

01;09;10

Эффект умножения частоты входного сигнала в релятивистском сверхвысокочастотном усилителе со стержневой замедляющей системой

© А.С. Шлапаковский,¹ И. Шамилоглу,² И.И. Грушин¹¹ Научно-исследовательский институт ядерной физики при Томском политехническом университете, 634050 Томск, Россия² Университет Нью-Мексико, Альбукерке, США
e-mail: shl@npi.tpu.ru

(Поступило в Редакцию 25 марта 2002 г.)

Построена теория, позволяющая проводить одномерное нелинейное многомодовое моделирование черенковского мазера нетрадиционной конфигурации (антенны-усилителя [1,2]), в котором трубчатый релятивистский электронный пучок распространяется в круглом волноводе с диэлектрическим стержнем, а рабочей модой является основная азимутально-несимметричная мода HE_{11} . Обнаружена возможность нарастания гармоник частоты входного сигнала за счет попадания их в полосы усиления высших мод системы. При определенных параметрах уровень выходной мощности на второй или третьей гармониках может существенно превышать мощность усиленного сигнала на основной частоте. Соотношением мощностей гармонических составляющих выходного сигнала можно эффективно управлять за счет вариации места вывода электронного пучка из области взаимодействия либо изменением частоты на входе, либо переключением поляризации входного сигнала с линейной на круговую.

Введение

Если вдоль антенны поверхностной волны пропустить релятивистский электронный пучок, то СВЧ сигнал, питающий антенну, будет усиливаться за счет механизма черенковского взаимодействия. Такой гибрид антенны поверхностной волны и лампы бегущей волны (ЛБВ) был назван антенной-услителем [1,2]. В случае цилиндрической геометрии антенны-усилителя (рис. 1) трубчатый пучок „обдувает“ диэлектрическую стержневую антенну, прохождение пучка обеспечивает внешний коаксиальный проводник, куда пучок затем высаживается ведущим магнитным полем, а входной СВЧ сигнал поступает в пространство взаимодействия по волноводу возбуждения, который одновременно служит полым катододержателем модуля линейного индукционного ускорителя (ЛИУ). Катододержатель ЛИУ с внешней стороны имеет потенциал земли, так что он может быть соединен непосредственно с волноводным выходом внешнего СВЧ источника. Рабочей модой в такой системе является основная азимутально-несимметричная мода HE_{11} , что не вполне типично для ЛБВ. В [1,2] подробно обсуждались особенности концепции антенны-усилителя и его привлекательные свойства и была представлена линейная теория для общего случая отсутствия азимутальной симметрии. В настоящей работе обнаружено дополнительное важное свойство, следующее из нелинейного рассмотрения в многомодовом режиме — эффект умножения частоты входного сигнала.

Еще из представленных в [1,2] результатов численного решения полученного дисперсионного уравнения системы для различных ее собственных мод можно было увидеть, что частоты, кратные частотам из полосы усиления основной моды HE_{11} , могут попадать в полосы

усиления других, высших мод. Это означает возможность следующего механизма взаимодействия пучка и электромагнитного поля: входной сигнал на основной моде индуцирует в пучке ВЧ ток на частоте ω , на нелинейной стадии взаимодействия появляется n -я гармоника ВЧ тока, которая возбуждает высшую моду на частоте $n\omega$. В результате усиленный сигнал на выходе прибора содержит помимо основной частоты еще и ее гармоники.

Эффект генерации гармоник давно известен для широкополосных ЛБВ, в которых полоса усиления превышает октаву [3,4]. Недавно этот эффект обсуждался применительно к ЛБВ и релятивистским лампам обратной волны с плазменным заполнением [5]. Во всех этих случаях излучение на гармониках считается паразитным излучением и его уровень мощности обычно на порядки меньше, чем мощность на основной частоте. Для антенны-усилителя, однако, это может быть и не так в силу специфики его рабочей моды — несимметричной моды HE_{11} .

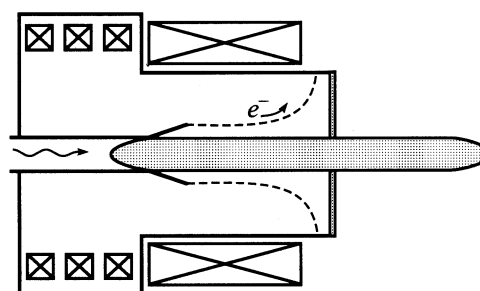


Рис. 1. Антенна-усилитель в модуле линейного индукционного ускорителя.

Действительно, скорость нарастания амплитуды поля вдоль произвольной замедляющей структуры при ее возбуждении монохроматическим током с плотностью \mathbf{j} пропорциональна интегралу по поперечному сечению структуры $\int_S \mathbf{j} \mathbf{E}_\alpha^{0*} dS$ [3], где \mathbf{E}_α^0 — собственная функция поля для моды α . Отсюда следует, что если ВЧ ток наводится полем симметричной моды ТМ, как это имеет место в классических ЛБВ, никакая азимутально-несимметричная мода не может возбудиться в принципе в силу ортогональности собственных функций поля симметричному току. Если же входной сигнал поступает в систему в виде несимметричной волны (мода HE_{11} для антенны-усилителя), то за счет нелинейности в режиме большого сигнала в пучке может быть наведена любая азимутальная гармоника ВЧ тока. Поэтому для антенны-усилителя спектр мод, для которых возможно взаимодействие с пучком, не ограничен семейством мод с общим азимутальным индексом. При этом связь пучка с высшими модами на гармониках основной частоты может быть существенной по причине специфического различия в радиальном распределении поперечных компонент ВЧ поля для основной и высших мод. Для моды HE_{11} переносимая мощность распределена по всему сечению диэлектрического стержня, тогда как для высших мод мощность сосредоточена в основном вблизи поверхности стержня. Таким образом, при одной и той же мощности величина продольного электрического поля в области прохождения пучка может быть больше для высшей моды. Как показывают расчеты пространственного инкремента неустойчивости [1,2], при определенных параметрах мода HE_{11} не доминирует над высшими модами, несмотря на то, что на других модах частота, соответствующая неустойчивости, намного больше. В режиме большого сигнала это может привести к тому, что уровень мощности на гармониках окажется того же порядка или даже выше, чем на основной частоте.

Таким образом, в отличие от классических широкополосных ЛБВ эффект умножения частоты в антенно-усилителе может быть использован специально для получения на выходе сигнала, спектр которого состоит из набора гармоник, соотношением мощностей которых можно эффективно управлять. В данной работе исследованы некоторые возможности такого управления. В последующих разделах изложен подход, который позволяет моделировать описанные выше процессы, и приведены результаты расчетов, показывающие количественно степень нарастания гармоник при различных параметрах системы.

Основные уравнения

Используемая нами система уравнений аналогична системе уравнений нелинейной теории ЛБВ [3], но с учетом произвольного количества мод, каждая из которых находится в синхронизме с электронами на некоторой гармонике основной частоты. Это означает,

что для каждой частицы должно быть отдельное уравнение, описывающее изменение ее фазы относительно каждой моды α , вовлеченной в процесс взаимодействия, $\Theta_\alpha = n_\alpha \omega t - k_{0\alpha}(n_\alpha \omega)z$, где n_α — номер гармоники, $k_{0\alpha}$ — продольное волновое число. Считая пучок бесконечно тонким, можно записать это уравнение следующим образом

$$\frac{d\Theta_\alpha}{dz} = \frac{n_\alpha \omega}{u(z, \varphi, t_0)} - k_{0\alpha}. \quad (1)$$

Здесь u — скорость частицы, t_0 — время ее влета в пространство взаимодействия, φ — ее азимутальное положение. Зависимость движения частиц и ВЧ полей от φ представляет собой другую важную особенность нашего моделирования. Уравнение возбуждения для моды с азимутальным индексом l_α может быть представлено в виде

$$\frac{dE_\alpha}{dz} = - \frac{\Phi_\alpha^2(r_b)}{4P_\alpha} \frac{I}{2\pi^2 n_\alpha} \times \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{2\pi n_\alpha} e^{i[\Theta_\alpha(z, \varphi, \Theta_{0\alpha}) - l_\alpha \varphi]} d\Theta_{0\alpha}, \quad (2)$$

где E_α — комплексная амплитуда продольного электрического поля данной моды на радиусе пучка r_b , отношение квадрата z -компоненты поля Φ_α к мощности P_α характеризует связь данной моды с пучком, I — ток пучка, $\Theta_{0\alpha} = n_\alpha \omega t_0$ — начальная фаза частицы по отношению к данной моде. Наконец, запишем уравнение движения в одномерном случае и в пренебрежении несинхронным ВЧ полем пространственного заряда

$$\frac{du}{dz} = \frac{e}{mu} \left(1 - \frac{u^2}{c^2}\right)^{3/2} \times \sum_\alpha \text{Re} \{E_\alpha(z) e^{-i[\Theta_\alpha(z, \varphi, \Theta_{0\alpha}) - l_\alpha \varphi]}\}, \quad (3)$$

где e, m, c — заряд и масса покоя электрона и скорость света соответственно.

Удобно ввести безразмерные переменные

$$\xi = C_1 \frac{\omega}{u_0} z, \quad v = \frac{v_0}{C_1}, \quad v_0 = 1 - \frac{u}{u_0},$$

$$\tilde{E}_\alpha = - \frac{1}{C_1^2} \frac{eE_\alpha}{\gamma^3 m \omega u_0}, \quad (4)$$

а также параметры расстройки синхронизма и аналоги параметров Пирса для каждой моды

$$\delta_\alpha = \frac{1}{C_1} \left(\frac{k_{0\alpha} u_0}{n_\alpha \omega} - 1 \right), \quad C_\alpha^3 = \frac{eI}{\gamma^3 m \omega^2} \frac{\Phi_\alpha^2(r_b)}{4P_\alpha}, \quad (5)$$

где u_0 — начальная скорость электронов, γ — соответствующий релятивистский фактор, C_1^3 — параметр Пирса для основной моды HE_{11} .

Полагая, что $v_0 \ll 1$, получаем из (1)–(5) окончательную систему уравнений

$$\frac{d\tilde{E}_\alpha}{d\xi} = \frac{1}{2\pi^2} \frac{C_\alpha^3}{n_\alpha C_1^3} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{2\pi n_\alpha} e^{i(\Theta_\alpha - l_\alpha \varphi)} d\Theta_{0\alpha},$$

$$\frac{d\Theta_\alpha}{d\xi} = n_\alpha(v - \delta_\alpha),$$

$$\frac{dv}{d\xi} = [1 + 2(\gamma^2 - 1)C_1 v]^{3/2} \sum_\alpha \operatorname{Re}\{\tilde{E}_\alpha e^{-i(\Theta_\alpha - l_\alpha \varphi)}\}. \quad (6)$$

Вырождение азимутально-несимметричных мод корректно учитывается путем включения в систему (6) как моды с положительным, так и с отрицательным азимутальным индексом. При этом, задавая соответствующие начальные условия для комплексных амплитуд, можно моделировать случаи различной поляризации поля входного сигнала: линейную, круговую или смешанную.

Фактические значения параметров расстройки и параметров Пирса (5) для каждой моды, учитываемой в системе (6), определяются из численного решения соответствующих дисперсионных уравнений для волновода с диэлектрическим стержнем и интегрирования распределений вектора Пойнтинга по сечению системы (см., например, [6]). Для всех расчетов, результаты которых обсуждаются в следующем разделе, ансамбль частиц (48×48) равномерно распределялся на интервалах $(0, 2\pi)$ по азимутам и начальным фазам по отношению к моде HE_{11} (по отношению к модам, возбуждаемым на гармониках, начальные фазы распределялись соответственно между 0 и $2\pi n_\alpha$). Скорость на входе задавалась для всех частиц одинаковой ($v = 0$). Мощность P_α , переносимая модой α в данном сечении, вычисляется по формуле

$$\frac{P_\alpha}{P_{\text{beam}}} = \frac{\gamma(\gamma + 1)}{4} \frac{C_1^4}{C_\alpha^3} |\tilde{E}_\alpha|^2, \quad (7)$$

где P_{beam} — кинетическая мощность пучка на входе в систему.

Для несимметричных мод мощность дается суммой вкладов от мод с положительным и отрицательным азимутальным индексом.

Результаты и обсуждение

Как показывают результаты расчета дисперсии различных мод волновода с диэлектрическим стержнем и численное решение дисперсионного уравнения для системы с пучком [1,2], для многомодового моделирования представляет интерес учет черыгх мод на кратных частотах дополнительно к моде HE_{11} на основной частоте. Вторая гармоника ВЧ тока может возбудить моды TM_{01} и HE_{21} , а третья гармоника — моды HE_{12} и HE_{31} . Поэтому моделирование проводилось в основном для случая участия во взаимодействии с пучком этих пяти мод.

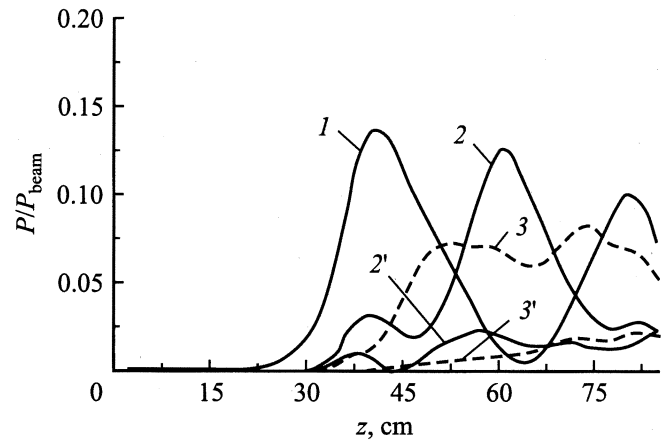


Рис. 2. Мощность СВЧ на основной частоте и ее гармониках. 1 — основная частота, мода HE_{11} ; 2 — 2-я гармоника, мода TM_{01} ; 2' — 2-я гармоника, мода HE_{21} ; 3 — 3-я гармоника, мода HE_{12} ; 3' — 3-я гармоника, мода HE_{31} . Расчет произведен для следующих параметров: радиус волновода 2 см, радиус стержня 1 см, $\epsilon = 2.25$, зазор между пучком и стержнем 2 мм, ток пучка 1.7 кА, $\gamma = 1.8$. Мощность на входе ≈ 13 кВт, частота (≈ 9.4 ГГц) соответствует нулевой расстройке на моде HE_{11} , поляризация линейная.

Эффект генерации гармоник ясно проявляется при таких параметрах системы, когда отсутствует преобладание моды HE_{11} над высшими модами по инкременту неустойчивости, рассчитанному в линейной теории [1,2]. На рис. 2 представлены зависимости мощностей для пяти учитываемых мод от продольной координаты. Геометрические параметры, энергия пучка и частота входного сигнала соответствуют здесь случаю точного синхронизма пучка и основной моды. Структура поля входного сигнала фиксирована во времени (линейная поляризация). Из рисунка видно, что мода TM_{01} на второй гармонике и мода HE_{12} на третьей гармонике серьезно конкурируют с основной модой HE_{11} .

Проиллюстрировать причины такой конкуренции можно с помощью анализа поведения ансамбля частиц в фазовом пространстве. На рис. 3 показаны фазовые портреты ансамбля по отношению к тем трем модам, чей уровень мощности значителен. Продольная координата при этом выбрана такой, для которой группировка наиболее ярко выражена. Важно, что уровень поля на гармониках здесь еще довольно мал, так что динамика пучка вплоть до этой координаты определялась фактически только воздействием сигнала на основной частоте. Видно, что пучок группируется в основном около двух фаз волны с входной частотой (рис. 3, а) в отличие от ситуации, типичной для классических ЛБВ. Действительно, азимутальная структура поля входного сигнала в этом моделировании была фиксирована; это значит, что весь ансамбль можно разделить на две эквивалентные части, т.е. каждая частица имеет на противоположном азимуте „близнеца“, который движется в точно таком же ВЧ поле, только другого знака. Поэтому сгустки на противоположных азимутах формируются вокруг зна-

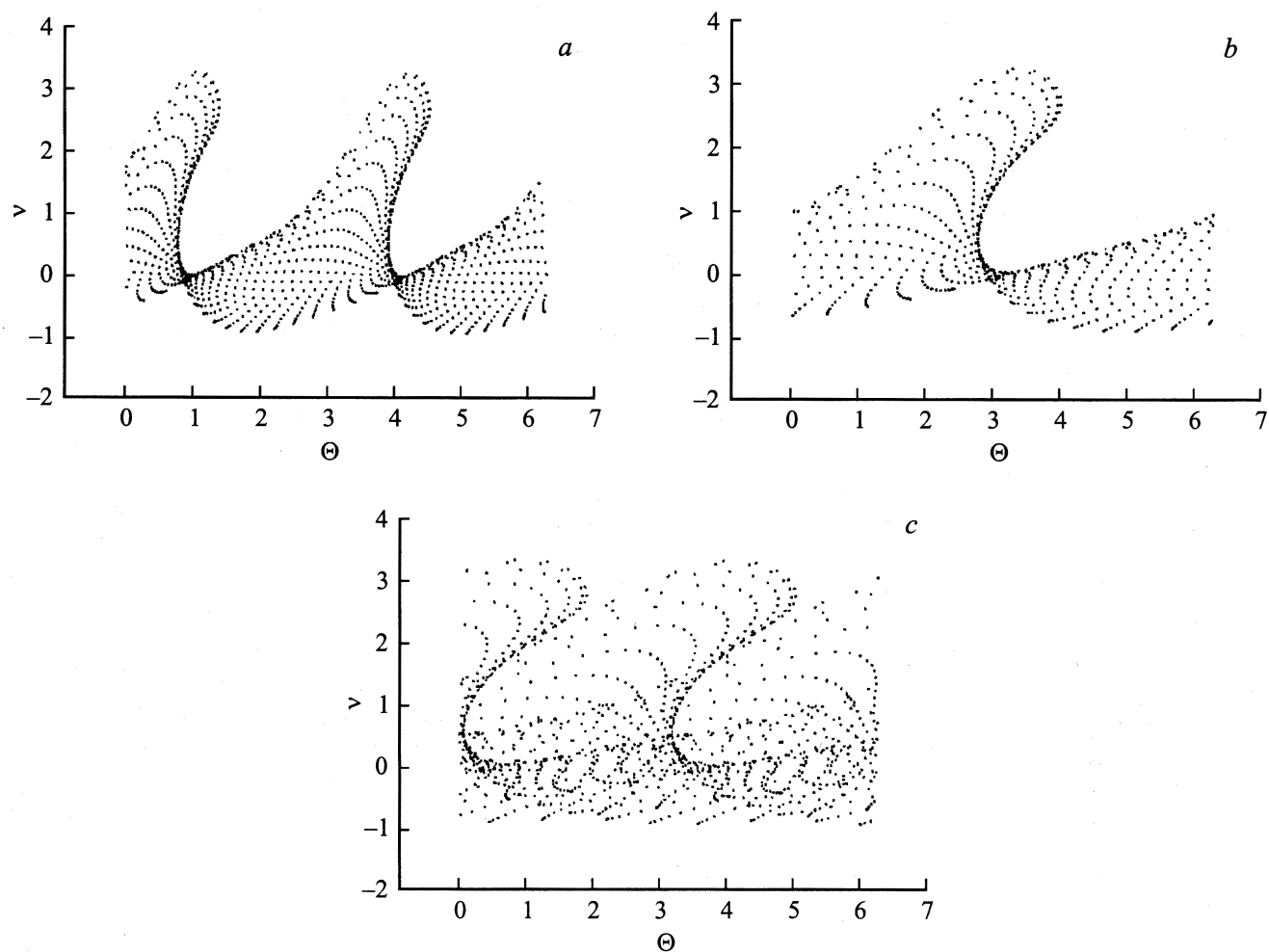


Рис. 3. Конфигурация ансамбля частиц в фазовом пространстве при $z \approx 36$ см. Параметры те же, что на рис. 2. *a* — фазы по отношению к моде HE_{11} (основная частота); *b* — по отношению к моде TM_{01} (2-я гармоника); *c* — к моде HE_{12} (3-я гармоника).

чений фаз, сдвинутых относительно друг друга на π . В то же время по отношению к синхронной волне на второй гармонике оба эти сгустка оказываются в одной фазе; соответственно рис. 3, *b* показывает группировку в основном около одной фазы. В случае симметричной моды TM_{01} эта фаза оказывается тормозящей для всех частиц, тогда как для несимметричной моды HE_{21} , которая имеет почти такую же фазовую скорость и даже несколько больший коэффициент связи с пучком, эта фаза является тормозящей только для половины ансамбля, занимающей соответствующие азимуты. Вот почему в этом случае на второй гармонике моды TM_{01} нарастает гораздо сильнее, чем мода HE_{21} . Для третьей гармоники ситуация несколько сложнее, тем не менее подобные же аргументы могут быть выдвинуты для объяснения более сильного нарастания моды HE_{12} по сравнению с модой HE_{31} ; кроме того, при данных параметрах для моды HE_{31} уже довольно велика расстройка синхронизма.

Вернемся теперь к рис. 2; можно считать, что на нем представлены зависимости мощностей, участвующих во взаимодействии мод, от длины области взаимодействия.

В конфигурации с пучком, распространяющимся снаружи стержня, довольно просто управлять местом вывода пучка из пространства взаимодействия путем изменения длины ведущего магнитного поля. Из рис. 2 видно, что вариация места сброса пучка в интервале порядка 20 см ведет к значительным изменениям в спектральном составе выходного сигнала. Действительно, при одной длине участка взаимодействия доминирует основная частота, при другой — мощности на первой, второй и третьей гармониках примерно одинаковы, при третьей доминирует вторая гармоника, а мощность на частоте входного сигнала наименьшая. Таким образом, оказывается возможным не только умножение частоты, но и управление содержанием гармоник на выходе антенны-усилителя.

Следует заметить, что перестройка спектра выходного сигнала может быть достигнута и без изменения длины транспортировки пучка — за счет изменения входной частоты. Полоса усиления линейной теории для моды HE_{11} шире, чем для высших мод, поэтому при достаточно большой расстройке синхронизма с основной модой кратные частоты могут уже не попасть в полосу усиления высших типов. На рис. 4 показаны результаты

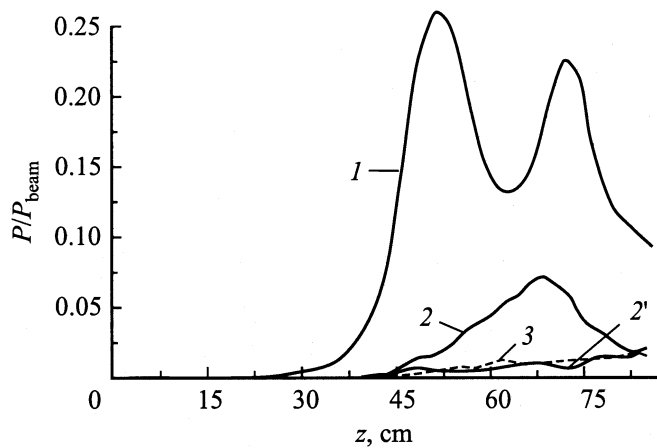


Рис. 4. То же, что на рис. 2, для частоты входного сигнала 11.94 GHz.

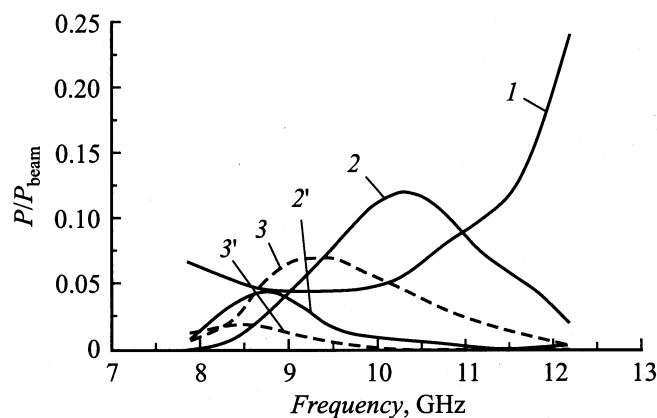


Рис. 5. Мощность СВЧ в сечении $z = 55$ см в зависимости от частоты на входе. Параметры и обозначения — те же, что на рис. 2.

расчета для такого случая при положительной расстройке. Видно, что по сравнению с рис. 2 на основной частоте растет максимальный КПД и соответствующая ему продольная координата (это хорошо известное поведение), а уровень мощности на гармониках значительно снижается. Зависимости мощности на всех модах от частоты при фиксированной длине взаимодействия показаны на рис. 5. Этот рисунок хорошо иллюстрирует возможность управления соотношением гармоник в спектре выходного сигнала за счет вариации частоты входного. Основная частота преобладает над гармониками как при положительной, так и при отрицательной расстройке (правда, со значительно меньшим КПД). Заметим, что изменение частоты входного сигнала в принципе легко осуществим.

Есть и еще один способ уменьшить уровень мощности на кратных частотах, не меняя ни длину взаимодействия, ни входную частоту. Он оказывается возможен благодаря тому, что характер нарастания поля на гармониках зависит от того, является ли структура поля входного сигнала фиксированной или вращающейся по

азимуту. В случае вращающейся структуры (круговая поляризация входной волны) те моды, чей азимутальный индекс не совпадает с номером гармоники, не нарастают вообще. Результат моделирования для соответствующих начальных условий показан на рис. 6. Действительно, если входной сигнал имеет круговую поляризацию, все частицы независимо от их азимутального положения по отношению к нему в среднем „равноправны“, следовательно, сгустки на разных азимутах формируются на одной длине, только в окрестностях различных фаз, иначе говоря, в результате группировки в поле входной волны пучок разворачивается в спираль. Поэтому на гармониках основной частоты может нарастать только та волна, у которой такая же, что и на основной частоте, угловая скорость вращения постоянной фазы; на второй гармонике это мода HE_{21} , а на третьей — HE_{31} . Сравнивая рис. 6 и 2, легко видеть, что спектр выходного сигнала может переключаться, если поляризация входного сигнала меняется с линейной на круговую.

Отметим также, что помимо управления амплитудами гармоник основной частоты в спектре выходного сигнала антенны-усилителя, существует и возможность управления фазами на гармониках. Расчеты показывают, что при изменении фазы волны на входе на величину $\Delta\theta$ фаза любой из мод, участвующих в процессе взаимодействия, в данном сечении области взаимодействия изменится в зависимости от номера гармоники на $n_\alpha\Delta\theta$.

В заключение настоящего раздела заметим, что значительный уровень генерации гармоник не является неотъемлемым свойством, присущим антенне-усилителю. При таких параметрах пучка и волновода со стрежнем, когда обеспечивается доминирование моды HE_{11} в спектре неустойчивости системы, сколько-нибудь заметный уровень мощности на кратных частотах в наших расчетах не наблюдается. Можно привести пример с набором параметров, для которого преобладание основной моды над высшими по линейному инкременту было продемонстрировано в [1,2] (радиус волновода 2 см, радиус стержня 6 мм, $\epsilon = 5$, зазор между пучком и стержнем 4 мм, ток пучка 1 кА, $\gamma = 1.4$). Для этих параметров в диапазоне частот 9.5–9.9 GHz, соответствующих

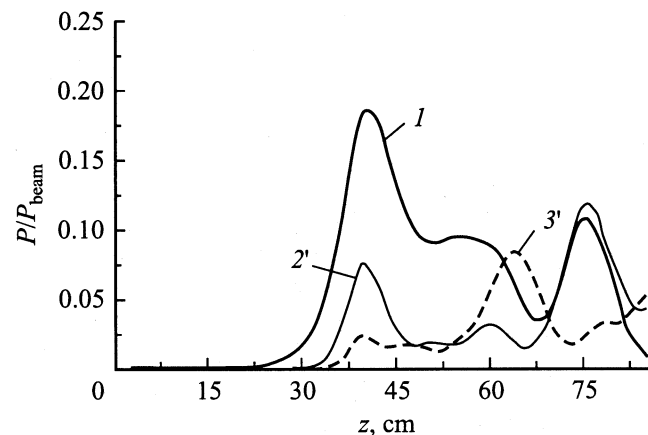


Рис. 6. То же, что на рис. 2, для круговой поляризации входного сигнала.

усилению, уровень мощности на второй гармонике ниже, чем на основной частоте, как минимум на 20 dB. При этом расчетное значение максимального КПД антенны-усилителя превышает 30%.

Заключение

Одномерное нелинейное моделирование антенны-усилителя — черенковского лазера со строжневой замедляющей системой и азимутально-несимметричной рабочей модой, проведенное с учетом возможности возбуждения высших мод, показало, что при определенных параметрах в нем имеет место эффект умножения частоты входного сигнала за счет генерации второй и третьей гармоник. Исследованы возможности управления содержанием гармоник в спектре выходного сигнала, которые фактически представляют собой совершенно новые схемы электронной перестройки для СВЧ прибора. Прибор, допускающий варьирование соотношением амплитуд составляющих в спектре излучения, состоящем из нескольких гармоник, мог бы найти много интересных применений. Представляется важным, чтобы существование обсуждаемого эффекта получило подтверждение и в полномасштабном трехмерном моделировании.

Работа была выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 00-02-17720), а также гранта научного комитета НАТО PST.CLG 975604.

Авторы благодарны Г.П. Фоменко за полезные обсуждения.

Список литературы

- [1] Шлапаковский А.С. // Письма в ЖТФ. 1999. Т. 25. Вып. 7. С. 43–50.
- [2] Shlapakovski A.S. // Intense Microwave Pulses VI / Ed. Howard E. Brandt. SPIE Proc. 1999. Vol. 3702. P. 108–113.
- [3] Вайнштейн Л.А., Солнцев В.А. Лекции по сверхвысокочастотной электронике. М.: Сов. радио, 1973. 400 с.
- [4] Dionne N.J. // IEEE Trans. Electron. Devices. 1970. Vol. 17. P. 365–372.
- [5] Nusinovich G.S., Carmel Y., Antonsen T.M., Jr. et al. // IEEE Trans. Plasma Sci. 1998. Vol. 26. P.628–645.
- [6] Иларионов Ю.А., Раевский С.Б., Сморгонский В.Я. Расчет гофрированных и частично заполненных волноводов. М.: Сов. радио, 1980. 200 с.