

01;09;10

©1995

УСИЛИТЕЛЬНЫЕ СВОЙСТВА ЛАЗЕРОВ НА СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ С КОМБИНИРОВАННОЙ СКРЕЩЕННОЙ ЕН-УБИТРОННОЙ НАКАЧКОЙ

В.В.Кулиш, О.Б.Крутько

Как известно [¹ и др.], основным типом накачки в лазерах на свободных электронах (ЛСЭ) являются *H*-убитронные системы (накачка периодически реверсивным поперечным магнитным полем). Изучались и другие типы накачки, в том числе и *E*-убитронные (накачка периодически реверсивным поперечным электрическим полем) [²]. В работах [³ и др.] обсуждалась возможность реализации ЛСЭ на базе использования в качестве накачки поперечных скрещенных периодически реверсивных магнитного и вихревого электрического полей. В работе [⁴], кроме того, предложена конкретная конструкция такой системы. Отличие от традиционной (*H*-убитронной) здесь состоит лишь в том, что для накачки использовано медленно меняющееся (квазистационарное) во времени магнитное периодически реверсивное поле. Электрическая компонента *ЕН*-поля генерировалась в результате явления электромагнитной индукции. Заметим, что, несмотря на относительную давность самой идеи, ЛСЭ — *ЕН*-убитроны в должной мере до настоящего времени в литературе не изучены. Целью данной работы является частичная компенсация этого пробела.

Рассмотрим самосогласованную одномерную модель ЛСЭ-усилителя с *ЕН*-убитронной накачкой. Поле такой накачки опишем векторным потенциалом

$$\mathbf{A}_2 = 0.5(\mathcal{A}_2(z, t) \exp(ip_2) + \text{к.с.})\mathbf{e}_x, \quad (1)$$

где $\mathcal{A}_2(z, t)$ — комплексная амплитуда, медленно изменяющаяся по заданному закону по координате z и по времени t ; $p_2 = -s_2 k_2 z$ — фаза; $k_2 = 2\pi/\lambda_2$ — частота ондуляции; λ_2 — период ондуляции; $s_2 = \pm 1$ — знаковая функция. Релятивистский электронный поток (РЭП), дрейфующий в положительном направлении оси OZ , считаем “холодным” и в среднем скомпенсированным неподвижным ионным фоном. Коллинеарно пучку в области взаимодействия распростра-

няется волна сигнала, векторный потенциал которой представим в виде:

$$A_1 = 0.5(A_1(z, t) \exp(ip_1) + \text{к.с.})e_x, \quad (2)$$

где $A_1(z, t)$ — комплексная амплитуда, медленно изменяющаяся самосогласованным образом; $p_1 = \omega_1 t - s_1 k_1 z$ — фаза; ω_1, k_1 — соответственно циклическая частота и волновое число волны сигнала; $s_1 = \text{sign}(\mathbf{k}_1 \mathbf{e}_z) = \pm 1$ — знаковая функция; e_x, e_y, e_z — орты осей OX, OY и OZ соответственно. Считаем, что волна сигнала (2) взаимодействует с полем накачки (1) и волной пространственного заряда (ВПЗ)

$$E_3 = 0.5(E_3(z, t) \exp(ip_3) + \text{к.с.})e_z \quad (3)$$

параметрически резонансным образом. Здесь $E_3(z, t)$ — комплексная амплитуда напряженности ВПЭ, медленно меняющаяся самосогласованным образом; $p_3 = \omega_3 t - k_3 z$ — фаза; ω_3, k_3 — соответственно циклическая частота и волновое число ВПЗ.

Расчет ведем в кубически-нелинейном (по амплитудам волн) приближении. Используем метод усредненного кинетического уравнения в комбинации с методом медленно меняющихся амплитуд [5-7]. В результате довольно громоздких вычислений рабочую систему нелинейных укороченных уравнений, описывающих динамику изменения медленных амплитуд взаимодействующих полей в рамановской стационарной модели, можно свести к виду:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial z} \mathcal{E}_1 &= T_1 \mathcal{E}_3 B_2 \cos \varphi + T_3 \mathcal{E}_3 \frac{\partial B_2}{\partial z} \sin \psi; \\ \frac{\partial}{\partial z} \mathcal{E}_3 &= T_2 \mathcal{E}_1 B_2 \cos \psi + T_4 \mathcal{E}_1 \frac{\partial B_2}{\partial z} \sin \psi; \\ \frac{\partial}{\partial z} \psi &= -(T_2 \mathcal{E}_1 \mathcal{E}_3^{-1} + T_1 \mathcal{E}_3 \mathcal{E}_1^{-1}) B_2 \sin \psi - \\ &\quad - (T_4 \mathcal{E}_1 \mathcal{E}_3^{-1} + T_3 \mathcal{E}_3 \mathcal{E}_1^{-1}) \frac{\partial B_2}{\partial z} \cos \psi + \\ &\quad + T_5 \mathcal{E}_3^2 + T_6 \mathcal{E}_1^2 + T_7 B_2^2 + T_8 \mathcal{E}_3^2(z=0) + \\ &\quad + T_9 \mathcal{E}_1^2(z=0) + T_{10} B_2^2(z=0) + T_{11} \int_0^z B_2 \mathcal{E}_2 dz + T_{12}, \end{aligned} \quad (4)$$

где $\mathcal{E}_1 = \left| -\frac{i\omega_1}{c} A_1 - \frac{\partial}{\partial t} A_1 \right|$ — действительная амплитуда напряженности волны сигнала; $\mathcal{E}_3 = |E_3|$ — действительная

амплитуда напряженности ВПЗ; $B_2 = \left| -ik_2 A_2 + \frac{\partial}{\partial z} A_2 \right|$ — действительная амплитуда индукции магнитного поля накачки; $\mathcal{E}_2 = \left| -\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} A_2 \right|$ — действительная амплитуда вихревого электрического поля накачки; $\psi = \psi_3 - \psi_1 - \psi_2$ — фаза рассогласования; $\psi_3 = \arg(E_3)$; $\psi_1 = \arg\left(-\frac{i\omega_1}{c} A_1 - \frac{\partial}{\partial t} A_1\right)$; $\psi_2 = \arg\left(-ik_2 A_2 + \frac{\partial}{\partial z} A_2\right)$; T_j — нелинейные коэффициенты, аналитические выражения которых в силу их громоздкости и ограниченности объема статьи не приводим. При выводе системы (4) полагалось, что период изменения амплитуды EH -убитронного поля гораздо меньше времени пролета электронами области взаимодействия:

$$\frac{\partial}{\partial t} A_2 \sim \omega_E A_2 \ll \frac{2\pi}{L} \langle V_z \rangle A_2, \quad (5)$$

где $\langle V_z \rangle$ — средняя продольная скорость РЭП как целого; L — длина области взаимодействия; ω_E — циклическая частота изменения амплитуды EH -убитронного поля по времени. При выполнении этого условия амплитуды электрического и магнитного полей не будут сильно изменяться за время пролета электронами области взаимодействия.

Примеры численного интегрирования системы (4) представлены на рис. 1 и 2. На рис. 1 приведены зависимости коэффициента усиления $K_1 = \mathcal{E}_1/\mathcal{E}_1(z=0)$ волны сигнала в случае однородного вигглера ($A_2 \neq A_2(z)$) для EH -убитронной (кривая 1) и эквивалентной стандартной H -убитронной моделей. Нетрудно видеть, что динамика обеих систем существенно различна как в количественном, так и в качественном отношении. В частности, уровни усиления для EH -убитронной оказываются более высокими, чем у эквивалентной H -убитронной. Эффект очевиден — дополнительное усиление обусловлено действием электрической компоненты накачки. Кроме этого, замечаем, что каждый следующий максимум K_1 для EH -убитронной модели оказывается выше предыдущего. Это объясняется тем, что выбранная конфигурация EH -поля накачки сама по себе обладает ускоряющими свойствами и частично компенсирует потери энергии электронного пучка на излучение. Способность EH -убитронной системы частично подавлять насыщение усиления позволяет надеяться, что в принципе можно найти оптимальную ее конфигурацию, позволяющую полностью подавить действие эффектов насыщения. Осуществить это можно, варьируя оптимальным образом по z параметр ω_E и (либо) амплитуду EH -поля накачки. Результаты численного моделирования ЛСЭ с EH -накачкой, амплитуда которой оптимальным образом варьируется по z , показаны на рис. 2. Видно, что зависимость $K_1(z)$ (кривая 1) для

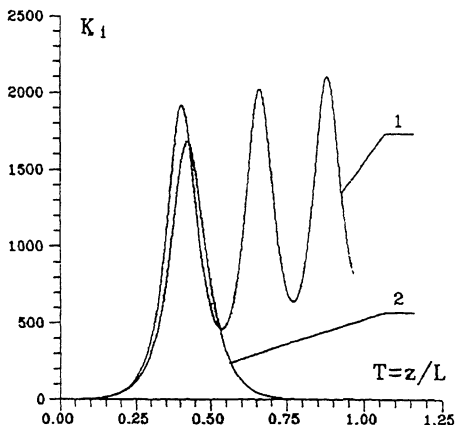


Рис. 1. Коэффициент усиления ЛСЭ-усилителя с *EH*-убитронной накачкой (кривая 1) и эквивалентного ЛСЭ-усилителя с *H*-убитронной накачкой (кривая 2) при постоянной амплитуде накачки. Параметры установок: $\omega_1 = 5.57 \cdot 10^{12}$ Гц, $\omega_p = 2.006 \cdot 10^{11}$ Гц, $L = 2$ м, $\lambda_2 = 2$ см, $B_2 = 2.5$ кГс, $\mathcal{E}_2 = 7.96$ ед. СГС, $\gamma_0 = 5.976$, $\mathcal{E}_1(z=0) = 3.34$ ед. СГС, $\mathcal{E}_3(z=0) = 10^{-5}$ ед. СГС. $T = z/L$ — нормированная на длину области взаимодействия координата z .

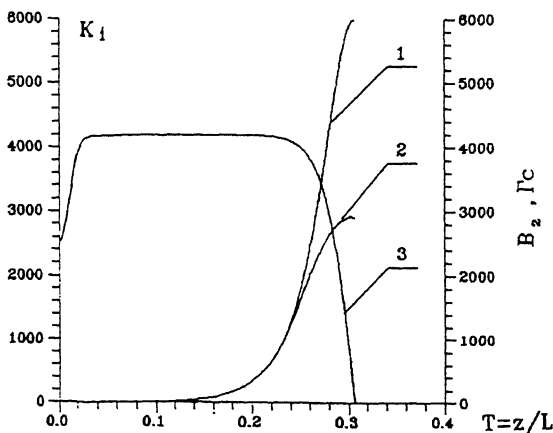


Рис. 2. Коэффициент усиления оптимизированного ЛСЭ-усилителя с *EH*-убитронной накачкой (кривая 1) и эквивалентного ему ЛСЭ-усилителя с *H*-убитронной накачкой (кривая 2). Оптимальная зависимость амплитуды магнитного поля накачки от нормированной координаты z — кривая 3. Параметры установок: $\omega_1 = 5.57 \cdot 10^{12}$ Гц, $\omega_p = 2.006 \cdot 10^{11}$ Гц, $L = 1$ м, $\lambda_2 = 2$ см, $B_2(z=0) = 2.5$ кГс, $\mathcal{E}_2(z=0) = 7.96$ ед. СГС, $\gamma_0 = 5.976$, $\mathcal{E}_1(z=0) = 3.34$ ед. СГС, $\mathcal{E}_3(z=0) = 10^{-5}$ ед. СГС, $B_{2\max} = 4186.664$ Гс, $\mathcal{E}_{2\max} = 13.336$ ед. СГС.

EH-убитронной системы имеет ярко выраженный экспоненциальный характер, что подтверждает факт установления изохронного состояния (по аналогии с [8]). По сравнению с эквивалентной (такое же распределение амплитуды магнитного поля по z) неизохронной *H*-убитронной системой (кривая 2) имеем заметный выигрыш в усилении. Оптимальная (для *EH*-убитронной модели) зависимость амплитуды магнитного поля $B_2(z)$ представлена кривой 3. В заключение отметим, что стандартные значения волнового КПД традиционных ЛСЭ *H*-убитронов $\sim 1-5\%$, а КПД предложенного ЛСЭ *EH*-убитрона $\sim 40\%$.

Список литературы

- [1] Маршалл Т. Лазеры на свободных электронах. М.: Мир, 1987. 240 с.
- [2] Bekefi G. // Appl. Phys. 1980. V. 51. N 6. P. 3081-3084.
- [3] Kulish V.V., Koltmanskyy S.S. // Acta Physica Polonica. 1984. V. 66. N 6. P. 713-740.
- [4] Кулиш В.В. // Деп. в Укр. НИИНТИ, № 1526-Ук 90. Киев, 1990. 192 с.
- [5] Кулиш В.В. // УФЖ. 1991. Т. 36. N 9. С. 1318-1325.
- [6] Кулиш В.В., Лысенко А.В. // Физика плазмы. 1993. Т. 19. № 2. С. 216-227.
- [7] Kulish V.V., Kuleshov S.A., Lysenko A.V. // The international journal of infrared and millimeter waves. 1993. V. 14. N 3. P. 82-199.
- [8] Кулиш В.В., Кулешов С.А. // УФЖ. 1993. Т. 38. № 1. С. 9-19.

Сумский государственный
университет

Поступило в Редакцию
26 декабря 1995 г.