

01;09;10

К теории гироприборов с тонкими электронными пучками (гиротрон с большими орбитами)

© В.Л. Братман, Ю.К. Калынов, А.Э. Федотов

Институт прикладной физики РАН,
603600 Нижний Новгород, Россия

(Поступило в Редакцию 3 июня 1997 г.)

Показано, что при малой толщине и точной юстировке электронного пучка в гиротроне с большими орбитами возможно селективное возбуждение высоких циклотронных гармоник (вплоть до $s \leq 5$) с электронным КПД, приемлемым для ряда приложений (1–10%). При высоком качестве электронного пучка селективные свойства сохраняются и при работе на модах с высокими радиальными индексами, что позволяет надеяться на использование этого метода для получения когерентного излучения не только в миллиметровом, но и во всем субмиллиметровом диапазоне волн. Развита метод учета высокочастотного пространственного заряда и показано, что соответствующие эффекты могут быть важны при относительно малых значениях питч-фактора электронов. Результаты анализа и предварительных экспериментов позволяют рассчитывать на создание мощных компактных источников субмиллиметрового излучения для спектроскопии различных сред, диагностики плотной плазмы и ряда других приложений.

Введение

Благодаря селективному механизму взаимодействия электронов с высокочастотным полем в современных мощных гиротронах удается использовать в качестве рабочих пространственно-развитые моды с очень высокими азимутальными и радиальными индексами [1,2]. Такие моды возбуждаются трубчатыми электронными пучками большого диаметра (близкого к диаметру внутренней каустики моды), который во много раз превышает ларморовский диаметр, и состоят из непрерывной совокупности равномерно распределенных по азимуту и равномерно заполненных ларморовских трубок. Наряду с этим основным направлением в последние годы в ряде работ исследуется возможность использования в различных разновидностях мазеров на циклотронном резонансе тонких (толщиной в один ларморовский диаметр) пучков, в которых частицы циркулируют вокруг общей оси, совпадающей с осью аксиально-симметричной электродинамической системы (одна ларморовская трубка или даже одна ларморовская винтовая линия, коаксиальные круглому волноводу). Вследствие указанной симметрии в подобной системе возможно возбуждение лишь таких мод, у которых азимутальный индекс совпадает с номером резонансной циклотронной гармоники. Соответственно имеет место дополнительное разрежение спектра, особенно важное при попытке возбуждения высших циклотронных гармоник. Эта ситуация реализуется в так называемых гиротронах с большими орбитами [3–8], где на самом деле, как и в обычном гиротроне, "орбита" одного электрона совпадает с ларморовской и велика лишь в сравнении с относительно малым диаметром электродинамической системы. Кроме того, аналогичная геометрия имеет место для ряда мазеров на циклотронном авторезонансе [9,10]; подобные, но вращающиеся как целое винтовые электронные пучки используются также

в так называемых преобразователях гармоник [11,12], представляющих собой по существу разновидность гиромножителей с оригинальной системой одновременного формирования и модуляции пучка.

Основные механизмы взаимодействия тонких электронных пучков с ВЧ полем не отличаются от тех, которые имеют место в обычных гиротронах, и могут быть описаны в рамках общей теории [13–19]. В то же время определенной спецификой обладают спектр возбуждаемых мод и эффекты ВЧ пространственного заряда, особенно существенные для взаимодействия на высоких циклотронных гармониках. Эти проблемы, важные для реализации мощных коротковолновых приборов, еще не нашли решения в опубликованных работах. В данной работе строится общая теория релятивистского гиротрона с большими орбитами, которая позволяет, в частности, проанализировать обе указанные проблемы.

1. Селективное возбуждение циклотронных гармоник в круглом волноводе

Гиротрон с тонким электронным пучком, циркулирующим вокруг оси аксиально-симметричного волновода, обладает повышенными селективными свойствами по сравнению с обычным гиротроном, в котором оси электронных траекторий не совпадают с осью волновода. Дело в том, что при обращении частицы точно вокруг оси круглого волновода на ее орбите поле бегущей по азимуту моды $TE_{n,p}$ представляет собой единственный вращающийся мультиполь ($2n$ -поль, где n — азимутальный индекс волны; рис. 1), а не набор полевых мультиполей, как в обычном гиротроне [15]. Этот единственный мультиполь, вращающийся с частотой ω/n , где ω — частота моды, может резонансно взаимодействовать с

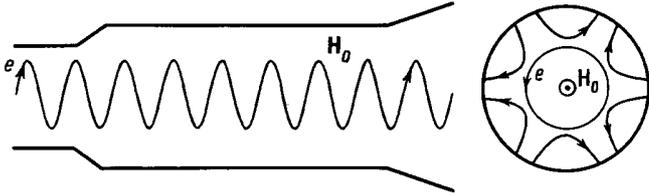


Рис. 1. Рабочее пространство гиротрона с большими орбитами.

электроном, обращающимся с циклотронной частотой ω_H , только на единственной циклотронной гармонике s , номер которой совпадает с азимутальным индексом моды $s = n$, при выполнении условия синхронизма

$$\omega \approx s\omega_H. \quad (1)$$

Если одновременно в (1) выполнено условие синхронизма для другой гармоники с номером n' , то на этой гармонике может иметь место резонансное взаимодействие электрона лишь с волной, имеющей азимутальный индекс n' . Это свойство мазеров на циклотронном резонансе было ясно уже из ранних теоретических работ [13–16], но его последовательное использование в эксперименте началось только после работы [3], где для подобной разновидности гиротрона был предложен специальный термин Large Orbit Gyrotron.

Указанное свойство повышенной селективности очевидно из следующего, полученного в [13] и хорошо известного в теории гиротронов выражения для структурного фактора, входящего в импеданс взаимодействия трубчатого пучка электронов, которые имеют одинаковые радиусы ведущих центров R_b , с полем цилиндрического волновода

$$G = \frac{J_{n-s}^2(k_{\perp}R_b)}{(1 - n^2/\nu_{n,p}^2)J_n^2(\nu_{n,p})}. \quad (2)$$

Здесь J_n — функция Бесселя, $\nu_{n,p} = k_{\perp}a$ — p -й положительный корень производной функции Бесселя $J'_n(\nu)$, a — радиус волновода. Легко видеть, что при $R_b = 0$, когда аргумент функции Бесселя в числителе выражения (2) обращается в нуль, фактор G отличен от нуля только при $n = s$.

Чтобы составить первоначальное представление о возможности селективного возбуждения отдельных мод, учтем, что частота генерации близка к соответствующей критической частоте волновода

$$\omega \approx \nu_{n,p}c/a. \quad (3)$$

Отсюда для резонансного магнитного поля получаем

$$H \text{ (кОе)} = 1.7 \frac{\gamma}{a \text{ (см)}} \frac{\nu_{n,p}}{s}, \quad (4)$$

где γ — релятивистский фактор электронов.

Совпадение номера гармоники s с азимутальным индексом моды n , очевидно, сильно прореживает спектр резонансных значений (4) и соответствующих им мод, которые способен возбудить электронный пучок при его идеальной инжекции в волновод. Благодаря неэквидистантности расположения корней $\nu_{n,p}$ резонансные значения магнитного поля для первых гармоник распределены достаточно редко (рис. 2). Так, например, для мод с радиальным индексом 1 значения, соответствующие 4-, 5- и 6-й гармоникам, отстоят между собой на 4 и 2.5%.

Полоса соответствующего резонанса по магнитному полю может быть, как обычно, оценена из условия, что значения угла пролета $(\omega - s\omega_H)T$ (набега фазы циклотронного вращения относительно волны, происходящего за время T пролета электронов через пространство взаимодействия) на границах полосы различаются между собой на величину порядка 2π

$$\frac{\Delta H}{H} = \frac{1}{sN}, \quad (5)$$

где $N = \omega_H T / 2\pi$ — число гировращений электрона в пространстве взаимодействия.

Согласно этой оценке, основная зона генерации 5-й гармоники изолирована от соседних зон уже при числе гировращений $N \geq 5$.

Наряду со структурным фактором G эффективность возбуждения той или иной моды определяется так называемым коэффициентом связи электронов с волной, который пропорционален мощности индивидуального излучения одной частицы и меняется с номером гармоники примерно как β_{\perp}^{2s} , где $\beta_{\perp} = v_{\perp}/c$ — нормированная вращательная скорость частиц. Отсюда ясно, что при увеличении вращательных скоростей частиц до релятивистских значений связь с высокими гармониками становится существенно более эффективной и их возбуждение заметно облегчается.

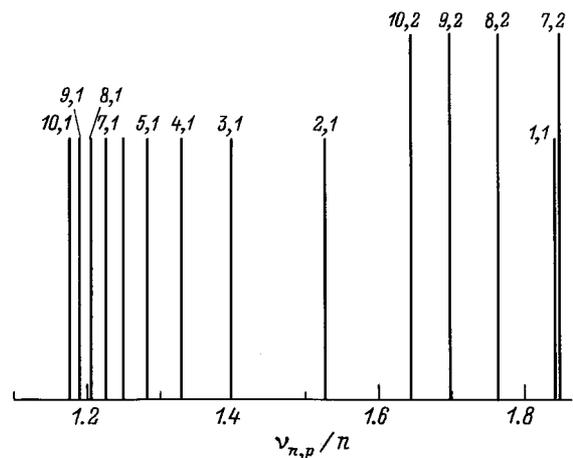


Рис. 2. Безразмерные значения резонансного магнитного поля для гармоник $n = 1-10$, соответствующие модам с радиальным индексом $p = 1$ (показаны также близкие моды с радиальным индексом $p = 2$).

2. Уравнения релятивистского гиротрона

В рабочем пространстве гиротрона электроны движутся по винтовым траекториям в однородном (или слабонеоднородном) магнитном поле $\mathbf{H}_0 = H_0 \mathbf{z}_0$ и возбуждают высокочастотные колебания в электродинамической системе, представляющей собой отрезок слабонеоднородного цилиндрического волновода (рис. 1). Будем считать, что при влете в пространство взаимодействия с высокочастотным полем все частицы имеют одинаковые вращательную $v_{\perp 0}$ и поступательную $v_{\parallel 0}$ скорости и равномерно распределены по фазам циклотронного вращения. Примем также для простоты, что разброс по положениям ведущих центров отсутствует и все они лежат на оси волновода. Таким образом, на входе в пространство взаимодействия все частицы находятся на поверхности одной ларморовской трубки.

Будем считать, что имеет место стационарный режим генерации и электроны взаимодействуют с одной (рабочей) волной поперечно-электрического типа $TE_{n,p}$

$$\begin{aligned} \mathbf{E} &= \text{Re} \{ E_0 f(z) \mathbf{E}_{n,p} \exp(i\omega t) \}, \\ \mathbf{H} &= \text{Re} \{ E_0 f(z) \mathbf{H}_{n,p} \exp(i\omega t) \}, \end{aligned} \quad (6)$$

частота которой ω , с одной стороны, близка к соответствующей критической частоте, а с другой стороны, удовлетворяет условию циклотронного резонанса (1) на n -й гармонике. В (6) функция $f(z)$ описывает продольную, а векторные функции $\mathbf{E}_{n,p}$ и $\mathbf{H}_{n,p}$, выражающиеся известным образом через мембранную функцию, — поперечную структуру переменного поля на частоте ω в пустом волноводе. Резонатор будем считать высокодобротным, а продольную структуру поля — фиксированной.

Усредненные по циклотронным осцилляциям уравнения движения релятивистского электрона в магнитостатическом поле и поле волны (6) в условиях резонанса на n -й гармонике имеют вид [18]

$$\frac{du}{d\zeta} = -\frac{\partial}{\partial \vartheta} \text{Re} \{ F f(\zeta) p_{\perp} J'_n(np_{\perp}) \exp(i\vartheta) \}, \quad (7)$$

$$\frac{d\vartheta}{d\zeta} = \Delta - u + \frac{\partial}{\partial u} \text{Re} \{ F f(\zeta) p_{\perp} J'_n(np_{\perp}) \exp(i\vartheta) \}. \quad (8)$$

Здесь $u = 2(1 - \gamma/\gamma_0)/\beta_{\perp 0}^2$ — энергетическая переменная, представляющая собой нормированное текущее изменение полной энергии частицы; $\vartheta = (\omega t - n\varphi)$ — его фаза по отношению к высокочастотному полю; φ — угол, характеризующий положение электрона на циклотронной орбите; $\zeta = \beta_{\perp 0}^2 \omega z / 2\beta_{\parallel 0} c$, $F = 4eE_0 / (m\gamma_0 c \omega \beta_{\perp 0}^4)$, $p_{\perp} = \beta_{\perp 0} \gamma / \gamma_0$ — нормированные продольная координата, амплитуда поля резонатора и поперечный импульс электрона; $\Delta = 2(1 - n\omega H_0 / \omega) / \beta_{\perp 0}^2$ — начальная расстройка резонанса между электронами и волной. Нормированный поперечный импульс связан с энергией соотношением $p_{\perp}^2 \approx \beta_{\perp 0}^2 (1 - u)$.

Для генератора, возбуждаемого предварительно немодулированным электронным пучком, начальные условия к уравнениям движения на входе в пространство взаимодействия $\zeta = 0$ имеют вид

$$u(0) = 0, \quad \vartheta(0) = \vartheta_0, \quad 0 \leq \vartheta_0 < 2\pi. \quad (9)$$

В установившемся режиме для гиротрона справедливо соотношение

$$\frac{\omega W}{Q} = \eta IU, \quad (10)$$

которое описывает баланс мощностей, выводимой волной из резонатора и отдаваемой электронным пучком высокочастотному полю. Здесь W — энергия, запасенная в резонаторе;

$$Q = \frac{Q_{\text{ohm}} Q_d}{Q_{\text{ohm}} + Q_d} \quad (11)$$

— его нагруженная добротность, определяемая дифракционным выводом излучения (дифракционной добротностью Q_d) и омическими потерями в стенках резонатора (омической добротностью Q_{ohm}); η — электронный КПД гиротрона; I, U — ток и напряжение электронного пучка. Электронный КПД может быть представлен в виде произведения двух факторов

$$\eta = \eta_{\text{sp}} \eta_{\perp}, \quad (12)$$

где

$$\eta_{\text{sp}} = \frac{\beta_{\perp 0}^2}{2(1 - \gamma_0^{-1})}, \quad \eta_{\perp} = \langle u(\zeta = \mu) \rangle_{\text{e}_0}$$

— так называемые одночастичный и поперечный КПД соответственно, $\mu = \beta_{\perp 0}^2 \omega L / 2\beta_{\parallel 0} c$ — безразмерная длина пространства взаимодействия.

Следует подчеркнуть, что при взаимодействии на высоких гармониках в однородном магнитостатическом поле из-за сильной зависимости циклотронной частоты от энергии релятивистские электроны способны отдать монохроматической волне лишь относительно малую часть их начальной энергии. Действительно, электрон выйдет из резонанса с волной, когда динамическое изменение его угла пролета, вызванное потерей энергии, будет величиной порядка 2π . Отсюда для изменения энергии электрона получаем оценку

$$\frac{|\delta\gamma|}{\gamma_0} \leq \frac{1}{nN}. \quad (13)$$

Используя малость изменения энергии, можно [19] существенно упростить уравнения движения, сведя их к стандартному для всех приборов с инерционной группировкой частиц асимптотическому виду [20]. Для этого следует пренебречь в правой части уравнения (7) изменением энергии частиц, линеаризовать правую часть уравнения для фазы (8) по малому изменению энергии и отбросить в ней ответственный за силовую группировку частиц член, пропорциональный амплитуде поля. В результате в новых переменных уравнения движения могут

быть представлены в следующем виде [19]:

$$\frac{d\hat{u}}{d\hat{\zeta}} = \text{Im} \{ f(\hat{\zeta}) \exp(i\vartheta) \}, \quad (14)$$

$$\frac{d\vartheta}{d\hat{\zeta}} = \hat{\delta} - \hat{u}. \quad (15)$$

Здесь использованы обозначения $\hat{\zeta} = \zeta\sqrt{\hat{F}}$, $\hat{\delta} = \Delta/\sqrt{\hat{F}}$, $\hat{u} = u/\sqrt{\hat{F}}$, $\hat{F} = \beta_{\perp 0} J'_n(n\beta_{\perp 0})F$. При этом КПД гиротрона выражается следующим образом:

$$\eta = \frac{\hat{\mu}\hat{\eta}_{\perp}}{(1 - \gamma_0^{-1})(\omega L/v_{\parallel 0})}, \quad \hat{\eta}_{\perp} = \langle \hat{u}(\hat{\mu}) \rangle_{\vartheta_0}, \quad (16)$$

где $\hat{\mu} = \beta_{\perp 0}^2 \omega L \sqrt{\hat{F}} / 2\beta_{\parallel 0} c$.

Меняя ток, можно подобрать величину ВЧ поля в резонаторе (и соответственно безразмерную длину $\hat{\mu}$) таким образом, что при этом будет достигаться максимум функции $\hat{\mu}\hat{\eta}(\hat{\mu})$, оптимизированной по расстройке частоты. Тогда при невыясненных скоростях частиц КПД обратно пропорционален частоте волны. Если при сохранении радиального индекса рабочей моды p увеличивать номер гармоники и соответственно азимутальный индекс моды n , то в соответствии с оценкой (13) КПД уменьшается с номером гармоники как $1/n$.

3. Режим стационарной генерации

Для простоты в данном разделе будем считать добротность резонатора гиротрона Q достаточно высокой и соответственно пренебрежем эффектами пространственного заряда (рассмотрению последних посвящен следующий раздел). Решая уравнения (7), (8) в приближении малого сигнала и используя для продольной структуры простейшую синусоидальную аппроксимацию

$$f(\zeta) = \sin \pi \zeta / \mu, \quad (17)$$

получаем [18] следующее выражение для стартового тока релятивистского гиротрона:

$$I_{st} = \frac{mc^3}{e} \gamma_0 \beta_{\parallel 0}^2 \beta_{\perp 0} \frac{na^2}{2\lambda L} \frac{1}{QG\chi}, \quad (18)$$

в этом выражении $\lambda = 2\pi c/\omega$ — длина генерируемой волны;

$$\chi = -n(1 - \beta_{\perp 0}^2) J'_n(n\beta_{\perp 0}) J_n(n\beta_{\perp 0}) \phi - \beta_{\perp 0} \mu J_n'^2(n\beta_{\perp 0}) \phi' \quad (19)$$

— восприимчивость, вносимая электронным пучком в поле резонатора; функция

$$\phi = 4\pi^2 \frac{1 + \cos \Theta}{(\Theta^2 - \pi^2)^2} \quad (20)$$

характеризует пространственный спектр высокочастотной силы, действующей на электроны (в данном случае

спектр одной арки синусоиды); $\Theta = \Delta\mu$ — угол пролета, описывающий кинематическое смещение электронов относительно волны.

Для рассмотренного в конце предыдущего раздела асимптотического режима больших длин взаимодействия и малого изменения энергий частиц, когда существенно лишь инерционная группировка частиц, обусловленная неизохронностью их циклотронного вращения, в выражении для восприимчивости существенно только второе слагаемое, пропорциональное безразмерной длине μ

$$\chi = -\beta_{\perp 0} \mu J_n'^2(n\beta_{\perp 0}) \phi. \quad (21)$$

Выражение для стандартного тока (18) позволяет более детально, чем в разделе 1, проанализировать селективные свойства гиротрона с тонким электронным пучком для различных режимов, включая возбуждение высоких гармоник, и оценить для них опасность возбуждения паразитных мод. В относительно длинных системах ($\mu \gg 1$), где реализуется режим преобладающей инерционной группировки частиц, зависимость КПД от тока пучка и настройки магнитостатического поля соответствует мягкому самовозбуждению автоколебаний отдельных мод. В условиях перекрытия резонансных кривых и взаимодействия рабочей моды с конкурирующими модами на других циклотронных гармониках вследствие одинаковой продольной структуры этих мод должна реализовываться [21] ситуация "сильной" связи мод. В таких условиях, согласно [21], можно рассчитывать на установление устойчивой генерации единственной моды, обладающей меньшим стартовым током и ранее возбуждающейся в процессе включения рабочего напряжения.

Из (18) ясно, что убывание восприимчивости χ с ростом номера гармоники и соответствующим ростом частоты может по крайней мере частично компенсироваться возрастанием добротности резонатора с ростом частоты моды. Действительно, для эффективной селекции мод по продольному индексу и эффективного вывода излучения из резонатора необходимо, чтобы нагруженная добротность резонатора была величиной порядка дифракционной добротности (т.е. омические потери не должны быть слишком большими). В то же время дифракционная добротность

$$Q_d = 4\pi \left(\frac{L}{\lambda} \right)^2 \frac{1}{1-R}, \quad (22)$$

где R — коэффициент отражения волны от выходного конца резонатора, квадратично растет с ростом частоты рабочей моды. Омическая добротность

$$Q_{ohm} = \frac{a}{d} (1 - m^2/\nu_{m,p}^2) \quad (23)$$

с точностью до коэффициента $1/2$ определяется отношением эффективного объема $\pi a^2 (1 - m^2/\nu_{m,p}^2) L$, занятого высокочастотным полем внутри резонатора (между стенкой и каустической поверхностью), к объему скин-слоя $2\pi a L d$, где d — глубина скин-слоя. При фиксиро-

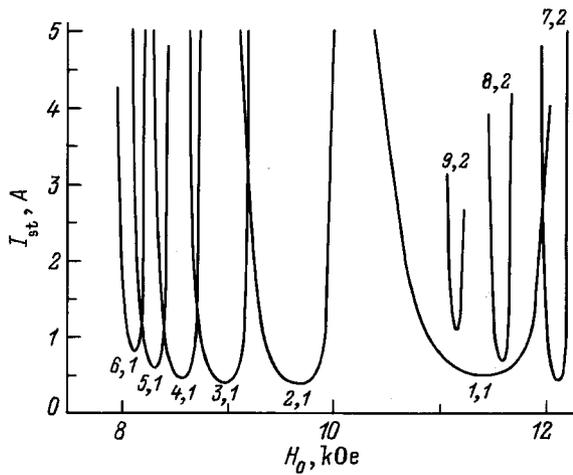


Рис. 3. Основные зоны самовозбуждения для высших циклотронных гармоник в гиротроне с большими орбитами (эффекты высокочастотного пространственного заряда не учитываются).

ванном радиальном индексе моды p с увеличением номера гармоники, равного азимутальному индексу моды, эффективный объем, занятый полем, уменьшается примерно пропорционально объему скин-слоя, что приводит к слабой зависимости омической добротности от азимутального индекса. С увеличением радиального индекса растет эффективный объем поля и убывает объем скин-слоя, что ведет к быстрому росту омической добротности (примерно пропорционально p). Оценки показывают (см. ниже), что благодаря большой вращательной скорости частиц стартовые токи релятивистского гиротрона не очень велики даже при небольших длинах резанатора и коэффициентах отражения от его выходного конца. В таких условиях для всего диапазона миллиметровых волн омическая добротность, как правило, существенно больше дифракционной добротности.

Как уже говорилось, для электронного пучка, циркулирующего строго вокруг оси резанатора ($R_b = 0$), структурный фактор G отличен от нуля только для мод с азимутальным индексом, равным номеру резанансной циклотронной гармоники. В то же время реальные электронные пучки имеют определенную толщину, что приводит к разбросу ведущих центров электронных траекторий. Считая, что ведущие центры равномерно заполняют круг радиуса b , и используя известный интеграл от квадрата функции Бесселя, легко получить следующее выражение для структурного фактора с учетом толщины пучка:

$$G = \frac{J_0^2(kb) + J_1^2(kb)}{J_n^2(\nu_{n,p})(1 - n^2/\nu_{n,p}^2)}. \quad (24)$$

Из этого выражения следует, что даже довольно значительная толщина пучка, при которой $kb = 1$, приводит к снижению структурного фактора всего на 22%. В то же время неточная юстировка пучка, при которой радиус ведущего центра удовлетворяет условию

$kb_b = 1$, дает почти вдвое больший эффект. Еще больше оба указанных фактора сказываются на опасности возбуждения паразитных мод, в первую очередь тех, чей азимутальный индекс отличается от номера гармоники на единицу. Для иллюстрации рассмотрим пример умеренно релятивистского электронного пучка с энергией 300 keV и питч-фактором $g = \beta_{\perp}/\beta_{\parallel} = 1.5$, когда возрастание добротности резанатора для высоких гармоник уже частично компенсирует убывание восприимчивости χ . Для фиксированного резанатора с диаметром цилиндрической части 8 мм, длиной 40 мм, углами запредельного сужения и выходного раскрыва 1.5 и 3° (такой резанатор использовался в [22] для генерации 5-й гармоники с длиной волны около 4 мм) стартовые токи для 1–5-й гармоники близки друг к другу (рис. 3). Зоны генерации $s = 1–4$ достаточно разнесены, а начиная с 5-й гармоники довольно сильно перекрываются. Интересно отметить, что в зону генерации основной моды $TE_{1,1}$ попадают зоны высоких гармоник с радиальным индексом 2, которым отвечают практически такие же стартовые токи (аналогичный эффект отмечен в [23] для так называемых гирообразователей).

4. Влияние эффектов высокочастотного пространственного заряда на стартовые условия

При относительно малых длинах пространства взаимодействия и низких дифракционных добротностях резанатора, когда рабочие токи гиротронов достаточно велики, существенную роль могут играть эффекты высокочастотного пространственного заряда (см., например, [24–29]). Это обстоятельство особенно важно для гиротронов с тонкими электронными пучками, где весь ток сосредоточен в пределах одной ларморовской трубки или одной ларморовской винтовой линии. Для простоты будем считать, что в невозмущенном состоянии электронный пучок представляет собой равномерно заполненную ларморовскую трубку с поверхностной плотностью заряда $I/2\pi r_H \nu_{\parallel}$. Следует учесть специфику гиротрона, в котором распространяется почти поперек электронного пучка и вносит в него возмущения, медленно меняющиеся с продольной координатой. Тогда при вычислении поля пространственного заряда удобно разбить ларморовскую трубку на вращающиеся нити, состоящие из электронов с одинаковыми начальными фазами относительно высокочастотного поля (аналогично в гиротронах с поливинтовыми электронным пучками при вычислении поля пространственного заряда используются элементарные источники в виде колеблющихся заряженных плоскостей [25–27,29]). Если энергии и фазы частиц меняются слабо на длине порядка ларморовского радиуса, то локально можно считать эти нити прямыми, параллельными внешнему магнитному полю. Квазистатическое электрическое поле вращающей-

ся прямой нити, содержащей электроны из интервала начальных фаз $[\vartheta_0, \vartheta_0 + d\vartheta_0]$, равно

$$E_+ = -\frac{I}{\tilde{v}_{\parallel}} \frac{d\tilde{\vartheta}_0}{2\pi} \frac{r_+ - \tilde{r}_+}{|r_+ - \tilde{r}_+|^2}, \quad (25)$$

где используются следующие комплексные комбинации поперечных компонент векторов: $E_+ = E_x + iE_y$, $r_+ = x + iy$, $\tilde{r}_+ = \tilde{x} + i\tilde{y}$, r_+ отвечает координатам точки наблюдения, где находится выделенная нить с начальной фазой ϑ_0 , \tilde{r}_+ — координатам нити, создающей поле.

Связывая величины r_+ и \tilde{r}_+ с соответствующими текущими фазами электронов $r_+ = r_H \exp[i(\omega t - \vartheta)/n]$, $\tilde{r}_+ = \tilde{r}_H \exp[i(\omega t - \tilde{\vartheta})/n]$ и суммируя по всем нитям, создающим поле, получаем дополнительную квазистатическую силу, действующую на электрон выделенной нити. В случае преобладающей инерционной группировки частиц, когда можно пренебречь изменением гирорадиуса электронов, выражение для дополнительной силы имеет вид

$$F_{\varphi} = -\frac{S}{2\pi} \int_0^{2\pi} \text{ctg} \frac{\tilde{\vartheta} - \vartheta}{2n} d\tilde{\vartheta}_0, \quad (26)$$

где

$$S = \frac{4eI_0}{mc^3} \frac{1}{n\gamma_0\beta_{\parallel 0}\beta_{\perp 0}^4}$$

— параметр пространственного заряда.

При одинаковых токах и скоростях электронов этот параметр в $2\pi R_0/r_H$ раз больше аналогичной величины для гиротрона с традиционным пучком, имеющим радиус ведущих центров R_b , где ток распределен по большей площади. Силу F_{φ} следует добавить в правую часть уравнения для энергии частицы

$$\frac{du}{d\zeta} = \text{Im} \left\{ \hat{F}f(\zeta) \exp(i\vartheta) - S \left\langle \text{ctg} \frac{\vartheta - \tilde{\vartheta}}{2} \right\rangle_{\tilde{\vartheta}} \right\}, \quad (27)$$

$$\frac{d\vartheta}{d\zeta} = \Delta - u. \quad (28)$$

Стартовый ток гиротрона с учетом эффектов пространственного заряда сможет быть найден из уравнений (27), (28) и уравнения баланса мощностей (10) методом последовательных приближений по амплитуде высокочастотного поля \hat{F} . При этом линейное решение уравнений (27), (28), учитывающее влияние пространственного заряда, может быть найдено методом вариации произвольной постоянной аналогично [28]. Так, для линейной поправки к фазе электронов получаем $\vartheta^{(1)} = \vartheta_1 + \vartheta_2$, где

$$\vartheta_{1,2} = \pm \frac{F}{4q} \left[\frac{\exp[i(\Delta - h)\zeta]}{\Delta \mp q - h} - \frac{\exp[i(\Delta + h)\zeta]}{\Delta \mp q + h} - \frac{2h \exp(iq\zeta)}{(\Delta \mp q)^2 - h^2} \right], \quad (29)$$

$h = \pi/\mu$, $q = \sqrt{-Q}$ — чисто мнимая величина.

Подставляя (29) в уравнение для энергии (27), находим КПД в приближении малого сигнала и затем, используя уравнение баланса (10), стартовый ток гиротрона. Найденное таким образом выражение для стартового тока отличается от аналогичного выражения (18) без учета влияния пространственного заряда видом спектральной функции, входящей в выражение для восприимчивости электронного потока

$$\chi = -\beta_{\perp 0} \mu J_n'^2(n\beta_{\perp 0}) \psi, \\ \psi = \frac{2\pi^2}{i\nu} \left(\frac{1 - \cos(\theta - \pi + i\nu)}{((\theta + i\nu)^2 - \pi^2)^2} - \frac{1 - \cos(\theta - \pi - i\nu)}{((\theta - i\nu)^2 - \pi^2)^2} \right). \quad (30)$$

Здесь $i\nu = q\mu$ — добавка к углу пролета, связанная с пространственным зарядом. При исчезающе малом пространственном заряде ($S = 0$) функция ψ стремится к производной ϕ' .

Выражение для ψ совпадает по форме с выражением для спектральной функции в оротроне [30], но в отличие от последнего в гиротроне изменение угла пролета под действием пространственного заряда является чисто мнимой величиной. Это связано с тем, что из-за неустойчивости отрицательной массы собственными волнами в электронном пучке гиротрона являются нарастающая и убывающая волны (в оротроне быстрая и медленная волны).

Влияние пространственного заряда становится существенным, когда величина ν принимает значения, заметно превышающие единицу. Так, при $\nu = 4$ минимальный стартовый ток снижается примерно в два раза по сравнению с его значением в отсутствие пространственного

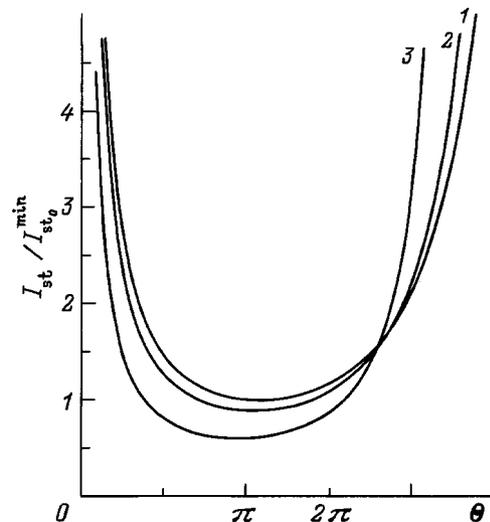


Рис. 4. Влияние высокочастотного пространственного заряда на стартовый ток гиротрона с большими орбитами. ν : 1 — 0, 2 — 2.0, 3 — 4.0; I_{st0}^{\min} — минимальное значение стартового тока в отсутствие пространственного заряда.

заряда (рис. 4). Действуя методом последовательных приближений, при вычислении параметра ν будем использовать значения стартового тока (18), найденные в отсутствие пространственного заряда. Тогда

$$\nu^2 = \frac{1}{2nG\beta_{\perp 0}^2 J_n'^2(n\beta_{\perp 0})Q\psi}. \quad (31)$$

Для примера, рассмотренного в разделе 3, $\nu \approx 0.4$ и влияние пространственного заряда малó (стартовый ток на пятой гармонике при учете пространственного заряда снижается всего лишь на несколько процентов). Вместе с тем при меньших вращательных скоростях электронов и длинах пространства взаимодействия, а также добротностях, близких к минимальной дифракционной добротности, пространственный заряд на высоких гармониках может влиять намного сильнее. Так, при вращательной скорости частиц $\beta_{\perp} = 0.5$ ($g = 1$) и $L = 5\lambda$ для пятой гармонике $\nu \approx 4$. Из выражения (31) видно, что влияние пространственного заряда растет с увеличением номера гармонике, так как одинаковое абсолютное смещение электронов по фазам для высоких гармоник соответствует более сильной группировке и, кроме того, высоким гармоникам соответствуют большие токи. Следует, правда, иметь в виду, что при наличии позиционного и особенно скоростного разброса электронов влияние пространственного заряда снижается из-за фазового перемешивания частиц [31], что сильнее сказывается на высоких гармониках.

Заключение

Гиротрон с умеренно релятивистским тонким электронным пучком, циркулирующим вокруг оси аксиально-симметричной электродинамической системы, позволяет рассчитывать на селективное возбуждение высоких циклотронных гармоник даже при использовании традиционных резонаторов, без применения дополнительных методов дискриминации паразитных мод. На этом пути можно надеяться на получение мощного когерентного излучения не только в миллиметровом, но и во всем субмиллиметровом диапазоне волн, хотя на коротких волнах трудности формирования и юстировки электронного пучка сильно возрастают. Согласно расчетам, электронный КПД гиротрона с большими орбитами на гармониках $s \lesssim 5$ может достигать величины порядка 10% при однородном распределении магнитного поля в рабочем пространстве. При использовании профилированного магнитного поля, обеспечивающего режим захвата частиц [32], КПД может быть повышен в несколько раз.

При высокой плотности и относительно небольших питч-факторах частиц в гиротроне с большими орбитами существенную роль играют эффекты высокочастотного пространственного заряда, приводящие, в частности, к заметному снижению стартовых токов.

Согласно расчету, гиротрон с большими орбитами с наносекундной длительностью импульсов и энергией частиц 200–300 keV может быть реализован на основе существующих очень компактных электронных ускорителей. По-видимому, генераторы короткоимпульсного магнитного поля с величиной вплоть до 300–300 kOe могут быть также не очень громоздкими. Это открывает возможности создания мощных компактных источников субмиллиметрового излучения, которые представляются очень привлекательными для многих приложений. Для расширения круга возможного применения таких источников следует разработать методы более широкополосной перестройки частоты на фиксированной циклотронной гармонике, чем это допустимо при использовании традиционных гиротронных резонаторов.

Список литературы

- [1] Goldenberg A.L., Litvak A.G. // Phys. Plasmas. 1995. Vol. 2. N. 6. P. 2562.
- [2] Njasnikov V.E., Agapova M.V., Alikaev V.V. et al. // Proc. of 21st Intern. Conf. on Infrared and Millimeter Waves. Berlin, 1996. ATh1.
- [3] McDermott D.B., Luhmann N.C., Jr., Kupiszewski A., Jory H.R. // Phys. Fluids. 1983. Vol. 26. N 7. P. 1836.
- [4] Lawson W., Destler W.W., Shtriffler C.D. // IEEE Trans. Plasma Sci. 1985. Vol. 13. P. 444.
- [5] Furuno D.S., McDermott D.B., Kou C.S. et al. // IEEE Trans. Plasma Sci. 1990. Vol. 18. N 3. P. 313.
- [6] Singh A., Destler W.W., Granatstein V.L., Hix W.R. // Int. J. Electronics. 1992. Vol. 72. N 5, 6. P. 827.
- [7] Lawson W., Shtriffler C.D. // Phys. Fluids. 1986. Vol. 28. P. 2868.
- [8] Nusinovich G.S. // Int. J. Electronics. 1992. Vol. 72. N 5, 6. P. 959.
- [9] Bekefi G., DiRienzo A., Leibovitch C., Danly B.G. // Appl. Phys. Lett. 1989. Vol. 54. P. 1302.
- [10] Bratman V.L., Denisov G.G., Kol'chugin B.D. et al. // Phys. Rev. Lett. 1995. Vol. 75. P. 3102.
- [11] Kou G.S., McDermott D.B., Luhmann N.C., Jr., Chu K.R. // IEEE Trans. Plasma Sci. 1990. Vol. 18. P. 343.
- [12] Ganguly A.K., Hirshfield J.L. // Phys. Rev. E. 1993. Vol. 47. P. 1993.
- [13] Антаков И.И., Гапонов А.В., Юлпатов В.К. // Вопросы радиоэлектроники. Сер. 1. Электроника. 1965. № 12. С. 33.
- [14] Петелин М.И., Юлпатов В.К. // Изв. вузов. Радиофизика. 1975. Т. 18. № 2. С. 290.
- [15] Петелин М.И. Гиротрон. Горький: ИПФ АН СССР, 1981. С. 5–25.
- [16] Юлпатов В.К. Гиротрон. Горький: ИПФ АН СССР, 1981. С. 26–40.
- [17] Братман В.Л., Гинзбург Н.С., Нусинович Г.С. // Письма в ЖТФ. 1977. Т. 3. Вып. 18. С. 961.
- [18] Bratman V.L., Ginzburg N.S., Nusinovich G.S. et al. // Int. J. Electronics. 1981. Vol. 51. N 4. P. 541.
- [19] Гинзбург Н.С., Нусинович Г.С. // Изв. вузов. Радиофизика. 1979. Т. 22. С. 754.
- [20] Братман В.Л., Гинзбург Н.С., Нусинович Г.С. и др. Релятивистская высокочастотная электроника. Горький: ИПФ АН СССР, 1979. С. 249–275.

- [21] *Nusinovich G.S.* // Int. J. Electronics. 1981. Vol. 51. N 4. P. 457.
- [22] *Bratman V.L., Kalynov Yu.K., Manuilov V.N.* et al. // Abstracts of 11th Intern. Conf. on High Power Particle Beams. Prague, 1996. P. 1–43.
- [23] *Wang C., Hirshfield J.L., Ganguly A.K.* // Phys. Rev. Lett. 1996. Vol. 77. P. 3819.
- [24] *Ковалев И.С., Кураев А.А., Колосов С.В., Слепян Г.Я.* // ДАН БССР. 1973. Т. 17. № 5. С. 416.
- [25] *Братман В.Л., Петелин М.И.* // Изв. вузов. Радиофизика. 1975. Т. 18. № 10. С. 1538.
- [26] *Канавец В.И., Черепенин В.А.* // РЭ. 1975. Т. 20. № 12. С. 2539.
- [27] *Братман В.Л.* // ЖТФ. 1976. Т. 46. Вып. 10. С. 2030.
- [28] *Петелин М.И.* // Изв. вузов. Радиофизика. 1985. Т. 28. № 3. С. 354.
- [29] *Братман В.Л., Пылин А.В.* // Изв. вузов. Радиофизика. 1989. Т. 32. № 11. С. 1408.
- [30] *Русин Ф.С.* Электроника больших мощностей. М.: Наука, 1968. Сб. 5. С. 9–37.
- [31] *Bratman V.L., Savilov A.V.* // Phys. Plasmas. 1995. Vol. 2. N 2. P. 557.
- [32] *Братман В.Л., Гинзбург Н.С., Савилов А.В.* // Релятивистская высокочастотная электроника. Вып. 7. Нижний Новгород: ИПФ РАН, 1992. С. 22–39.