

01;09;10

К теории планарного МСЭ-генератора с циркуляцией поперечных электромагнитных потоков в двумерном брэгговском зеркале

© Н.С. Гинзбург,¹ В.Ю. Заславский,¹ Н.Ю. Песков,¹ А.С. Сергеев,¹
А.В. Аржанников,² П.В. Калинин,² С.А. Кузнецов,² С.Л. Синицкий,² В.Д. Степанов²

¹ Институт прикладной физики РАН,
603950 Нижний Новгород, Россия

² Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН,
630090 Новосибирск, Россия

(Поступило в Редакцию 15 марта 2006 г.)

В рамках нестационарной двумерной модели проведен теоретический анализ планарного МСЭ-генератора с двухзеркальным резонатором, составленным из входного двумерного и выходного одномерного брэгговских зеркал. В предложенной схеме двумерное брэгговское зеркало обеспечивает синхронизацию излучения широкого в масштабе длины волны излучения ленточного электронного пучка. При этом замыкание посредством дополнительного волновода связи поперечных потоков электромагнитной энергии, возникающих в таком зеркале, позволяет получить одномодовый одночастотный режим генерации, стабильный к значительной вариации параметров пучка.

PACS: 42.55.Ah

Введение

В настоящее время проводятся интенсивные экспериментальные исследования мазеров на свободных электронах (МСЭ) с двумерной распределенной обратной связью (РОС), которая создается с помощью двумерных брэгговских структур [1,2]. Согласно результатам теоретического анализа [3,4], использование двумерной РОС позволяет получить пространственно когерентное излучение от ленточных и трубчатых электронных пучков с поперечными размерами, на несколько порядков превосходящими длину волны. Тем не менее экспериментальная реализация МСЭ с двумерной РОС связана с необходимостью выполнения ряда дополнительных ограничений на возможные схемы брэгговских структур. Например, в случае ленточных пучков подобные ограничения обусловлены совместимостью с системами транспортировки электронных пучков. С точки зрения селекции мод оптимальной является схема, открытая для вывода поперечных потоков. Однако реализовать такой вывод не всегда возможно из-за наличия соленоида, создающего ведущее магнитное поле. Проведенные эксперименты показывают также, что важным фактором является нестабильность параметров пучка — как в течение одного импульса, так и от импульса к импульсу. Таким образом, необходим поиск систем, которые мало критичны к изменению параметров пучка.

Одним из решений указанных проблем может служить гибридный брэгговский резонатор, составленный из „двумерного“ и „одномерного“ брэгговских зеркал. При этом возникающие в двумерном зеркале поперечные потоки энергии замыкаются с помощью дополнительного волновода связи.

Двумерная нестационарная модель МСЭ-генератора с гибридным брэгговским резонатором

Рассмотрим планарный МСЭ-генератор на основе комбинированного двухзеркального резонатора, составленного из „двумерного“ и „одномерного“ брэгговских зеркал, и электронного пучка ленточной геометрии. Схема генератора приведена на рис. 1. В этой схеме расположенное на входе в пространство взаимодействия „двумерное“ брэгговское зеркало обеспечивает синхронизацию излучения поперек широкого ленточного электронного пучка. При этом на противоположном, коллекторном, конце резонатора оказывается достаточным использование традиционного „одномерного“ брэгговского зеркала, отражающего часть мощности выходного излучения и обеспечивающего замыкание кольца обратной связи. Кроме того, поперечные потоки электромагнитной энергии, возникающие в двумерном брэгговском

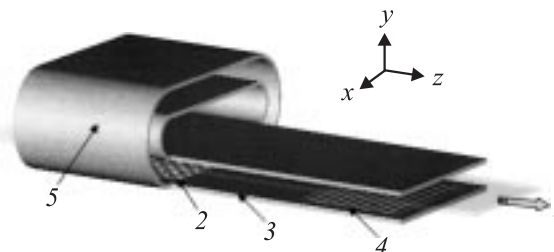


Рис. 1. Модельная схема МСЭ-генератора с гибридным брэгговским резонатором, в котором поперечные потоки электромагнитной энергии замкнуты с помощью волновода связи: 1 — ленточный электронный пучок, 2 — двумерное брэгговское зеркало, 3 — регулярный (гладкий) волновод, 4 — одномерное брэгговское зеркало, 5 — волновод связи.

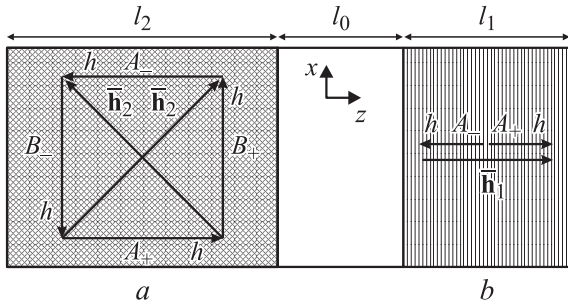


Рис. 2. Диаграмма, иллюстрирующая рассеяние частичных волн на двумерной (а) и одномерной (б) брэгговских решетках: h — волновые векторы частичных волн, \bar{h}_2 и \bar{h}_1 — трансляционные векторы двумерной и одномерной решеток соответственно.

зеркале, замыкаются с помощью дополнительного волновода связи. В результате, как будет показано ниже, при оптимально выбранных параметрах, когда коэффициент отражения от выходного зеркала не слишком высок, рассматриваемая конфигурация позволяет реализовать устойчивый одномодовый одночастотный режим генерации. При этом процесс усиления излучения в основном происходит в регулярной части резонатора, и преобладающая часть мощности, излучаемой электронным пучком, высвечивается в направлении поступательного движения частиц, а только лишь небольшая доля энергии тратится на омические потери в волноводе связи. Эти потери необходимы для стабилизации режима генерации.

Предположим, что на входное зеркало, имеющее длину l_2 и ширину l_x , нанесена неглубокая двоякопериодическая гофрировка

$$a = a_2 \cos(\bar{h}_2 z) \cos(\bar{h}_2 x), \quad (1)$$

где $2a_2$ — глубина гофрировки. Данная гофрировка обеспечивает связь и взаимное рассеяние 4 частичных волн, распространяющихся вдоль (волны A_{\pm}) и поперек (B_{\pm}) электронного пучка

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \operatorname{Re} \left\{ [A_+ e^{-ihz} + A_- e^{ihz} + B_+ e^{-ihx} + B_- e^{ihx}] e^{i\bar{\omega}t} \right\}, \quad (2)$$

если постоянные распространения волн h удовлетворяют условию двумерного брэгговского резонанса (рис. 2, а)

$$h \approx \bar{h}_2. \quad (3)$$

В (2), (3) $\bar{h}_2 = \sqrt{2} \pi / d_2$ — проекция векторов \bar{h}_2 элементарных решеток (рис. 2, а), d_2 — период двумерной гофрировки, $A_{\pm}(x, z, t)$, $B_{\pm}(x, z, t)$ — медленные функции координат и времени, $\mathbf{E}_0(y)$ — функции, описывающие поперечные распределения волн по оси y , которые совпадают со структурой соответствующих мод невозмущенного планарного волновода, $\bar{\omega} = \bar{h}_2 c$ — брэгговская частота, выбранная в качестве несущей.

В геометрико-оптическом приближении взаимное рассеяние этих волн на двумерной брэгговской структуре (1) с учетом возбуждения электронным пучком синхронной попутной волны A_+ может быть описано с помощью следующей системы уравнений [3,4]:

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial}{\partial Z} + \beta_{gr}^{-1} \frac{\partial}{\partial \tau} \right) A_+ + i\alpha_2 (B_+ + B_-) &= J, \\ \left(\frac{\partial}{\partial Z} - \beta_{gr}^{-1} \frac{\partial}{\partial \tau} \right) A_- + i\alpha_2 (B_+ + B_-) &= 0, \\ \left(\frac{\partial}{\partial X} \pm \beta_{gr}^{-1} \frac{\partial}{\partial \tau} \right) B_{\pm} + i\alpha_2 (A_+ + A_-) &= 0 \end{aligned} \quad (4)$$

с граничными условиями

$$A_+|_{Z=0} = 0,$$

$$KB_+(L_x, Z, \tau) = B_+(0, Z, \tau + L_{coupl}), \quad (5)$$

$$B_-(L_x, Z, \tau + L_{coupl}) = KB_-(0, Z, \tau),$$

где K — коэффициент передачи волн B_{\pm} по волноводу связи с учетом их омических потерь, а также потерь, связанных с рассеянием в волны других типов (т.е. обладающих другой поперечной структурой), $L_{coupl} = l_{coupl} C \bar{\omega} / c$ — нормированная длина волновода связи. При записи (4), (5) использованы следующие нормированные переменные и параметры: $Z = z C \bar{\omega} / c$, $X = x C \bar{\omega} / c$, $L_x = l_x C \bar{\omega} / c$, $\tau = t C \bar{\omega}$, $(A_{\pm}, B_{\pm}) = (A_{\pm}, B_{\pm}) e k \mu / \gamma m c \bar{\omega} C^2$, $k = \beta_{\perp} / \beta_{\parallel}$ — параметр связи электронов с волной, $\mu \approx \gamma^{-2}$ — параметр инерционной группировки [5], γ — релятивистский масс-фактор электронов, $v_{\parallel} = \beta_{\parallel} c$ — поступательная скорость частиц, $v_{gr} = \beta_{gr} c$ — групповая скорость волн,

$$C = \left(\frac{e I_0}{m c^3} \frac{\lambda^2 \mu k^2}{8 \pi \gamma a_0} \right)^{1/3}$$

— параметр усиления (параметр Пирса), I_0 — погонный ток пучка; a_0 — расстояние между пластинами; α_2 — коэффициент связи волн на двумерной брэгговской структуре, который для рассматриваемого здесь и далее случая рассеяния основных (ТЕМ-волн) планарного волновода равен [4]

$$\alpha_2 = \frac{a_1 \bar{h}_2}{2 a_0}.$$

В выходном „одномерном“ брэгговском зеркале [5,6], имеющем длину l_1 , как и в регулярной (без гофрировки) части резонатора, имеющей длину l_0 , присутствуют только две частичные волны

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \operatorname{Re} \left\{ [A_+ e^{-ihz} + A_- e^{ihz}] e^{i\bar{\omega}t} \right\}, \quad (6)$$

распространяющиеся в попутном и встречном по отношению к поступательной скорости пучка направлении. Одномерная брэгговская структура

$$a = a_1 \cos(\bar{h}_1 z) \quad (7)$$

при выполнении условия

$$h \approx \frac{\bar{h}_1}{2} \quad (8)$$

($\bar{h}_1 = 2\pi/d_1$, $2a_1$, d_1 — глубина и период гофрировки соответственно) обеспечивает рассеяние этих волн (рис. 2, *b*), которое описывается уравнениями (ср. с [5]):

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial}{\partial Z} + \beta_{gr}^{-1} \frac{\partial}{\partial \tau} \right) A_+ + i\alpha_1 A_- &= J, \\ \left(\frac{\partial}{\partial Z} - \beta_{gr}^{-1} \frac{\partial}{\partial \tau} \right) A_- + i\alpha_1 A_+ &= 0 \end{aligned} \quad (9)$$

с граничным условием

$$A_-|_{Z=L_{total}} = 0,$$

где $L_{total} = L_2 + L_0 + L_1$ — полная нормированная длина резонатора, α_1 — коэффициент связи волн на одномерной брэгговской структуре [6]. Для рассеяния двух ТЕМ-волн он равен

$$\alpha_1 = \frac{a_1 \bar{h}_1}{a_0}.$$

В средней (регулярной) части резонатора, имеющей постоянное поперечное сечение, процесс усиления волны A_+ описывается уравнением, аналогичным (9), где коэффициент связи волн следует положить равным нулю. При этом вдоль координаты z амплитуды парциальных волн A_{\pm} предполагаются непрерывными функциями на границах различных секций.

Усредненное движение частиц в поле синхронной волны A_+ описывается уравнением [5]

$$\left(\frac{\partial}{\partial Z} + \beta_{\parallel}^{-1} \frac{\partial}{\partial \tau} \right)^2 \Theta = \text{Re} \{ A_+ e^{i\Theta} \} \quad (10)$$

с граничными условиями

$$\begin{aligned} \Theta|_{Z=0} &= \Theta_0 \in [0, 2\pi), \\ \left(\frac{\partial}{\partial Z} + \beta_{\parallel}^{-1} \frac{\partial}{\partial \tau} \right) \Theta|_{Z=0} &= -\Delta, \end{aligned} \quad (11)$$

где $\Theta = \bar{\omega}t - hz - h_w z$ — фаза электронов относительно синхронной волны, $\Delta = (\bar{\omega} - hv_{\parallel} - h_w v_{\parallel})/\bar{\omega}C$ — начальная расстройка ондуляторного синхронизма на несущей частоте, $h_w = 2\pi/d_w$, d_w — период ондулятора. При изменении рабочего напряжения на диоде и, следовательно, энергии электронов пучка параметр расстройки синхронизма Δ может меняться во времени. Из уравнений движения частиц (10) находится электронный ток

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

возбуждающий поле синхронной волны. Интегральный КПД определяется соотношениями

$$\eta = \frac{C\hat{\eta}}{\mu(1 - \gamma_0^{-1})},$$

$$\hat{\eta} = \frac{1}{2\pi L_x} \int_0^{L_x} dX \int_0^{2\pi} \left(\frac{\partial \Theta}{\partial Z} + \Delta \right) \Big|_{Z=L_{total}} d\Theta_0.$$

Отметим, что при записи уравнений (4), (9), (10) предполагались одновременно выполненными условия двумерного (3) и одномерного (8) брэгговского резонанса, т.е. $\bar{h}_2 = \bar{h}_1/2$. Это выполняется при соотношении между периодами гофрировок $d_2 = \sqrt{2}d_1$.

Моделирование электродинамических характеристик гибридного брэгговского резонатора

Исследуем свойства электродинамической системы генератора, изображенного на рис. 1, в отсутствие электронного пучка. Одним из возможных методов определения положения высокодобротных мод в рассматриваемой электродинамической системе является возбуждение резонатора внешним начальным импульсом. Положим в уравнениях (4), (9) высокочастотный ток $J = 0$ и зададим начальные условия в виде

$$A_+|_{\tau=0} = a_+^0 \sin\left(\frac{\pi}{L_{total}} Z\right), \quad A_-|_{\tau=0} = 0, \quad B_{\pm}|_{\tau=0} = 0.$$

Будем следить за эволюцией поля внутри резонатора. Моделирование показывает, что после нескольких проходов волн по резонатору в системе формируются собственные моды, и соответственно в спектре выходного излучения появляются характерные максимумы (рис. 3), соответствующие положению наиболее высокодобротных мод. Параметры приведенного ниже моделирования были выбраны близкими к параметрам МСЭ 76 GHz, разрабатываемого в совместных экспериментах ИЯФ СО РАН (Новосибирск) и ИПФ РАН (Нижний Новгород): длина входного („двумерного“) зеркала $l_2 = 17$, выходного („одномерного“) — $l_1 = 10$, регулярная часть резонатора $l_0 = 30$, ширина системы $l_x = 12$; зазор между пластинами $a_0 = 1$ см; периоды структур $d_2 = 2.83$, $d_1 = 2$ мм; длина дополнительного волновода связи $l_{coupl} = 2l_x$; коэффициенты связи на двумерной и одномерной брэгговских решетках $\alpha_1 = \alpha_2 = 0.035 \text{ см}^{-1}$.

На рис. 3 представлены результаты моделирования при различных потерях поперечно распространяющихся волн в волноводе связи, определяемых коэффициентом K . При малых потерях ($K = 0.9$, рис. 3, *a*) наибольшей добротностью $Q \sim 7000$ обладает мода двумерного брэгговского зеркала, частота которой совпадает

с частотой точного брэгговского резонанса 75 GHz. Пространственное распределение полей парциальных волн, формирующееся в холодной электродинамической системе, показано на рис. 4. Видно, что поля в основном локализованы внутри двумерного брэгговского зеркала.

Кроме спектрального максимума, соответствующего основной моде, на рис. 3, *a* присутствует ряд дополнительных максимумов, соответствующих возбуждению паразитных мод. Эти моды образованы поперечными потоками B_{\pm} , циркулирующими по волноводу связи и двумерному брэгговскому зеркалу. Частотный интервал между модами определяется соотношением $\Delta f = c/(l_x + l_{coupl})$ и в рассматриваемом случае составляет ~ 850 MHz. В используемом геометрическом приближении в отсутствие брэгговской структуры дифракции добротность этих мод, как и основной моды, бесконечна. Двумерная брэгговская структура за счет связи волн B_{\pm} с вытекающими парциальными волнами A_{\pm} понижает добротность указанных мод, и при выбранных параметрах их добротность примерно в два раза меньше добротности основной моды.

При меньших коэффициентах передачи в волноводу связи $K \leq 0.5$ (рис. 3, *b*) спектр мод исследуемой системы становится эквивалентным спектру мод „открытой“ в поперечном направлении системы [4]. В спектре

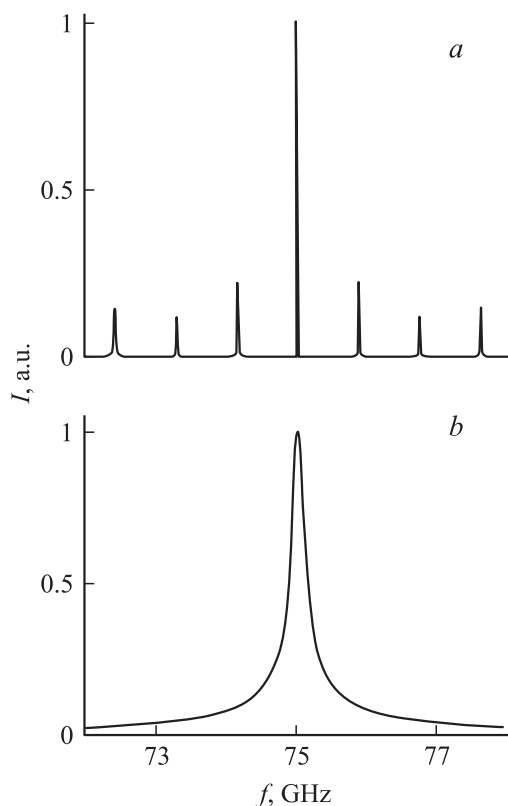


Рис. 3. Результаты моделирования возбуждения собственных мод гибридного резонатора внешним начальным сигналом в случае (*a*) большого ($K = 0.9$) и (*b*) умеренного ($K = 0.3$) коэффициента передачи поперечно распространяющихся волн в волноводу связи.

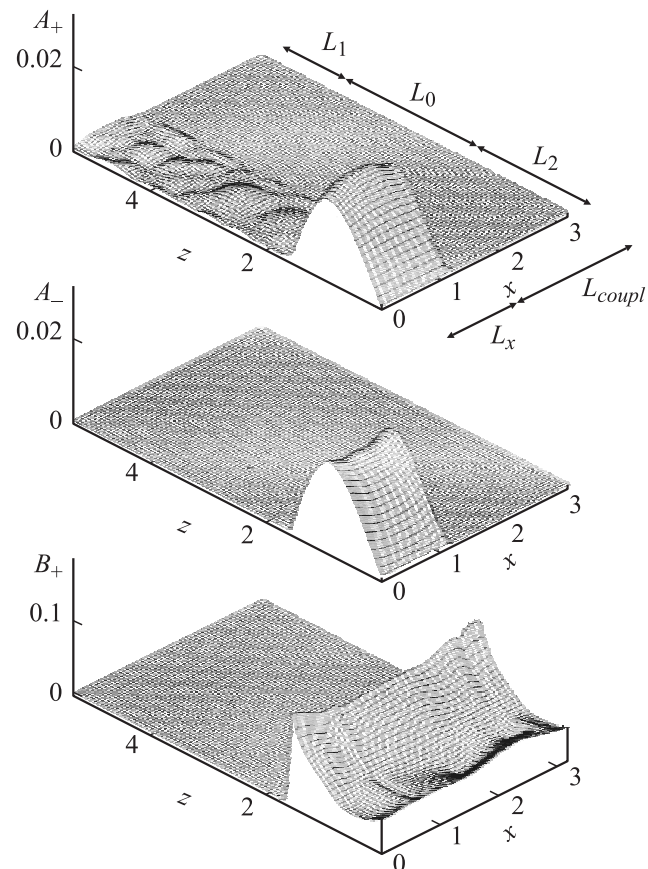


Рис. 4. Пространственные структуры парциальных волн „холодного“ гибридного брэгговского резонатора при возбуждении начальным электромагнитным импульсом ($\tau = 200$).

по-прежнему доминирует центральная мода на брэгговской частоте, добротность которой в этом случае составляет $Q \sim 300$.

Моделирование возбуждения гибридного брэгговского резонатора ленточным электронным потоком

Рассмотрим возбуждение гибридного резонатора ленточным электронным пучком на основе приведенной выше нестационарной нелинейной двумерной модели, состоящей из уравнений для амплитуд парциальных волн (4), (9) и усреднения уравнений движения электронов (10). Результаты моделирования при параметрах резонатора, указанных выше, и $K = 0.9$ приведены на рис. 5–7. Погонный ток пучка составлял 300 А/см, энергия частиц 1 MeV, период ондулятора 4 см, осцилляторная скорость частиц в поле ондулятора $\beta_{\perp} \approx 0.2$, параметр Пирса $C \approx 6 \cdot 10^{-3}$.

На рис. 5 показано установление стационарного одночастотного режима генерации при различных значениях расстройки синхронизма электронов с попутной волной Δ , которая, в свою очередь, зависит от их энергии.

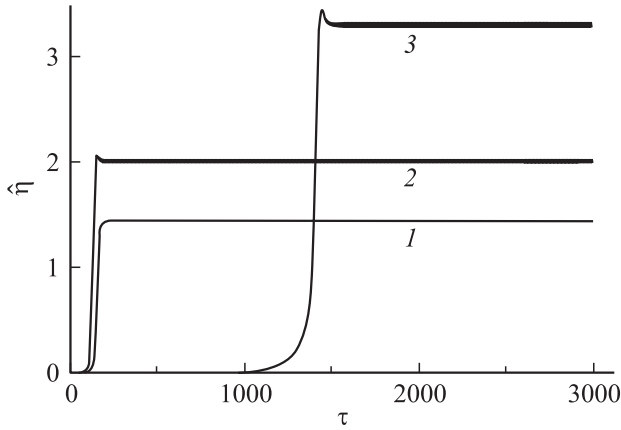


Рис. 5. Установление стационарного режима генерации в планарном МСЭ-генераторе с „замкнутым“ гибридным брэгговским резонатором. Зависимость приведенного КПД от времени при различных значениях расстройки синхронизма Δ (1 — 0, 2 — 0.5, 3 — 1.5).

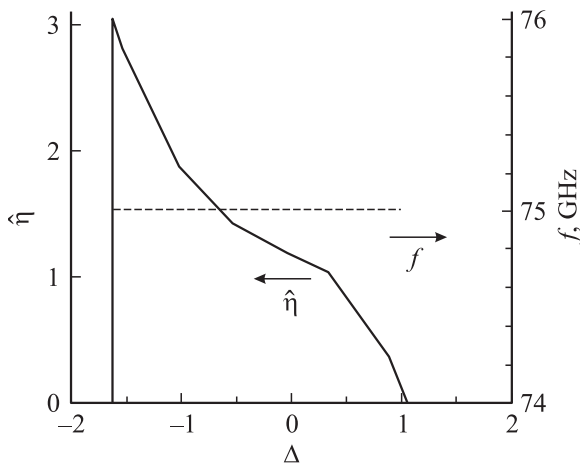


Рис. 6. Зависимость КПД $\hat{\eta}$ (сплошная линия) и частоты генерации f (пунктир) в стационарном режиме от параметра расстройки синхронизма Δ .

Зависимость нормированного КПД и частоты генерации в стационарном режиме от параметра Δ приведена на рис. 6. Изменение параметра Δ на единицу при выбранных параметрах соответствует изменению энергии электронов примерно на 10%. Моделирование показывает, что частота генерации практически не меняется при изменении Δ и близка к частоте точного брэгговского резонанса. Это свидетельствует об устойчивости режима одномодовой генерации по отношению к изменениям рабочего напряжения на диоде. Вместе с тем изменения КПД достаточно существенны. Максимальный приведенный КПД $\hat{\eta} \approx 3$ достигается при расстройке $\Delta \approx -1.5$.

Характерные пространственные распределения амплитуды синхронной с электронами парциальной волны A_+ , волны связи A_- и поперечно распространяю-

щейся парциальной волны B_+ представлены на рис. 7. Видно, что в области, занятой электронным пучком, амплитуда поля синхронной волны A_+ является практически постоянной по поперечной координате x . Это обеспечивает одинаковую энергоотдачу всех фракций электронного пучка и соответственно достаточно высокий средний по поперечному сечению КПД, который в рассматриваемом случае может достигать 20%. Из рисунков также видно, что амплитуда синхронной с электронным пучком волны A_+ в несколько раз превышает амплитуды остальных парциальных волн. В данном варианте 93% излученной электронным пучком энергии выносится с попутной синхронной волной. Омические потери составляют 7%. Важно также подчеркнуть, что продольное распределение полей, возбуждаемых электронным пучком, достаточно кардинально отличается от имеющего место в холодной системе, где поля A_{\pm} сосредоточены внутри двумерного брэгговского зеркала. При выбранных параметрах основная часть усиления синхронной волны пучком происходит в регулярной части. По этой причине амплитуды полей парциальных волн велики и в одномерном брэгговском зеркале.

Таким образом, приведенный выше анализ динамики предложенной схемы МСЭ показывает возможность получения одномодовой одночастотной генерации, стабильной к вариации энергии электронного пучка. Со-

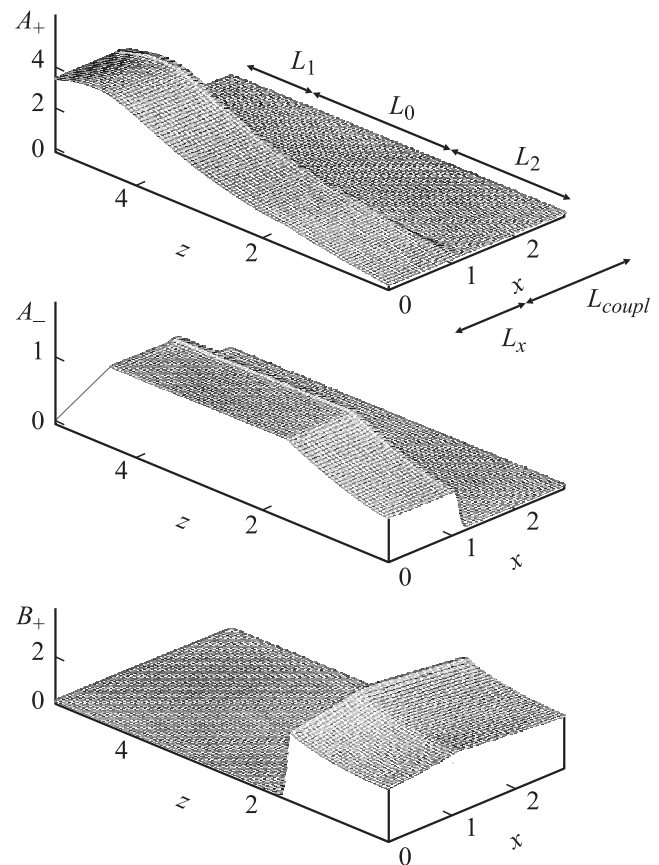


Рис. 7. Пространственные распределения амплитуд парциальных волн в стационарном режиме генерации.

ответствующие экспериментальные исследования МСЭ диапазона 4 mm планируются в ИЯФ СО РАН на базе ускорителя ЭЛМИ.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты 04-02-17118, 05-02-17036-а и 05-02-16015).

Список литературы

- [1] *Sinitsky S.L., Arzhannikov A.V., Ginzburg N.S.* et al. // Proc. of the VI Int. Workshop „Strong Microwaves in Plasma“, Nizhny Novgorod, Russia, 2005. P. S50.
- [2] *Konoplev I.V., Cross A.W., Ginzburg N.S.* et al. // Ibid. P. S34.
- [3] *Ginzburg N.S., Peskov N.Yu., Sergeev A.S.* // Opt. Comm. 1994. Vol. 112. P. 151.
- [4] *Ginzburg N.S., Peskov N.Yu., Sergeev A.S.* et al. // Phys. Rev. E. 1999. Vol. 60. N 1. P. 935.
- [5] *Bratman V.L., Denisov G.G., Ginzburg N.S., Petelin M.I.* // IEEE J. Quant. Electron. 1983. Vol. 19. N 3. P. 282.
- [6] *Ковалев Н.Ф., Орлова И.М., Петелин М.И.* // Изв. вузов. Радиофизика. 1968. Т. 11. № 5. С. 783.