченко В.И. Взаимодействие волна-частица в неравновесных средах // Изв. вузов. Сер. Радиофизика. 1976. Т.19, № 5-6. С.767.

15. Ярив А. Квантовая электроника. М.: Сов. Радио, 1980.

16. Файн В.М., Ханин Я.И. Квантовая радиофизика. М.: Сов. Радио, 1965.

17. Lamb W.E. Theory of optical masers // Phys. Rev. A. 1964. Vol. 134. P.1429.

18. Беспалов В.И., Кубарев В.А., Пасманик Г.А. Вынужденное рэлеевское рассеяние света // Изв. вузов. Сер. Радиофизика. 1970. Т.13, № 10. С.1433.

19. Datoli G., Renieri A. The free-electron laser single-particle multimode classical theory // Nuovo Cimento. 1981. Vol. 61 B, № 2. P.153.

20. Нусинович Г.С. Взаимодействие мод в лазерах на свободных электронах // Письма в ЖТФ. 1980. Т.6, № 14. С.848.

21. Ginzburg N.S., Shapiro M.A. Quasi-linear theory of multimode FELs with an inhomogeneous frequency broadening // Optics Commun. 1982. Vol. 40, № 3. P.215.

22. Al-Abawi H., Hopf F.A., Moore G.T., Scully M.O. Coherent transients in the free-electron laser: laser lethargy and coherence brightening // Optics Commun. 1979. Vol. 30, № 2. P.235.

23. Hopf F.A., Kufer T.G., Moore G.T., Scully M.O. Free-electron laser from a laser physics perspective // Free-Electron Generators of Coherent Radiation. Physics of Quantum Electronics. Addison-Wesley, 1980. Vol. 7. P.31.

24. Colson W.B. Optical pulse evolution in the Stanford free-electron laser and in tapered wiggler // Free-Electron Generators of Coherent Radiation. Physics of Quantum Electronics. Addison-Wesley, 1982. Vol. 9. P.457.

25. Colson W.B., Richardson J.L. Multimode theory of the free-electron laser oscillators // Phys. Rev. Lett. 1983. Vol. 50, № 14. P.1059.

26. Colson W.B., Freedman R.A. Synchrotron instability for long pulses in free-electron lasers // Optics Commun. 1983. Vol. 36, № 3. P.209.

27. Mani S.A., Korff D.A., Blimnell J. Resonator mode structure // Free-Electron Generators of Coherent Radiation. Physics of Quantum Electronics. Addison-Wesley, 1982. Vol. 9. P.557.

28. Bogomolov Ya.L., Bratman V.L., Ginzburg N.S., Petelin M.I., Yunakovsky A.D. Nonstationary generation in free-electron lasers // Optics Commun. 1981. Vol. 36, № 3. P.209.

29. Ginzburg N.S., Petelin M.I. Multifrequency generation in free-electron lasers with quasi-optical resonators // Int. J. of Electronics. 1985. Vol. 59, № 3. P.291.

30. Гинзбург Н.С. Об использовании в лазерах на свободных электронах некогерентной накачки // Письма в ЖТФ. 1984. Т.10, № 10. С.584.

31. Вайнштейн Л.А. Общая теория резонансных электронных автогенераторов // Электроника больших мощностей. М.: Наука, 1969. Вып. 6. С.84.

32. Петелин М.И. Электронная селекция мод в гиротронах // Гиротрон. Горький: ИПФ АН СССР, 1981. С.77.

33. Ginzburg N.S., Petelin M.I., Sergeev A.S. On the mechanism of selfmodulation of radiation in free-electron lasers // Optics Commun. 1985. Vol. 55, № 4. P.283.

34. Гинзбург Н.С., Кузнецов С.П. Периодическая и стохастическая автомодуляция излучения в электронных генераторах с распределенным взаимодействием // Релятивистская высокочастотная электроника. Горький: ИПФ АН СССР, 1981. Вып.2. С.101.

35. Bogomolov Ya.L., Yunakovsky A.D. Numerical simulation of nonstationary processes in free-electron lasers // J. Comp. Phys. 1985. Vol.58, № 1. P.80.

36. Levush B., Antonsen T.M. Mode competition and suppression in free-electron laser oscillators // Phys. Fluids. 1989. Vol.1, № 5. P.1097.

37. Levush B., Antonsen T.M. Mode competition and control in free-electron laser oscillators // Phys.Rev.Lett. 1989. Vol.62, № 13. P.1448.

38. Chaix P. FEL theory and experiment in Bruyeres-le-Chatel // 16-th Int. FEL Conference. Stanford, 1994. Abstr.P.90.

39. Kroll N.M., Morton Ph.,L., Rosenbluth M.N. Enhanced energy extraction in free-electron lasers by means of adiabatic decrease of resonant energy // Free-Electron Generators of Coherent Radiation. Physics of Quantum Electronics. Addison-Wesley, 1980. Vol.7. P.113.

40. Sprangle P., Tang C.M., Manheimer W.M. Nonlinear theory of free-electron laser and efficiency enhancement // Phys. Rev.A. 1980. Vol.21, № 1. P.302.

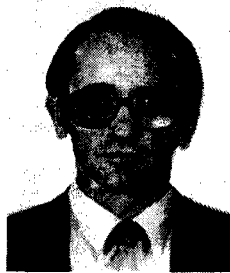
Институт прикладной физики РАН,
Нижний Новгород

Поступила в редакцию 2.11.94 г.

MODE COMPETITION AND COOPERATION IN FREE-ELECTRON LASERS

N.S. Ginzburg, M.I. Petelin

Mode interaction in free-electron lasers operating under homogeneous and inhomogeneous broadening of amplification line is reviewed. Analytical and numerical methods demonstrate that in the case of homogeneous broadening with increase of electron current the following stages take place successively: regime a) single mode oscillations, b) periodical selfmodulation (mode phase-locking), c) chaotic selfmodulation. It is important that in the last regime electron efficiency may essentially exceed efficiency of the single-mode operation regime. The enhancement is caused by the effect of stochastic particles' deceleration in the multi-frequency chaotic radiated field, when an electron, having lost some energy to one mode, is trapped in synchronism by another mode, which corresponds to a lower phase velocity. It is shown that in the case of the monochromatic signal wave similar mechanism of deceleration and efficiency enhancement may be realized using incoherent pump wave or stochastic undulators.



Гинзбург Наум Самуилович, 1952 г. рождения, ведущий научный сотрудник Института прикладной физики РАН, доктор физ.-мат. наук. Область интересов - лазеры на свободных электронах, мазеры на циклотронном резонансе, релятивистские гиротроны, многочастотные процессы в электронных СВЧ-приборах с распределенным взаимодействием, эффекты канализации и сверхизлучения, плазменно-пучковые неустойчивости. Лауреат премии им. Ленинского комсомола (1980). Автор более 120 статей и обзоров по указанной проблематике

Петелин Михаил Иванович, 1937 г. рождения, заведующий отделом релятивистской высокочастотной электроники Института прикладной физики РАН, профессор Нижегородского государственного университета. Область интересов - электроника больших мощностей и электродинамика. Автор фундаментальных работ по теории индуцированного излучения ансамблей неизохронных электронов-осцилляторов, приведших к созданию нового класса приборов СВЧ-мазеров на циклотронном резонансе. Лауреат государственной премии СССР (1967). Автор более 100 статей и обзоров, а также около 20 авторских свидетельств на изобретение.