

01;09;10

## К теории режима группового синхронизма в волноводных лазерах на свободных электронах, запитываемых последовательностью коротких электронных импульсов

© Н.С. Гинзбург, Е.Р. Кочаровская, А.С. Сергеев

Институт прикладной физики РАН,  
603600 Нижний Новгород, Россия

(Поступило в Редакцию 16 сентября 1997 г.)

Построена теория лазеров на свободных электронах, запитываемых последовательностью коротких электронных импульсов. Предполагается, что групповая скорость формирующегося внутри резонатора электромагнитного импульса совпадает с поступательной скоростью частиц, а период следования электронных импульсов равен времени обращения электромагнитного импульса по резонатору. Показано, что в подобном режиме группового синхронизма принципиальными факторами, определяющими возможность установления режима стационарной импульсной генерации, являются дисперсионное распыливание электромагнитного импульса и канализирующие свойства электронного сгустка. В предположении о высокой добротности резонатора и использовании параболического уравнения для описания эволюции формы электромагнитного импульса найдены условия самовозбуждения и определены характеристики стационарных режимов генерации.

### Введение

В описанных в [1, 2] экспериментальных исследованиях лазеров на свободных электронах (ЛСЭ) миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов, проводимых в ENEA-Frascati, в качестве инжектора использовался микротрон, формировавший электронные сгустки длительностью 15 ps, частотой следования 3 GHz. Электродинамическая система генератора представляла собой участок регулярного волновода, ограниченный отражателями в виде металлических сеток, прозрачных для электронов, расстояние между которыми подбирались таким образом, что время пробега формирующегося внутри резонатора электромагнитного импульса соответствовало периоду следования электронных импульсов или было кратно ему. В большом числе аналогичных экспериментов, проведенных в ИК и оптическом диапазонах [3–5], групповая скорость излучения превышала поступательную скорость сгустков, что для обеспечения стационарного режима генерации требовало введения определенной расстройки между периодом следования электронных импульсов и временем пробега поля по резонатору. Использование волноводной дисперсии позволяло реализовать режим группового синхронизма, при котором групповая скорость электромагнитного импульса, распространявшегося в волноводном тракте, совпадала с поступательной скоростью электронных сгустков. В подобных условиях стационарный режим генерации может быть реализован при равенстве периода следования электронных импульсов  $T_i$  и периода обращения электромагнитного импульса  $T_R = 2l_0/v_{gr}$ , где  $l_0$  — расстояние между зеркалами,  $v_{gr}$  — групповая скорость волны. В стационарном режиме генерации электромагнитный импульс усиливается, смещаясь вместе с электронным импульсом. Далее электронный импульс покидает область взаимодействия, а электромагнитный

импульс, отражаясь от зеркала, расположенного с коллекторной стороны, достигает катодного зеркала в момент поступления следующего электронного импульса. При этом для взаимной синхронизации излучения в объеме электронного импульса принципиальным становится учет дисперсионного распыливания электромагнитного импульса, вследствие чего возникает влияние различных частей электронного сгустка. Другим важным фактором является локализация поля вблизи электронного импульса, обусловленная реактивной частью электронной восприимчивости. В результате этого эффекта при удалении от сгустка имеет место экспоненциальное затухание полей.

В настоящей работе в предположении высокой добротности резонатора и малого изменения амплитуды поля электромагнитного импульса на одном проходе построена теоретическая модель взаимодействия последовательности коротких электронных сгустков и электромагнитного импульса в режиме группового синхронизма. Для описания эволюции формы электромагнитного импульса использовано параболическое уравнение. Найдены условия самовозбуждения генератора и параметры стационарной генерации. Прослежена аналогия с эффектами канализации излучения поперечноограниченными электронными потоками.

### Модель и основные уравнения

Пусть генерируемое излучение, распространяющееся внутри волноводного тракта, заключено между двумя зеркалами с коэффициентами отражения  $R_{1,2}$ , расположенными на расстоянии  $l_0$ . Электроны, осциллирующие в поле ондулятора идвигающиеся в продольном направлении с поступательной скоростью  $v_{||}$ , равной групповой скорости волны  $v_{gr}$ , инжектируются в резо-

натор в виде последовательности коротких импульсов длительностью  $\tau_p$  и периодом следования  $T_i$ , равным времени обращения поля по резонатору  $T_R$ .

Поле на одном проходе в таком резонаторе может быть представлено в виде

$$\mathbf{A} = \text{Re}[\mathbf{E}_s(\mathbf{r}_\perp)A_n(z, t) \exp(i(\omega_0 t - h_0 z))],$$

где  $A_n(z, t)$  — функция, описывающая эволюцию амплитуды поля вдоль продольной координаты;  $\mathbf{E}_s$  — функция, задающая фиксированное поперечное распределение поля рабочей моды волновода;  $\omega_0$  — несущая частота, в качестве которой выбрана частота точного касания дисперсионных кривых;  $h_0 = h(\omega_0)$ .

Взаимодействие осуществляется в условиях синхронизма  $\omega - hv_{\parallel} \simeq \Omega_{\perp}$ , где  $\Omega_{\perp} = h_u v_{\parallel}$  — частота осциллирующей электронов в поле ондулятора,  $h_u = 2\pi/\lambda_u$ ,  $\lambda_u$  — период ондулятора.

Процесс возбуждения резонатора последовательностью коротких электронных импульсов будем исследовать при следующих условиях: а) модули коэффициентов отражения от зеркал близки к единице  $R_{1,2} \cong 1$  и соответственно изменение амплитуды огибающей сигнала на одном проходе по резонатору невелико; б) дисперсионное распывание волнового пучка на одном проходе по резонатору малб.

В указанных предположениях после перехода от дискретной переменной  $n$  — номера прохода к медленному времени  $\tau$ , единица отсчета которого  $T_R$ , эволюцию поля внутри резонатора можно описать уравнением [6—8]

$$\begin{aligned} \frac{\partial \alpha}{\partial \tau} + \frac{\omega_0}{2Q} \alpha + \frac{\nu v_{\text{gr}}}{2} \frac{\partial^2 \alpha}{\partial \xi^2} \\ = \frac{i2\pi I_0 e \kappa \nu_{\text{gr}}}{mc^3 \gamma db N_s h_0 l_0} \int_0^{l_0} I_\omega dz f(\xi), \end{aligned} \quad (1)$$

где

$$I_\omega = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} e^{-i\Theta} d\Theta_0$$

— амплитуда основной гармоники ВЧ тока;  $\xi = t - z/v_{\text{gr}}$  — временная переменная;  $v_{\text{gr}} = \partial\omega/\partial h$  — групповая скорость волны;  $\nu = \partial^2 h/\partial\omega^2$  — параметр дисперсионного распывания;  $Q = \omega_0 l_0 / (\nu_{\text{gr}}(1 - R_1 R_2))$  — добротность резонатора;  $I_0$  — пиковое значение тока;  $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$  — масс-фактор;  $N_s = [(n/b)^2 + (m/d)^2]d^2/m^2$  — форм-фактор  $TE_{nm}$ -рабочей моды (для моды  $TE_{01}$  при инжекции электронов вдоль оси волновода  $N_s = 1$ );  $d, b$  — поперечные размеры волновода;  $\kappa$  — параметр связи, пропорциональный осцилляторной скорости частиц в поле ондулятора;  $f(\xi)$  — функция, описывающая форму электронного импульса;  $\alpha = eA_n/(mc\omega_0\gamma_0)$  — безразмерная амплитуда поля.

Принятые выше предположения позволяют периодические граничные условия  $\alpha(\tau, \xi) = \alpha(\tau, \xi + T_R)$  и

соответственно представить поле в виде ряда Фурье

$$\alpha(\tau, \xi) = \sum_{m=-\chi}^{\chi} a_q \exp(-i2\pi q\xi/T_R).$$

Амплитуду каждой из гармоник можно рассматривать как амплитуду моды резонатора с заданным продольным индексом  $q$ .

Полагая изменения энергии электронов малыми, а также пренебрегая ближним кулоновским взаимодействием частиц, усредненные уравнения движения электронов представим в виде

$$\frac{\partial^2 \Theta}{\partial z^2} = \left(\frac{\omega_0}{c}\right)^2 \mu \kappa \text{Im}(\alpha e^{i\Theta}) \quad (2)$$

с граничными условиями

$$\left.\frac{d\Theta}{dz}\right|_{z=0} = \Delta, \quad \Theta_{z=0} = \Theta_0 \in [0, 2\pi],$$

где  $\Delta = (\omega_0 - hv_{\parallel} - \Omega_{\perp})/\omega_0$  — расстройка синхронизма на несущей частоте,  $\mu$  — параметр инерционной группировки ( $\mu \simeq \gamma_0^{-2}$ ).

Переходя к нормализованным переменным

$$\zeta - \xi \sqrt{\frac{1 - R_1 R_2}{\nu l_0}}, \quad \hat{\tau} = \omega_0 \tau / 2Q,$$

$$Z = z \frac{\omega_0}{c} P$$

$$P = \left( \frac{e I_0}{mc^3} \frac{4\pi c \mu \kappa^2}{\gamma db h \omega_0^2 N_s \sqrt{\nu l_0 (1 - R_1 R_2)}} \right)^{1/3},$$

преобразуем систему уравнений (1), (2) к виду

$$\frac{\partial a}{\partial \hat{\tau}} + a + i \frac{\partial^2 a}{\partial \zeta^2} = i F(\zeta) \int_0^L I_\omega dZ, \quad (3)$$

$$\frac{\partial^2 \Theta}{\partial Z^2} = \text{Im}(a e^{i\Theta}), \quad (4)$$

$$a(\hat{\tau}, \zeta) = a(\hat{\tau}, \zeta + \hat{T}_R),$$

$$\Theta \Big|_{z=0} = \Theta_0 \in [0, 2\pi], \quad \left.\frac{d\Theta_0}{dZ}\right|_{z=0} = \hat{\Delta},$$

где

$$a = \alpha P^{-2} \kappa \mu, \quad \hat{T}_R = T_R \sqrt{\frac{1 - R_1 R_2}{\nu l_0}};$$

$L = l_0 P \omega_0 / c$  — нормализованная длина взаимодействия электронов с электромагнитным полем; функция  $F(\zeta)$ , описывающая форму электронного импульса, нормирована следующим образом:  $\int_0^{\hat{T}_R} F d\zeta = 1$ . (Индекс  $\hat{\cdot}$  далее опускаем).

## Линейная теория

Линеаризируя уравнение движения электронов (4), получаем уравнение, описывающее возбуждение поля в высокодобротном резонаторе последовательностью электронных сгустков,

$$\frac{\partial a}{\partial \tau} + i \frac{\partial^2 a}{\partial \zeta^2} = iaL^3 \Psi(\Phi) F(\zeta), \quad (5)$$

где

$$\Psi(\Phi) = 2i \frac{1 - e^{i\Phi}}{\Phi^3} - \frac{1 + e^{-i\Phi}}{\Phi^2}$$

— функция, задающая комплексную электронную восприимчивость, вносимую пучком в резонатор (рис. 1).

Найдем собственные моды системы, представляя решение уравнения в виде  $a = e^{i\Omega\tau} \tilde{a}(\zeta)$ , где  $\Omega$  — комплексная собственная частота. Подобные моды принято называть супермодами, имея в виду, что они представляют собой определенный набор мод холодного двухзеркального резонатора.

Предположим для простоты, что электронный импульс имеет прямоугольную форму

$$F(\zeta) = \begin{cases} 1/T_P, & |\zeta| \leq T_P/2 \\ 0, & |\zeta| > T_P/2, \end{cases}$$

где  $T_P = \tau_p \sqrt{(1 - R_1 R_2)/\nu l_0}$  — нормализованная длительность электронного сгустка.

Поле внутри электронного импульса  $|\zeta| \leq T_P/2$  представим как сумму двух встречных волн

$$a = e^{i\Omega\tau} \cdot (A_1 e^{i\chi\zeta} + A_2 e^{-\chi\zeta}),$$

где волновое число  $\chi$  удовлетворяет дисперсионному уравнению, учитывающему электронную восприимчивость

$$i\Omega + 1 - i\chi^2 = -iL^3 \Psi(\Phi)/T_P.$$

Поле в области вне сгустка ( $|\zeta| > T_P/2$ ) запишем в виде

$$a = e^{i\Omega\tau} \cdot \begin{cases} C_1 e^{ig\zeta} + C_2 e^{-ig\zeta}, & \zeta > T_P/2, \\ C_3 e^{ig\zeta} + C_4 e^{-ig\zeta}, & \zeta < T_P/2, \end{cases}$$

где волновое число  $q$  вне электронного сгустка определяется из уравнения

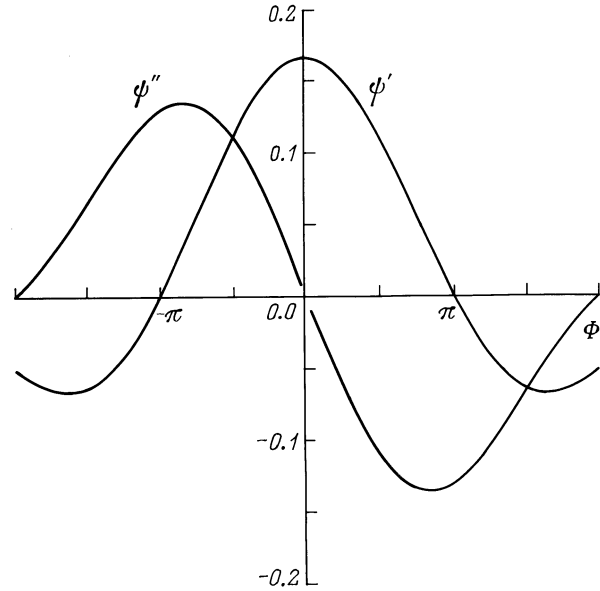
$$i\Omega + 1 - iq^2 = 0.$$

Используя периодические условия

$$a(\tau, \zeta = -T_R/2) = a(\tau, \zeta = T_R/2),$$

$$\left. \frac{\partial a}{\partial \zeta} \right|_{\tau, \zeta = T_R/2} = \left. \frac{\partial a}{\partial \zeta} \right|_{\tau, \zeta = -T_R/2}$$

и условие непрерывности электрического поля и его производной (магнитного поля) на границе между активной



**Рис. 1.** Зависимость активной  $\Psi''$  и реактивной  $\Psi'$  частей эффективной восприимчивости, вносимой электронным пучком в резонатор от угла пролета электронов  $\Phi$ .

средой и вакуумом, получаем следующие характеристические уравнения:

$$\operatorname{tg}\left(\frac{q(T_P - T_R)}{2}\right) = \frac{\chi}{q} \operatorname{tg}\left(\frac{\chi T_P}{2}\right) \quad \text{для симметричных мод,} \quad (6)$$

$$\operatorname{ctg}\left(\frac{q(T_P - T_R)}{2}\right) = \frac{\chi}{q} \operatorname{ctg}\left(\frac{\chi T_P}{2}\right) \quad \text{для антисимметричных мод.} \quad (7)$$

Прежде всего найдем условие самовозбуждения ЛСЭ, запитываемых последовательностью коротких импульсов. Предположим вначале, что электронный импульс очень короткий в масштабе длины электромагнитного импульса, а также по сравнению с периодом обращения волны  $T_R$ . В таком приближении, фактически пренебрегая возникающей на расстоянии  $T_R/2$  интерференцией полей, излучаемых сгустком в положительном и отрицательном направлении оси  $z$ , можно воспользоваться моделью бесконечно тонкого электронного сгустка ( $F(\zeta) = \delta(\zeta)$ ) в бесконечном пространстве ( $T_R \rightarrow \infty$ ). Устремляя  $T_P$  к нулю, а  $T_R$  — к бесконечности, приведем характеристическое уравнение для симметричных мод (6) к виду

$$q = -iL^3 \Psi(\Phi)/2. \quad (8)$$

Согласно (8), мнимая часть волнового числа  $q''$  пропорциональна реальной части восприимчивости  $\Psi'$ , в то время как реальная часть волнового числа  $q'$  определяется мнимой частью восприимчивости  $\Psi''$ . Таким образом,  $\Psi'$  ответственно за экспоненциальное спадание

поля при удалении от электронного сгустка, в то время как  $\Psi''$  определяет поток электромагнитной энергии, уходящей из сгустка. Найденное решение аналогично решению, полученному в работах [9, 10] для описания канализации излучения тонким слоем ленточным электронным потоком, движущимся через высокооборотный двухзеркальный резонатор.

В рассматриваемом пределе существует единственная симметричная мода, для инкремента  $G = -\text{Im}\Omega$  и сдвига частоты  $\text{Re}\Omega$  которой имеем

$$G = -1 - \text{Im}(q^2) = -1 + L^6 \Psi' \Psi'' / 2, \quad (9)$$

$$\text{Re}\Omega = \text{Re}(q^2) = L^6 [(\Psi'')^2 - (\Psi')^2] / 4.$$

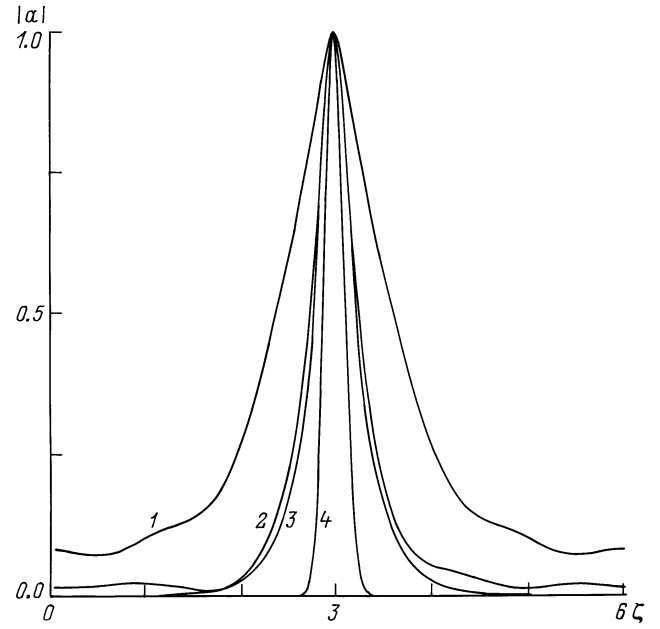
Соответственно стартовое условие ( $G = 0$ ) может быть приведено к виду

$$L_{st} = \sqrt{\frac{2}{\Psi' \Psi''}},$$

$$I_{st} = \frac{mc^3}{e} \cdot \sqrt{\frac{2}{\Psi' \Psi''}} \cdot \left(\frac{c}{l_0 \omega_0}\right)^3 \times \frac{\gamma db n_s h \omega_0^2 \sqrt{(1 - R_1 R_2) \nu l_0}}{4\pi c \mu k^2}. \quad (10)$$

Из выражения (10) видно, что в отличие от случая, когда электронный поток полностью заполняет резонатор, в выражение для инкремента и стартового тока входит как мнимая, так и реальная часть электронной восприимчивости. Это обусловлено тем, что если мнимая часть восприимчивости ответственна за усиление излучения, то именно реальная часть определяет канализующие свойства электронного сгустка (см. форму электромагнитного импульса, представленного кривой 3 на рис. 2). Чем больше  $\Psi'$ , тем более локализован электромагнитный импульс, тем меньше объем, занимаемый электромагнитным полем, и тем выше при заданном заряде сгустка временной инкремент. В этой связи для модели дельта-сгустков оптимальными для генерации будут значения угла пролета  $\Phi$  около  $-\pi/2$  [9, 10] (рис. 3).

По прежнему считая электронный сгусток бесконечно коротким, рассмотрим резонатор конечной длины, т.е. учтем, что хвосты электромагнитного импульса хотя и являются экспоненциально спадающими, тем не менее интерферируют на расстоянии  $T_R/2$  от местоположения электронного сгустка. Очевидно, в этом случае возникает бесконечный дискретный спектр мод, имеющих различную пространственную структуру и различные временные инкременты/дискременты. Очевидно, в данном случае существуют два семейства мод. Первое семейство представляет собой моды холодного резонатора, лишь слегка модифицированные под влиянием электронных сгустков. Эти моды можно назвать объемными, т.е. заполняющими все пространство инкрементов второго семейства мод, локализованных вблизи электронного сгустка. С учетом конечности  $T_R$  характеристическое



**Рис. 2.** Структура электромагнитного импульса ( $\sigma = 0.37$ ,  $T_R = 6$ ): 1 — решение эволюционных уравнений (3), (4) в режиме стационарной генерации; 2 — решение эволюционных уравнений (3), (4) на линейной стадии; 3 — решение характеристического уравнения (6) ( $T_P = 0.26$ ,  $T_R = 6$ ); 4 — профиль электронного сгустка.

уравнение для симметричных мод приобретает вид

$$q \text{tg}\left(\frac{qT_R}{2}\right) = -\frac{L^3 \Psi(\Phi)}{2}. \quad (11)$$

Ограничимся здесь учетом влияния конечности  $T_R$  на стартовые условия и структуру основной симметричной моды. Для сильно прижатых к пучку мод ( $\Phi \simeq -\pi/2$ ) в выражении для комплексного волнового числа, которое следует из уравнения (11), возникает только небольшая поправка, связанная с учетом конечности  $T_R$  (ср. с (8)),

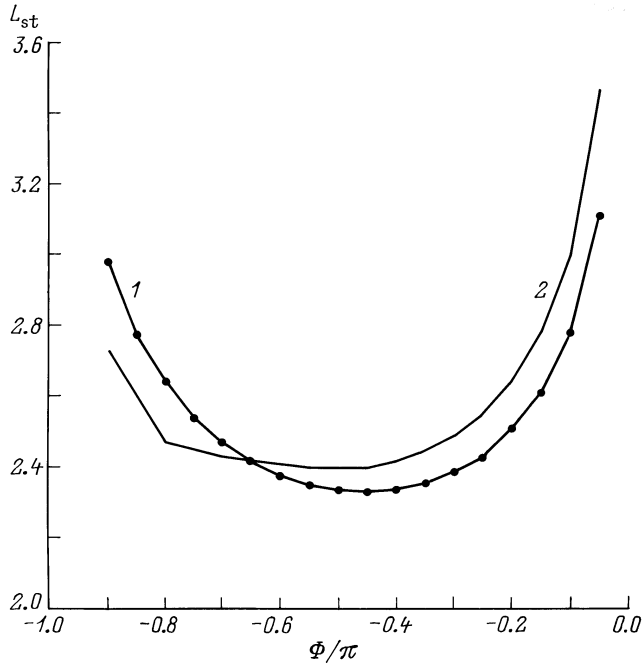
$$q \simeq -i \frac{L^3 \Psi(\Phi)}{2} \left[ 1 + 2 \exp\left(-\frac{T_R L^3 \Psi(\Phi)}{2}\right) \right]. \quad (12)$$

Согласно (12), при  $T_R L^3 \Psi(\Phi)/2 \geq 2$  поправка к волновому числу  $q$  экспоненциально мала. Выражение для инкремента

$$G = -1 + \frac{2rs}{T_R^2} (1 + 4e^{-r} \cos s + 4e^{-2r} \cos 2s) + \frac{4(s^2 - r^2)}{T_R^2} (e^{-r} \sin s + e^{-2r} \sin 2s), \quad (13)$$

где  $r = \frac{L^3 T_R \Psi'}{2}$ ,  $s = \frac{L^3 T_R \Psi''}{2}$

также не претерпевает существенных изменений по сравнению с (9).



**Рис. 3.** Зависимость нормализованной стартовой длины  $L_{st}$  от угла пролета электронов  $\Phi$ : 1 — модель дельта-сгустка электронов при  $T_R \rightarrow \infty$  (точками обозначено решение при  $T_R = 6$ ), 2 — модель электронного сгустка конечной толщины  $T_P = 0.26$  при периоде обращения  $T_R = 6$ .

Сопоставление зависимостей стартовой длины от угла пролета, полученных в рамках описанных выше моделей, показывает практически полное совпадение результатов уже при  $T_R > 6$ . Точное решение характеристического уравнения (11) показывает, что для области значений  $\Phi \simeq -\pi/2$  стартовые длины взаимодействия для этих двух моделей практически не различаются (рис. 3).

Для оценки поправки, связанной с конечностью толщины электронного слоя, рассмотрим модель электронного слоя конечной ширины, пренебрегая для простоты конечностью  $T_R$ . В этом случае характеристическое уравнение (6) для симметричных мод приобретает вид

$$q = -i\chi \operatorname{tg}\left(\frac{\chi T_P}{2}\right). \quad (14)$$

В случае, когда  $|\chi T_P| \ll 1$ , его решение может быть приближенно представлено в виде

$$q \simeq -i \frac{L^3 \Psi}{2} \sqrt{1 - \frac{T_P L^3 \Psi}{16}}.$$

При  $T_P L^3 |\Psi| / 16 \ll 1$  структура основной моды для модели дельта-слоя практически не отличается от структуры поля для модели слоя конечной ширины. Естественно, такое утверждение справедливо, пока электронный слой остается тонким в масштабе длины электромагнитного импульса. Инкремент с учетом конечности  $T_P$  может

быть записан в виде

$$G = \frac{L^6 \Psi' \Psi''}{2} - 1 - \frac{L^9 T_P \Psi''}{64} ((\Psi')^2 - \Psi'').$$

Видно, что при выполнении указанного выше условия инкремент существенно не изменился по сравнению с инкрементом модели с дельта-слоем.

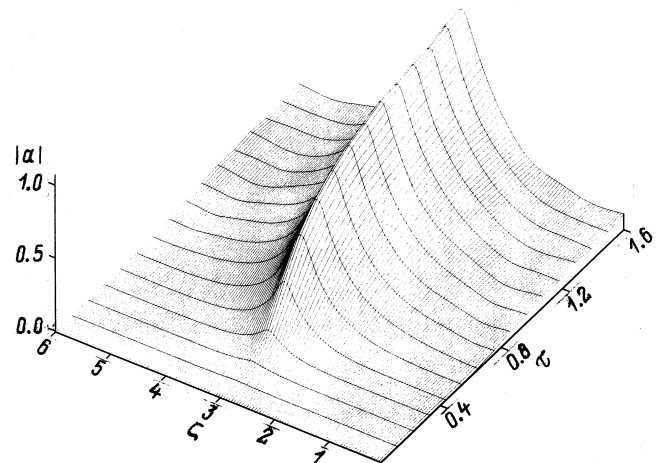
Таким образом, учет конечности времени обращения поля по резонатору  $T_R$  и конечной длительности электронного пучка не оказывает существенного влияния на стартовые условия и инкременты, а также на пространственную структуру основной симметричной моды. Этот вывод позволяет использовать для практических оценок параметров системы достаточно простую модель дельта-сгустка в бесконечном пространстве. Для сравнения с аналитическими результатами на рис. 3 приведено найденное численными методами точное решение характеристического уравнения (6) для конечных значений параметров  $T_P$  и  $T_R$ . Это решение использовалось также для сопоставления с результатами численного моделирования нелинейной системы (3), (4).

## Численное моделирование

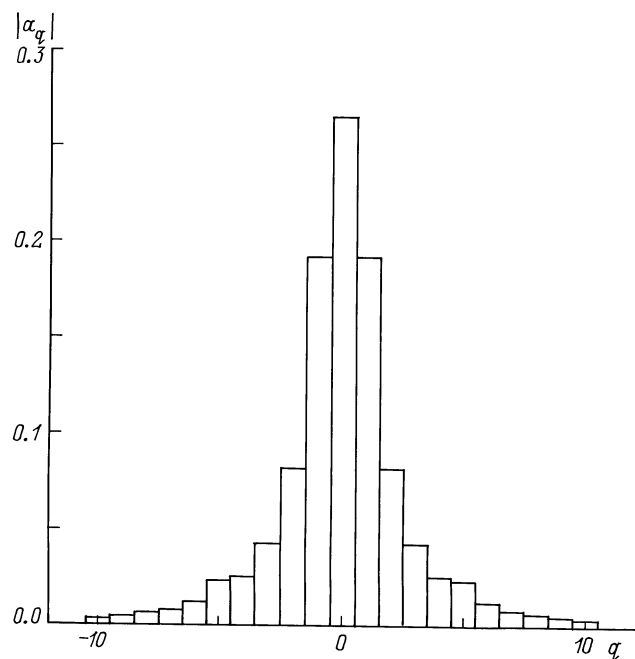
Анализ нелинейной стадии взаимодействия проводился с помощью численного моделирования системы уравнений (3), (4). Для удобства моделирования форма электронного импульса аппроксимировалась гауссовой функцией

$$F(\zeta) = \exp(-\zeta^2/\sigma^2)/\sqrt{2\pi}\sigma.$$

Результаты численного моделирования приведены на рис. 3–5. Процесс временной эволюции электромагнитного импульса, в результате которого устанавливается стационарная форма импульса, показан на рис. 4. Из



**Рис. 4.** Эволюция формы электромагнитного импульса.



**Рис. 5.** Спектр электромагнитного импульса в стационарном режиме генерации.

этого рисунка видно, что как на линейной стадии, так и в режиме стационарной генерации излучение сильно прижато к электронному сгустку, что позволяет говорить о реализации эффекта канализации в данной системе. Для сравнения на рис. 2 проведено сопоставление профилей электромагнитного импульса, найденного с помощью характеристического уравнения (6) (кривая 3), а также формирующегося на линейной стадии решения профилей электромагнитного импульса, найденного с помощью характеристического уравнения (6) (кривая 3), а также формирующегося на линейной стадии решения эволюционных уравнений (3), (4) (кривая 2). Видно хорошее совпадение указанных кривых. На нелинейной стадии происходит некоторое уширение электромагнитного импульса (кривая 1) по сравнению с линейной стадией. Численный счет проводился для безразмерной длительности импульса  $\sigma = 0.37$  ( $T_p = 0.26$ ), периода следования электронных импульсов  $T_R = 6$  и длины взаимодействия  $L = 4$ . Эти параметры вычислены по результатам эксперимента [1], в котором электронные сгустки длительностью 15 ps и максимальным током  $I_p = 6$  А и энергией частиц  $\varepsilon = 2.3$  MeV следовали с частотой 3 GHz. Волновод прямоугольного сечения ( $d = 1$ ,  $b = 0.4$  cm) был помещен в ондулятор с периодом  $\lambda_u = 2.5$  cm, длиной 22.5 cm и максимальным полем 6 kOe, что соответствует  $k \simeq \gamma_0^{-1}$ . На концах волновода на расстоянии  $l_0 = 29$  cm были размещены зеркала с коэффициентом отражения  $R_{1,2} \geq 0.99$ . Генерация наблюдалась на длине волны  $\lambda = 0.24$  cm. Спектр импульса в стационарном режиме генерации показан на рис. 5. Отдельные компоненты на указанном

рисунке соответствуют амплитудам мод резонатора с различным числом продольных вариаций поля. Видно, что в спектре сигнала представлено примерно 5 продольных мод, что соответствует результатам спектральных измерений, проведенных в [1]. В хорошем соответствии находится и длительность микроволновых импульсов 80 ps по расчетам по сравнению с 100 ps, измеренными экспериментально.

## Список литературы

- [1] Ciocci F., Bartolini R., Doria A. et al. // Phys. Rev. Lett. 1993. Vol. 70. P. 928–931.
- [2] Doria A., Bartolini R., Feinstein J. et al. // IEEE J. Quant. Electron. 1993. Vol. 29. P. 1428–1435.
- [3] Deacon D.A.G., Elias L.P., Madey J.M.J. et al. // Phys. Rev. Lett. 1977. Vol. 38. P. 892–894.
- [4] Boehmer H., Gapony M.Z., Edighoffer J. et al. // Phys. Rev. Lett. 1982. Vol. 48. P. 141–144.
- [5] Billardon V., Elleaume P., Ortega J.M. et al. // Phys. Rev. Lett. 1983. Vol. 51. P. 1652–1654.
- [6] Гинзбург Н.С., Петелин М.И. // Изв. вузов ПНД. 1994. Т. 2. № 6. С. 3–26.
- [7] Bogomolov Ya.L., Ginzburg N.S., Bratman V.L. et al. // Opt. Commun. 1985. Vol. 36. P. 209–212.
- [8] Ginzburg N.S., Petelin M.I. // Int. J. Electronics. 1985. Vol. 59. P. 291–314.
- [9] Ginzburg N.S., Kovalev N.F., Rusov N.Yu. // Opt. Commun. 1983. Vol. 46. P. 300–306.
- [10] Гинзбург Н.С. // ПриЭ. 1989. Т. 34. № 9. С. 1935–1939.