

09

Субмиллиметровые планарные гиротроны с поперечным дифракционным выводом излучения

© Н.С. Гинзбург, И.В. Зотова, В.Ю. Заславский,
А.С. Сергеев, И.В. Железнов

Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород
E-mail: zotova@appl.sci-nnov.ru

В окончательной редакции 15 сентября 2010 г.

Для повышения интегральной мощности излучения коротковолновых гиротронов предложена схема с поперечным (по отношению к направлению поступательного движения электронов) выводом энергии. Преимуществом планарной геометрии по сравнению с традиционной цилиндрической является возможность обеспечения когерентности излучения при большем факторе сверхразмерности за счет дифракционного механизма селекции мод по открытой поперечной координате. Моделирование нелинейной динамики планарного гиротрона с ленточным поливинтовым электронным пучком показывает возможность достижения мощности излучения в сотни киловатт на частотах до 1 THz. Дополнительным достоинством новой схемы является перестраиваемость частоты излучения путем изменения расстояния между пластинами.

В последние годы достигнут существенный прогресс в разработке гиротронов субмиллиметрового диапазона длин волн [1–3], в которых получена мощность излучения в несколько киловатт. При работе в субмиллиметровом диапазоне в традиционных схемах гиротронов [4,5] с резонаторами, формируемыми отрезками слабо нерегулярных цилиндрических волноводов, для достижения высокой мощности при малом поперечном размере системы необходимы высокая степень компрессии пучка и большие плотности токов в пространстве взаимодействия. В настоящее время реализованы две схемы субмиллиметровых гиротронов. В одной из них [1,2], подобно мощным гиротронам миллиметрового диапазона, используется трубчатый поливинтовой пучок, формируемый магнетронно-инжекторными пушками. При работе на основной гармонике циклотронной частоты в субмиллиметровом диапазоне требуются сильные магнитные поля $\sim 20\text{--}40$ Т. Снизить величину магнитного поля

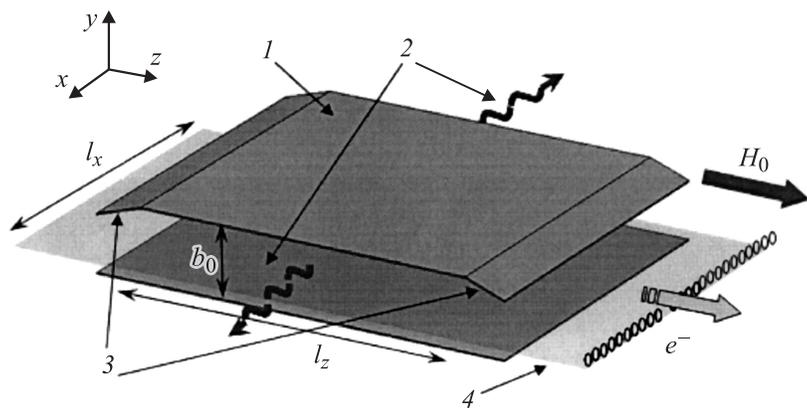


Рис. 1. Схема планарного гиротрона с поперечным дифракционным выводом излучения: 1 — планарный волновод, 2 — каналы вывода энергии, 3 — закритические сужения, 4 — ленточный поливинтовой электронный пучок.

позволяет генерация на гармониках. Одним из эффективных методов селективного возбуждения заданной гармоники является использование приосевого нитевидного электронного пучка, поскольку для такого пучка азимутальный индекс возбуждаемой моды цилиндрического волновода совпадает с номером рабочей гармоники. Подобный механизм использован в так называемых гиротронах с большими орбитами [3]. Однако формирование нитевидных параксиальных потоков требует предельно высокой величины компрессии пучков.

В этой связи для повышения интегральной мощности излучения коротковолновых гиротронов необходима разработка новых схем, обеспечивающих когерентность излучения при больших по сравнению с традиционной цилиндрической геометрией факторах сверхразмерности. В качестве одного из возможных решений представляет интерес планарная схема гиротрона с ленточным поливинтовым электронным пучком. Достоинством такой схемы является возможность использования в качестве электродинамической системы открытого в поперечном направлении (вдоль оси x на рис. 1) планарного волновода. Соответственно если по продольной координате (оси z) волновод закрыт закритическими сужениями, то может быть реализован поперечный (по отношению к направлению поступательного движения частиц вдоль

ведущего магнитного поля $\mathbf{H} = H_0 z$) дифракционный вывод излучения, который одновременно позволяет обеспечить селекцию мод по открытой координате, вследствие различия дифракционных потерь мод с различным числом вариаций. В обычной схеме гиротрона такой механизм селекции осуществляется по продольной координате z , в направлении которой осуществляется вывод излучения [1,2].

По второй поперечной координате (оси y) может быть использован традиционный электронный механизм селекции, для реализации которого интервал между критическими частотами мод с различным индексом должен превышать полосу циклотронного резонанса (полосу усиления): $c\pi/b_0 \geq \omega/2N$, где $N = \omega_H l_z / 2\pi V_{\parallel 0}$ — число циклотронных осцилляций на длине l_z , $\omega_H = eH_0/mc\gamma_0$ — гирочастота, $V_{\parallel 0} = \beta_{\parallel 0}c$ и $V_{\perp 0} = \beta_{\perp 0}c$ — продольная и поперечная скорости частиц, $\gamma_0 = (1 - \beta_{\parallel 0}^2 - \beta_{\perp 0}^2)^{-1/2}$ — масс-фактор. Соответственно допустимый зазор между пластинами b_0 удовлетворяет условию: $b_0 \leq N\lambda$. Заметим, что в традиционном варианте гиротрона с закрытым цилиндрическим волноводом радиусом R характерный интервал между критическими частотами $\Delta\omega/\omega \sim c^2/\omega^2 R^2$ [6] и аналогичный критерий $R \leq \sqrt{N/2\pi^2}\lambda$ приводит к значительно более жестким ограничениям на допустимый поперечный размер системы.

Проведенный в данной работе анализ нелинейной динамики планарной схемы гиротрона субмиллиметрового диапазона с поперечным выводом энергии показывает перспективность предложенной схемы с точки зрения повышения мощности излучения.

Электромагнитное поле в исследуемой модели гиротрона представим в виде

$$\mathbf{E} = \mathbf{x}_0 \operatorname{Re} \{A(x, z, t) \sin(\pi s y/b_0) \exp(i\omega_c t)\}. \quad (1)$$

Поляризация и распределение поля вдоль координаты y соответствует моде TE_s планарного волновода с критической частотой $\omega_c = \pi s c/b_0$. Эволюция комплексной амплитуды поля A в плоскости (x, z) описывается неоднородным уравнением параболического типа

$$i \frac{\partial^2 a}{\partial Z^2} + i \frac{\partial^2 a}{\partial X^2} + \frac{\partial a}{\partial \tau} + \sigma a = GJF(X), \quad (2)$$

где фактор возбуждения (высокочастотный ток) $J = 1/\pi \int_0^{2\pi} p d\theta_0$ находится из решения усредненных уравнений движения электронов —

уравнений неизохронного осциллятора

$$\frac{\partial p}{\partial Z} + ip(\Delta - 1 + |p|^2) = -a, \quad (3)$$

с граничными условиями $p(Z=0) = \exp(i\theta_0)$, $\theta_0 \in [0, 2\pi]$. Здесь использованы следующие безразмерные переменные:

$$\tau = \omega_c t \frac{\beta_{\perp 0}^4}{8\beta_{\parallel 0}^2}, \quad Z = \pi \frac{\beta_{\perp 0}^2}{\beta_{\parallel 0}} \frac{z}{\lambda}, \quad X = \pi \frac{\beta_{\perp 0}^2}{\beta_{\parallel 0}} \frac{x}{\lambda},$$

$$a = \frac{eA}{m\omega_c c \beta_{\perp 0}^3 \gamma_0}, \quad G = \frac{4}{\pi} \frac{e j_0}{m c^3} \frac{\lambda^2}{b_0} \frac{\beta_{\parallel 0}}{\beta_{\perp 0}^6 \gamma_0},$$

где j_0 — погонная (по координате x) плотность тока, $\sigma = \delta/b_0$ — параметр омических потерь, δ — глубина скин-слоя, $\Delta = (\omega_H - \omega_c)/\omega_c$ — расстройка циклотронного резонанса, $\lambda = 2\pi c/\omega_c$, $p = (p_x + ip_y) \exp(i\omega_c t)/p_{\perp 0}$ — безразмерный поперечный импульс электронов. Функция $F(X)$ описывает распределение плотности электронного потока.

Будем предполагать, что в направлении движения электронного потока по оси z система закрыта закритическими сужениями (рис. 1). Соответственно по этой оси граничные условия к уравнению (2) имеют вид $a(Z=0) = a(Z=L_z) = 0$, ($L_z = \pi\beta_{\perp 0}^2 l_z / \beta_{\parallel 0} \lambda$ — безразмерная длина генератора), что позволяет разложить поле в ряд Фурье

$$a = \sum_{n=1}^{\infty} a_n(X, \tau) \sin \frac{n\pi}{L_z} Z, \quad (4)$$

где каждая гармоника может быть интерпретирована как мода резонатора с числом продольных вариаций поля, задаваемым индексом n . С учетом (4) самосогласованная система уравнений (2), (3) приобретает вид

$$-i\nu_n a_n + i \frac{\partial^2 a_n}{\partial X^2} + \frac{\partial a_n}{\partial \tau} + \sigma a_n = F(X) \frac{G}{L_z} \int_0^{L_z} J \sin \frac{n\pi}{L_z} dZ,$$

$$\frac{\partial p}{\partial Z} + ip(\Delta - 1 + |p|^2) = - \sum_{n=1}^{\infty} a_n(X, \tau) \sin \frac{n\pi}{L_z} Z. \quad (5)$$

В предлагаемой схеме планарного гиротрона дифракционный вывод излучения осуществляется в поперечном x направлении, относительно которого система является открытой. Соответственно на краях пространства взаимодействия (на краях электронного пучка) для амплитуд мод могут быть использованы условия излучения [7]

$$\left(a_n \mp \frac{1}{\sqrt{\pi i}} \int_0^\tau \frac{e^{-(\sigma - i\nu_n)(\tau - \tau')}}{\sqrt{\tau - \tau'}} \frac{\partial a_n(X, \tau')}{\partial X} d\tau' \right) \Big|_{X=0, L_x} = 0, \quad (6)$$

где $\nu_n = (n\pi/L_z)^2$, $L_x = \pi\beta_{\perp 0}^2 l_x / \beta_{\parallel 0} \lambda$ — нормированная ширина электронного пучка.

Из уравнений (5) следует закон сохранения энергии, который в стационарном режиме генерации $a_n \sim \exp(i\Omega\tau)$ может быть представлен в виде

$$4\eta_{\perp} GL_x = P_{out} + P_{ohm}, \quad (7)$$

где

$$\eta_{\perp} = 1 - (1/2\pi L_x) \int_0^{L_x} \int_0^{2\pi} |p|^2 d\theta_0 dX \quad (8)$$

— поперечный КПД, определяемый как доля энергии вращательного движения частиц, преобразуемая в энергию излучения,

$$P_{out} = L_z \sum_{n=1}^{\infty} \text{Im} \left(a_n \frac{\partial a_n^*}{\partial X} \Big|_{X=0} + a_n^* \frac{\partial a_n}{\partial X} \Big|_{X=L_x} \right),$$

$$P_{ohm} = \sigma L_z \sum_{n=1}^{\infty} \int_0^{L_x} |a_n|^2 dX \quad (9)$$

— выходная мощность излучения и омические потери в стенках резонатора соответственно. Полный электронный КПД выражается через поперечный посредством известного соотношения $\eta = g^2 \eta_{\perp} / (1 + g^2)$, где $g = \beta_{\perp 0} / \beta_{\parallel 0}$ — питч-фактор электронов.

Проведенное моделирование нелинейной динамики планарного гиротрона на основе системы уравнений (5) показало существование областей расстройек циклотронного резонанса Δ , в которых имеет место установление стационарного режима генерации с возбуждением мод с

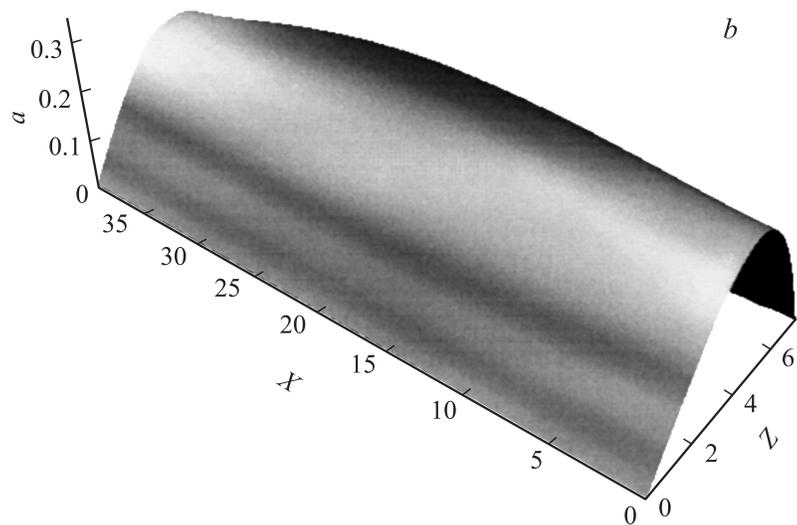
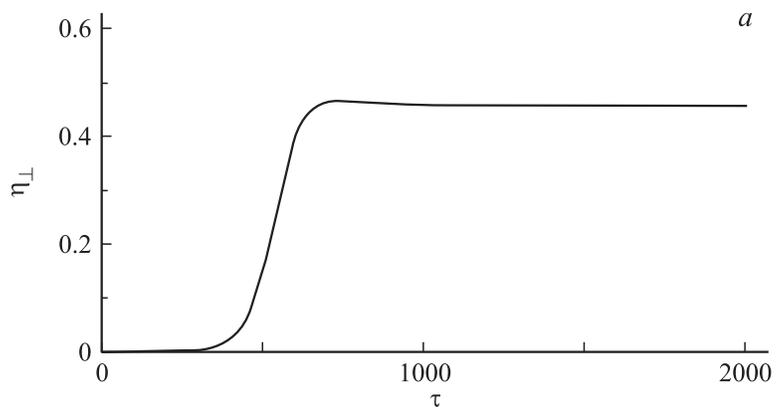


Рис. 2. *a* — установление режима стационарной генерации при возбуждении моды с одной продольной вариацией, *b* — соответствующая структура поля. ($G \sim 4 \cdot 10^{-3}$, $\sigma \sim 1.5 \cdot 10^{-3}$, $L_x = 40$, $L_z = 7.5$, $\Delta = -0.85$).

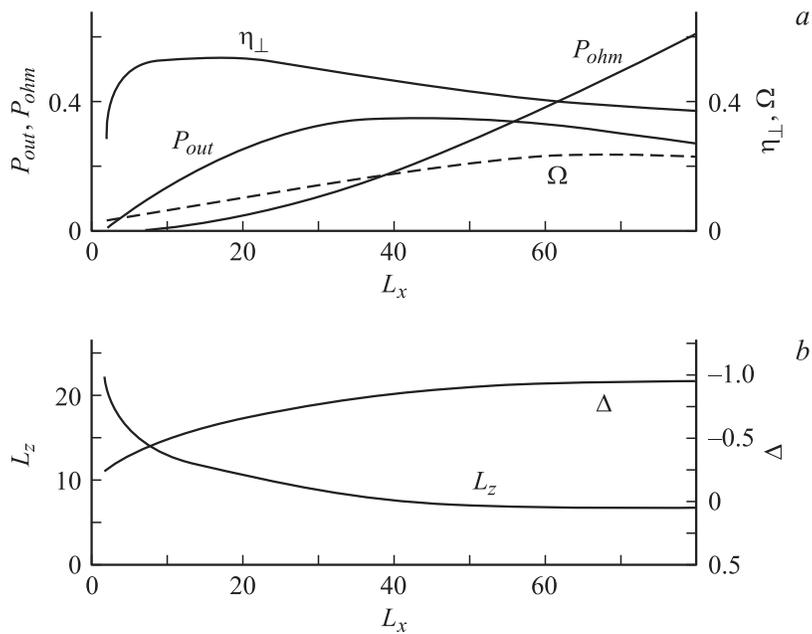


Рис. 3. *a* — зависимость от ширины электронного пучка L_x поперечного КПД η_{\perp} , выходной мощности излучения P_{out} , мощности омических потерь P_{ohm} и электронной перестройки частоты Ω . *b* — оптимальная (по выходной мощности) длина пространства взаимодействия L_z и расстройка синхронизма Δ ($G \sim 4 \cdot 10^{-3}$, $\sigma \sim 1.5 \cdot 10^{-3}$).

различным числом продольных вариаций поля n . Наиболее широкой является зона, в которой возбуждается мода с одной продольной вариацией. Установление стационарного режима генерации на этой моде и соответствующий профиль поля показаны на рис. 2. Указанная зона наименее критична к разбросу параметров электронных пучков, поэтому оптимизация параметров гиротрона проводилась для этой зоны.

На рис. 3, *a* представлены зависимости от ширины пучка L_x поперечного КПД, полезной мощности излучения P_{out} и омических потерь P_{ohm} . При заданной ширине L_x длина пространства взаимодействия L_z и расстройка резонанса Δ оптимизировались с целью достижения мак-

симальной выходной мощности. Их значения приведены на рис. 3, *b*. Очевидно, при относительно небольших размерах пучка излучаемая мощность растет с увеличением его ширины и соответственно полного тока. Однако затем с учетом конечных омических потерь в стенках наступает насыщение, поскольку дифракционная добротность электродинамической системы становится велика в масштабе омической добротности. В результате для заданного коэффициента омических потерь σ существует максимальное значение ширины пучка, при превышении над которым полезная мощность излучения перестает расти и все большая доля мощности излучения электронного потока трансформируется в омические потери. Тем не менее, согласно приведенным ниже оценкам, ширина электронного потока, при которой наступает насыщение роста выходной мощности, достаточно велика (в моделируемом варианте $\sim 50\lambda$), что позволяет значительно повысить выходную мощность субмиллиметровых гиротронов по сравнению с существующими прототипами [1–3].

Исходя из результатов моделирования, проведем оценку параметров планарного гиротрона с рабочей частотой 1 THz ($\lambda = 0.03$ см) и напряженностью магнитного поля ~ 38 Т. Пусть ускоряющее напряжение составляет 30 кВ, погонная плотность тока пучка ~ 40 А/см, питч-фактор $g = 1$. При расстоянии между пластинами $b_0 = 1$ см параметр $G \sim 4 \cdot 10^{-3}$. В таких условиях при ширине скин-слоя ~ 0.1 мкм параметр омических потерь $\sigma \sim 1.5 \cdot 10^{-3}$. Из рис. 3, *a* следует, что насыщение роста выходной мощности наступает при $L_x = 40$, чему при выбранных параметрах соответствует ширина электронного пучка ~ 1.6 см. Оптимальная нормированная длина генератора составляет $L_z = 7.5$, что соответствует размерной длине 0.38 см. При питч-факторе $g = 1$ число циклотронных осцилляций на этой длине $N \sim 45$, что обеспечивает при указанной выше сверхразмерности резонатора выполнение критерия селекции мод по координате y . При оптимальных параметрах поперечный КПД составляет $\sim 45\%$, а полный $\sim 20\%$. С учетом омических потерь, достигающих 30% от мощности, излучаемой электронным потоком, полная выходная мощность гиротрона оценивается на уровне 300 кВт. При этом вывод излучения является двунаправленным, в каждую из сторон излучается равная доля мощности. Для дальнейшего анализа представляет интерес моделирование динамики гиротрона в случае однонаправленного вывода энергии, когда на один из боковых торцов установлено дополнительное закритическое сужение.

Таким образом, схема гиротрона на основе открытого планарного волновода обеспечивает развитие пространства взаимодействия вдоль одной из поперечных координат, что в свою очередь открывает возможность радикального повышения мощности излучения гиротронов в субмиллиметровом диапазоне за счет увеличения интегрального тока при сохранении умеренной плотности и соответственно фактора компрессии. Дополнительным достоинством новой схемы является возможность перестройки и подстройки частоты излучения путем механического изменения расстояния между пластинами.

Авторы признательны М.И. Глявину, В.Е. Запевалову и В.Н. Мануилову за полезные обсуждения.

Список литературы

- [1] *Idehara T. et al. // Int. Infrared and Millimeter Waves. 2006. V. 27 (3). P. 319–331.*
- [2] *Glyavin M.Yu., Luchinin A.G., Golubiatnikov G.Yu. // Phys. Rev. Lett. 2008. V. 100 (1). P. 015101–015105.*
- [3] *Bratman V.L., Kalynov Yu.K., Manuilov V.N. // Phys. Rev. Lett. 2009. V. 102 (24). P. 245101–245105.*
- [4] *Нусинович Г.С., Панкратова Т.Б. // Гиротроны / Под ред. А.В. Гапонова–Грехова. М.: ИПФ АН СССР, 1981.*
- [5] *Гапонов А.В., Петелин М.И., Юлпатов В.К. // Изв. вузов. Радиофизика. 1967. Т. 10. С. 1416–1431.*
- [6] *Вайнштейн Л.А. Открытые волноводы и резонаторы. М.: Сов. радио, 1966. 476 с.*
- [7] *Гинзбург Н.С., Завольский Н.А., Нусинович Г.С., Сергеев А.С. // Изв. вузов. Радиофизика. 1986. Т. 29. В. 1. С. 106–117.*