

Физика плазмы и плазменные технологии

УДК 533.951

О проявлении нелинейности плазмы в плазменном релятивистском черенковском генераторе на кабельной волне

И. Л. Богданкевич, А. А. Рухадзе
Институт общей физики РАН, Москва, Россия

В. П. Тараканов

Научно-исследовательский центр тепловых импульсных воздействий (НИЦТИВ), РАН,
Москва, Россия

С использованием кода "КАРАТ" было проведено моделирование работы плазменного релятивистского черенковского СВЧ-генератора на кабельной волне. Показано, что при малой плотности плазмы, вблизи порога появления черенковского резонанса, на работу генератора существенно влияет нелинейность движения электронов пучка. В системе возбуждается практически монохроматическая, относительно низкочастотная, кабельная волна, захватывающая электроны пучка. Движение электронов плазмы оказывается регулярным. Напротив, при больших плотностях, близких к предельно допустимым по условию намагниченности плазмы, существенно нелинейными и хаотичными оказываются движения электронов как пучка, так и плазмы. По-видимому, следствием этого обстоятельства является широкополосная генерация СВЧ-волн в области высоких частот.

В обзорной работе [1] отражено состояние теории релятивистской плазменной СВЧ-электроники на середину 1998 г. Теория опирается на два существенных предположения: сильная замагниченность электронов плазмы и релятивистского электронного пучка (РЭП); линейность движения электронов плазмы. Все основные выводы теории, касающиеся условия возбуждения генератора, частотного спектра генерируемого СВЧ-излучения и его зависимости от плотности плазмы и геометрии системы согласуются с наблюдениями в эксперименте вполне удовлетворительно не только качественно, но и количественно [2]. Заметное разногласие между теорией и экспериментом наблюдается в эффективности излучения генератора. Значение величины эффективности оказалось меньше предсказанного теорией, причем с ростом плотности плазмы расхождение увеличивалось. В работе [3] такое расхождение между теорией и экспериментом связывалось с особенностями излучающего устройства, используемого в эксперименте. В частности, было показано, что для такого устройства вывода излучения коэффициент отражения возбуждаемой пучком низкочастотной кабельной плазменной волны (с фазовой скоростью, равной скорости пучка) зависит от частоты этой волны (коэффициент отражения увеличивается с ростом частоты плазменной вол-

ны). Такое объяснение работы плазменного СВЧ-генератора, строго говоря, можно считать только качественным, хотя некоторые количественные оценки оказываются вполне удовлетворительными. Качественность объяснения обусловлена несамосогласованностью работы плазменного генератора.

Кроме того, в работе [4] исследовалось нелинейное движение электронов плазмы при резонансном вынужденном черенковском излучении трубчатого электронного пучка в плазменный волновод (нерелятивистский случай). Было показано, что при томсоновском механизме излучения плазма остается линейной, в то время как при рамановском излучении (т. е. при большой плотности плазмы) движение электронов плазмы очень быстро оказывается нелинейным и хаотическим, что ведет к снижению эффективности взаимодействия. Остается непонятным, почему нелинейность плазмы не влияет на основные характеристики плазменного СВЧ-генератора, за исключением, может быть, его эффективности (следует отметить, что на важную роль нелинейности движения электронов плазмы и пучка в работе нерезонансного (пирсовского) плазменного СВЧ-генератора было указано в работе [5]). Было показано, что хаотизация электронов плазмы и пучка приводит к насыщению неустойчивости и тем самым определяет эффективность пирсовского СВЧ-генератора. Более того, нелинейность движения плазменных электронов определяет и спектр частот излучения пирсовского генератора, что качественно отличает последнего от черенковского плазменного генератора).

Для прояснения сформулированных проблем мы решили применить вычислительный код "КАРАТ" с учетом нелинейности движения электронов, как пучка, так и плазмы, для анализа работы релятивистского черенковского плазменного СВЧ-генератора. Схема экспериментальной установки, использованной для численного моделирования, приведена на рис. 1. Импульс высокого напряжения подается на катод ускорителя 1. Релятивистский электронный пучок 2 инжектируется вдоль оси круглого металлического волновода 3, предварительно заполненного трубчатой плазмой 4. Пучок и плазма помещены в однородное продольное магнитное поле B . Электроны пучка имеют только продольную компоненту скорости. Длина электронного пучка ограничивается торцом центрального проводника 5 коаксиального выходного излучающего устройства 6. СВЧ-волна генерируется в плазменном волноводе, распространяется по вакуумному коаксиальному волноводу 6 и излучается рупором 7.

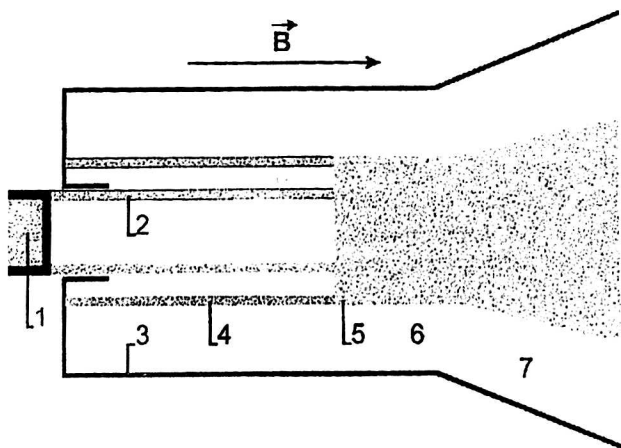


Рис. 1. Схема плазменного СВЧ-генератора

Параметры системы и ее геометрия выбирались такими же, как и в эксперименте [2]: средний радиус пучка $r_b = 0,6$ см, толщина трубчатого $\Delta_b = 0,1$ см, средний радиус плазмы $r_b = 0,9$ см, толщина трубчатой плазмы $\Delta_b = 0,1$ см, ток пучка $I_b = 2$ кА, энергия электронов пучка $E = 0,5$ МэВ, радиус внешнего металлического волновода $R = 1,8$ см, длина плазменно-пучкового взаимодействия $L = 15$ см (20 см), величина внешнего постоянного магнитного поля $B = 2,2$ Т. Диапазон измерения плотности плазмы в моделировании соответствует величинам в серии экспериментов, описанных в работе [2]: от $3 \cdot 10^{12}$ до $4 \cdot 10^{13}$ см⁻³. Фронт пучка принимался линейным с нарастанием тока за 3 нс, длительность модельного импульса пучка 20 нс.

Численное моделирование процессов в плазменном генераторе в данной работе было выполнено посредством кода "КАРАТ" [6—8], т. е. уравнения Максвелла, и решалось численно с помощью явной конечно-разностной схемы, отличающейся от изложенной в [6] и обеспечивающей более точное описание граничных условий на поверхностях волноводов. Ниже в качестве примера приведен ее фрагмент:

$$\frac{(E_x)_{i-1/2,j,k}^{n+1} - (E_x)_{i-1/2,j,k}^n}{\tau} = \frac{(B_x)_{i-1/2,j+1/2,k}^{n+1/2} - (B_x)_{i-1/2,j-1/2,k}^{n+1/2}}{h_y} - \frac{(B_y)_{i-1/2,j,k+1/2}^{n+1/2} - (B_y)_{i-1/2,j,k-1/2}^{n+1/2}}{h_z} - 4\pi(J_x)_{i-1/2,j,k}^{n+1/2}$$

Плотность тока \vec{J} в законе Ампера

$$\nabla \times \vec{B} = \frac{4\pi}{c} \vec{J} + \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$$

вычисляется для пучка PIC-методом, а для плазмы — либо также, либо в линейной модели путем решения уравнения холодной одножидкостной МГД:

$$\frac{d \vec{J}_{pl}}{dt} + \vec{J}_{pl} = \frac{\omega_{pl}^2}{4\pi} \vec{E} + \frac{e}{mc} \left[\vec{J}_{pl} \times \vec{B} \right]$$

В линейной модели обеспечивается непрерывность тока плазмы на поверхности. Использовалась двумерная осесимметричная версия кода. Поверхности волновода рассматривались как идеально проводящие. Частицы пучка эмитировались с определенной части границы с заданной функцией распределения, соответствующей характеристикам пучка на входе в дрейфовое пространство. Частицы плазмы загружались изначально с заданной максвелловской функцией распределения. Частицы, достигшие поверхности, поглощались. В PIC-методе (particles-in-cell) при моделировании плазмы потери частиц последней на поверхности, главным образом из-за возникновения обратного тока, компенсировались эмиссией справа такого же потока частиц, как и поток сквозь отстоящие от правой границы на определенное расстояние некоторое воображаемое сечение. Это предположение дало возможность не углубляться в вопрос о моделировании реального процесса формирования плазмы во время импульса пучка, что должно стать предметом дальнейших исследований.

На правой границе, в коаксиале применялись граничные условия для полей, соответствующие прохождению по коаксиалу ТЕМ волны. Поток ее энергии использовался для вычисления КПД системы.

На рис. 2 и 3 представлены спектральные плотности излучения для крайних случаев — близкого к порогу возникновения генерации и сравнительно большого значения плотности плазмы к моменту времени ~ 20 нс, когда картина хорошо устанавливается (время установления от 5 до 10 нс). Рис. 2, а — 2, в и рис. 3, а — 3, в дают динамику спектров с использованием РИС-метода (нелинейная модель). Для сравнения на рис. 2, г и 3, г приведены соответствующие спектры, рассчитанные по линейной модели плазмы.

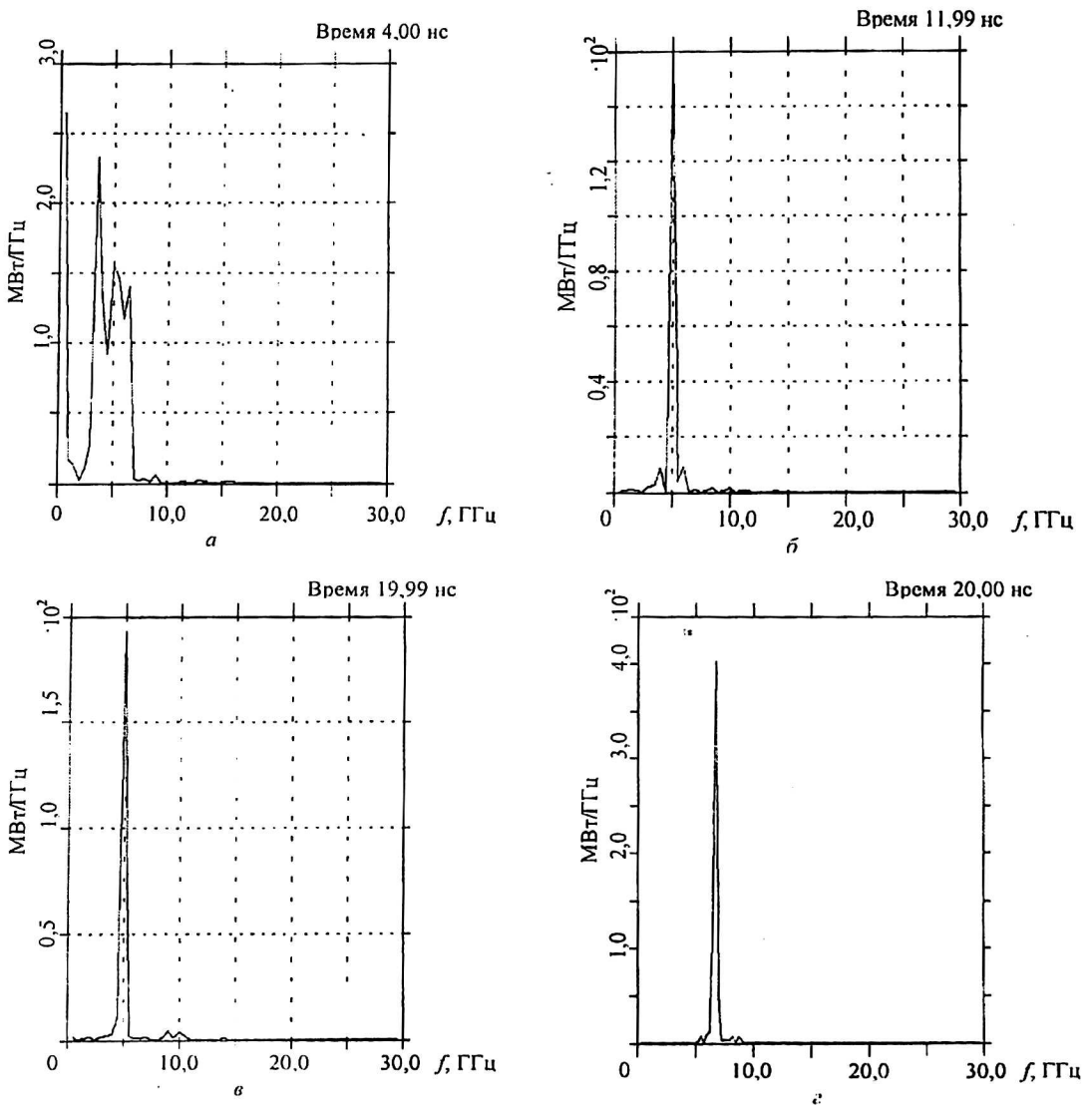
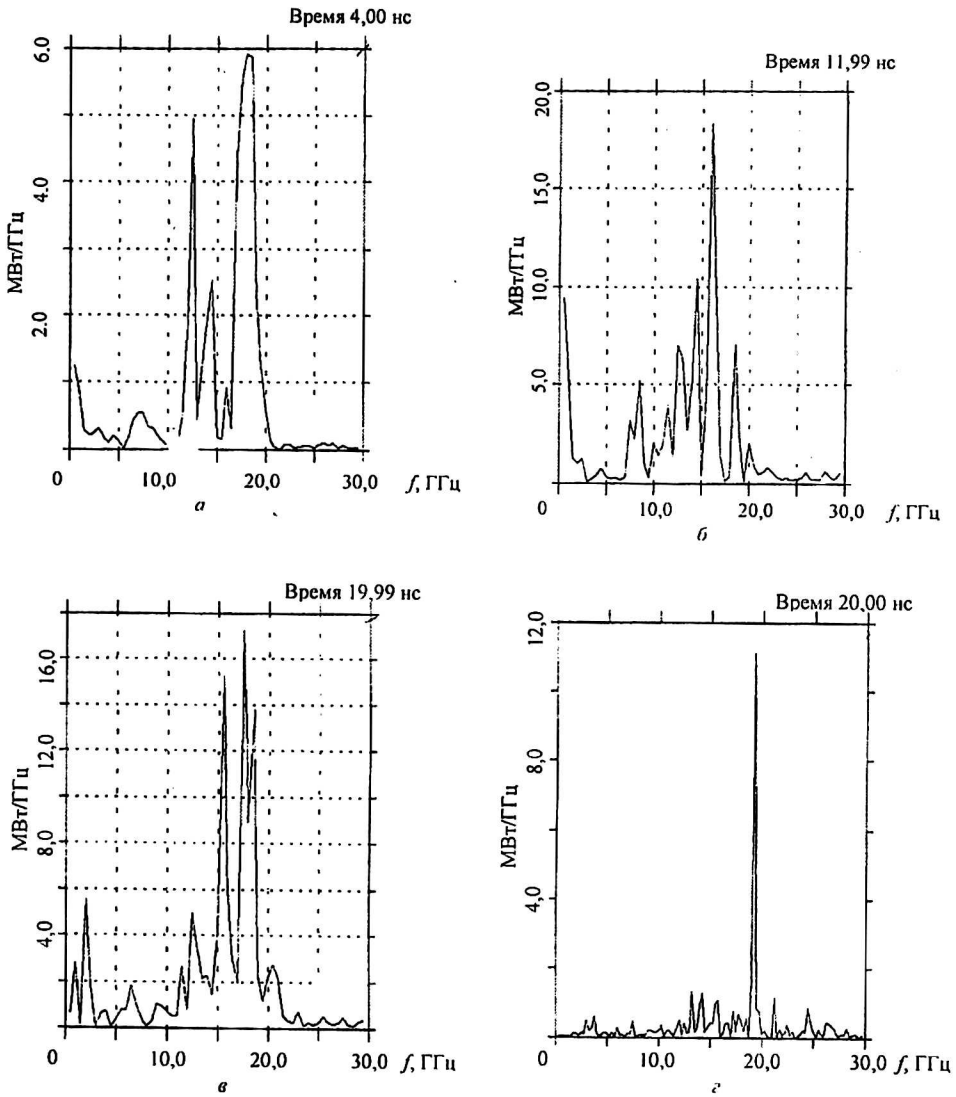


Рис. 2. Спектры СВЧ-генератора для плотности плазмы $n_p = 7,5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$:
 а, б, в — соответствуют нелинейной модели для различных моментов времени (260800; 7,5e12-РИС; $L = 15$ см);
 г — линейная модель (010900; 7,5e12, $L = 15$ см)



**Рис. 3. Спектры СВЧ-генератора для плотности плазмы $n_p = 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$:
 а, б, в — соответствуют нелинейной модели для различных моментов времени (260800; 7,3e13-PIC; $L = 15 \text{ см}$); г — линейная модель (070900; 3e13; $L = 15 \text{ см}$)**

Видно, что при малой, околопороговой плотности плазмы ($n_p = 7,5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$) излучается узкая линия высокой мощности: $\Delta f = 1 \text{ ГГц}$ при $f = 5 \text{ ГГц}$ и $P = 200 \text{ МВт/ГГц}$, в то время как при большой плотности плазмы появляется широкая полоса частот с относительно низкой мощностью излучения: $\Delta f = 4 \text{ ГГц}$ при $f = 18 \text{ ГГц}$ и $P = 15 \text{ МВт/ГГц}$. Надо отметить, что в первом случае нелинейность движения электронов пучка намного сильнее проявляется, чем нелинейность движения электронов плазмы. На рис. 4, а представлена динамика (для трех моментов времени 4, 12 и 20 нс) фазовых портретов $Pz/mc(Z)$ для значения плотности плазмы $n_p = 7,5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ и длине взаимодействия 15 см. На фазовой плоскости, соответствующей концу импульса пучка (20 нс), явно виден захват электронов пучка полем возбуждаемой волны на выходном конце генератора; вблизи входа нелинейность пучка регулярна с нарастающей амплитудой. Такой захват имеет место, когда в системе

волны (в которой поле волны потенциально) энергия относительного движения пучка становится меньше амплитуды потенциала волны $\frac{m}{2} (u - \frac{\omega}{k})^2 \leq e\Phi_{\max}$. При достижении этой амплитуды обмен энергией между пучком и волной прекращается, а поэтому она определяет эффективность излучения. Электроны плазмы почти по всей длине генератора совершают регулярные колебания; слабую нерегулярность на выходе мы объясняем сравнимостью плотности пучка и плазмы в этом случае. Аналогичные фазовые портреты $Pz/mc(Z)$ приведены на рис. 4, б для большой плотности плазмы ($n_p = 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$). В этом случае нелинейности в движениях электронов пучка и плазмы почти одного порядка при том, что относительная плотность пучка в 4 раза меньше. Движения, как электронов пучка, так и электронов плазмы, одинаково хаотичны и никакого захвата электронов пучка не наблюдается.

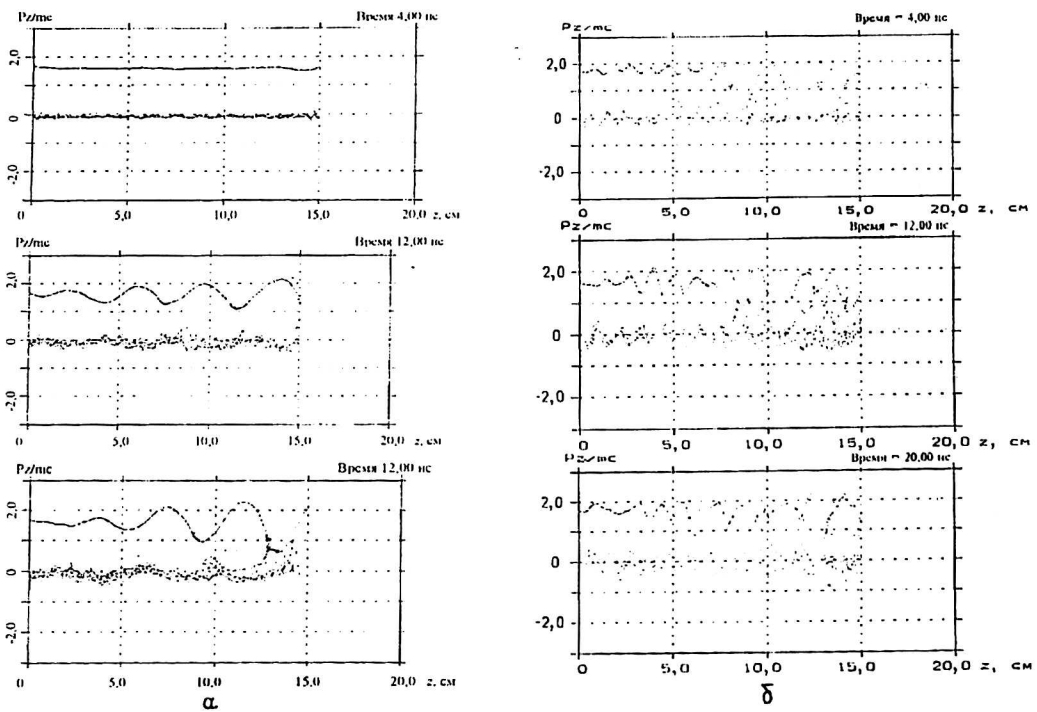


Рис. 4. Динамика фазовых портретов пучка и плазмы для n_p :
 а — $7,5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ (260800; $7,5e12$ -PIC; $L = 15 \text{ см}$);
 б — $3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ (260800; $3e13$ -PIC; $L = 15 \text{ см}$)

Такую разницу в фазовых картинах электронов пучка и плазмы мы связываем с возбуждением небольшого числа (не более двух) продольных мод колебаний (и единственной поперечной моды) при относительно низких (вблизи порога возникновения генерации) значениях плотности плазмы. В результате при низкой плотности плазмы устанавливается одна мода колебаний с наибольшим из возможных коэффициентов усиления, и ширина спектра частот соответствует теории с линейной плазмой. Напомним, что при низких значениях плотности плазмы возбуждается такой диапазон частот, что излучающий рупор имеет относительно низкий коэффициент отражения [3]. При больших же значениях плотности плазмы и достаточно большом зазоре

между пучком и плазмой режим взаимодействия пучка и плазмы можно рассматривать как рамановский (взаимодействие типа волна—волна). В этом случае на линейной стадии частота медленной пучковой волны совпадает с частотой плазменной волны. Возбужденная пучком плазменная волна при учете нелинейности плазмы может стать волной накачки для вторичных нерезонансных плазменных волн с различными k_z . И тогда основная волна с частотой ω_0 распадается на волны ω_1 и ω_2 так, что $\omega_0 = \omega_1 + \omega_2$ и $k_0 = k_1 + k_2$. В частности, таким процессом может быть рассеяние возбужденной плазменной волны на электронных колебаниях плазмы и пучка. В последнем случае, воспользовавшись формулами вынужденного рассеяния электромагнитной волны в плазме, можно взять за оценку [9] время распада первоначальной волны (возникшей в результате черенковского плазменно-пучкового взаимодействия).

$$\frac{1}{\tau} \approx \left(\frac{v_E^2 \omega_0 \omega_b^2}{2c^2} \right)^{1/3},$$

где $v_E = \frac{e E_0}{m \omega_0}$ — амплитуда скорости осцилляций электронов в поле E_0 , воз-

буждаемой пучком СВЧ-волны. Характерное значение $E_0 \sim 30$ кВ/см и частоты пучковой волны $\omega_b \sim 10^{10}$ с⁻¹, что соответствует плотности пучка примерно 1 кА/см. В этом случае для τ получим оценку 10^{-9} с, т. е. время проявления такого распада несколько наносекунд, что не противоречит результатам моделирования, рассмотренным в данной работе. Точное определение времени распада — задача нелинейной теории. Подобный процесс распада в нелинейном режиме насыщения медленной пучковой волны при резонансном взаимодействии был рассмотрен в работе [10].

На рис. 5 приведены зависимости мощности СВЧ-излучения в выходном рупоре от плотности плазмы и частоты электромагнитного излучения СВЧ-генератора, полученные методом частиц и для линейной модели.

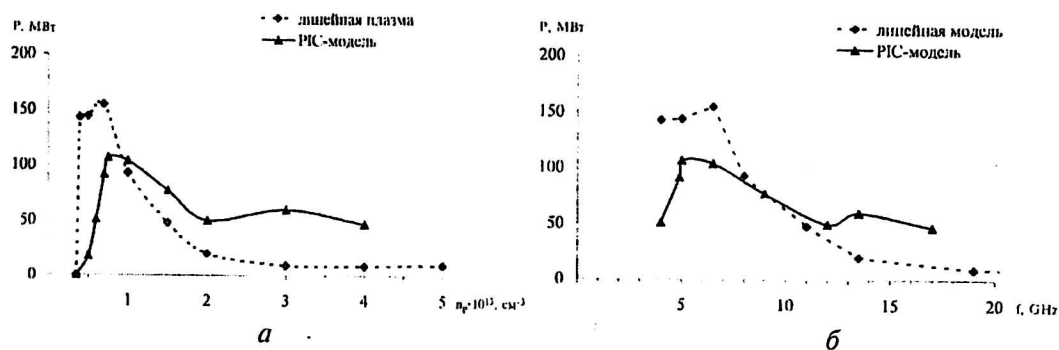


Рис. 5. Зависимости мощности СВЧ-излучения в выходном рупоре от плотности плазмы (а) и частоты электромагнитного излучения СВЧ-генератора (б)

На рис. 6 приведены зависимости полной излучаемой энергии от плотности плазмы в сравнении с расчетами по линейной модели плазмы для двух значений длины взаимодействия. Здесь же приведены экспериментальные кривые из [2]. Различие в зависимостях при увеличении значения плотности плазмы (и, соответственно, частоты черенковского резонанса) может быть связано как с вышеописанными процессами распада (смещение выводимого излучения в длинноволновую область), так и с особенностями вывода излучения наружу в нелинейном режиме, схожими с рассмотренными в работе [3].

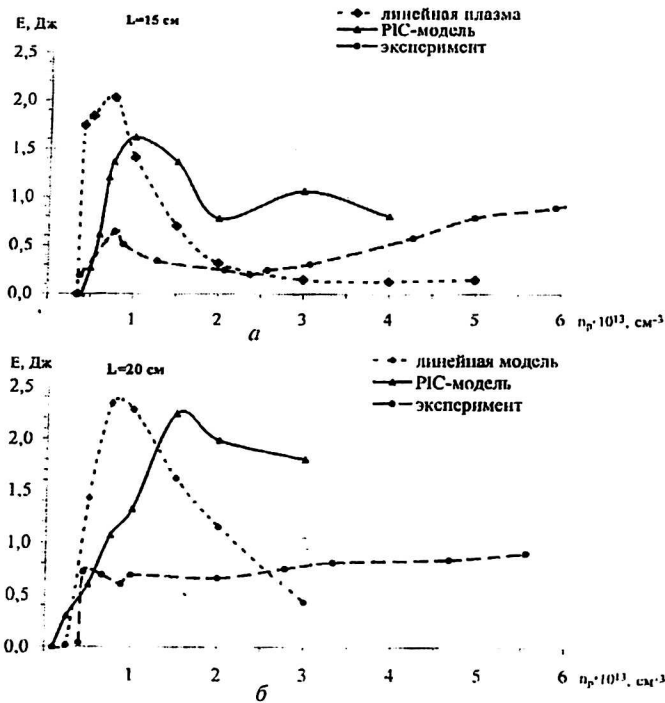


Рис. 6. Зависимости полной излучаемой энергии от плотности плазмы (моделирование (линейный и нелинейный случай) и эксперимент): а — $L = 15 \text{ см}$; б — $L = 20 \text{ см}$

Работа выполнена при финансовой поддержке Минпромнауки России по программе финансирования уникальных стендов и установок ("Плазменный релятивистский микроволновой генератор", рег. № 01-04), а также по программе "Физика микроволн" (госконтракт № ФМ-02(00)-П).

Литература

1. Кузелев М. В., Рухадзе А. А. Современное состояние теории релятивистской плазменной СВЧ-электроники//Физика плазмы. 2000. Т. 26. С. 231.
2. Стрелков П. С., Ульянов Д. К. Спектры излучения плазменного релятивистского черенковского СВЧ-генератора//Там же. № 4. С. 329—333.
3. Карташов И. Н., Красильников М. А., Кузелев М. В. Отражение электромагнитных волн от перехода волновода с трубчатой плазмой в вакуумный коаксиальный волновод//Радиотехника и электроника. 1999. Т. 44. № 12. С. 1502—1509.
4. Бобылев Ю. В., Кузелев М. В., Рухадзе А. А. Нелинейная теория резонансного пучково-плазменного взаимодействия. Нерелятивистский случай // ЖЭТФ. 2000. Т. 118. Вып. 1(7). С. 105—118.
5. Klochkov D. N., Pekar M. Yu., Rukhadze A. A. Nonresonant radiative Pierce instability and its saturation — Chaos//Phys. of Plasmas. 2000. V. 7. № 11. P. 4707—4719.
6. Котетешвили П. В., Рыбак П. В., Тараканов В. П. "КАРАТ" — средство вычислительного эксперимента в электродинамике: Препринт/ИОФ РАН. М., 1991. № 4. — 46 с.
7. Tarakanov V. P. User's Manual for Code KARAT, Springfield, VA: Berkley Research Associates, Inc. 1992.
8. Birdsall C. K. and Langdon A. B. Plasma Physics via Computer Simulation, McGraw-Hill Book C, 1985.
9. Александров А. Ф., Богданкевич Т. С., Рухадзе А. А. Основы электродинамики плазмы. — М.: Высш. школа, 1978.
10. Игнатов А. М., Келехсаева Н. А., Овсянникова О. Б. Стационарные связанные волны в условиях распадной неустойчивости // Физика плазмы. 1991. Т. 17. № 12. С. 1475—1479.

Nonlinear behavior of plasma in relativistic PCM

I. L. Bogdankevich, A. A. Rukhadze,
General Physics Institute of RAS, Moscow, Russia

V. P. Tarakanov
ITES RAS, Moscow, Russia

With use of a code "KARAT" was carried out modeling work of the plasma relativistic cherenkov microwave oscillator on a cable wave. It is shown, that at small density of plasma, near to a threshold of occurrence of a cherenkov resonance, nonlinear movement of beam's electrons essentially influences on work of the oscillator. In system, the rather low-frequency, cable wave, fascinating of a beam's electrons, is raised practically monochromatic. The movement of plasma's electrons appears regular. On the contrary, at the large plasma density, close to extreme admitted on condition of magnetized plasma, movements of electrons, both beam and plasma, appear substantial nonlinear and chaotic. Apparently, a consequence of this circumstance is the broadband generation of microwaves in the field of high frequencies.