

## СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ ИССЛЕДОВАНИЙ В ОБЛАСТИ ПЛАЗМЕННОЙ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ СВЧ-ЭЛЕКТРОНИКИ В ИОФ РАН

*М.В. Кузелев, А.А. Рухадзе, П.С. Стрелков*

Дан обзор современного состояния теоретических и экспериментальных исследований в новой перспективной области СВЧ-электроники - плазменной релятивистской СВЧ-электроники. Приборы плазменной релятивистской СВЧ-электроники по своим параметрам являются уникальными. По ширине полосы генерации и легкости перестройки частоты они не имеют аналогов среди приборов вакуумной СВЧ-электроники, а по достигнутым мощностям не уступают им.

### 1. Историческое введение

Плазменная СВЧ-электроника зародилась в 1949 году после первых работ А.И.Ахиезера и Я.Б.Файнберга [1] в СССР и Д.Бома и Е.Гросса [2] в США, в которых было теоретически предсказано явление пучковой неустойчивости. Явление это состояло в аномально сильном взаимодействии плотного, быстрого, но тогда еще нерелятивистского электронного пучка с более плотной плазмой, намного превосходящем обычное столкновительное взаимодействие. Предсказывалось, что плотный моноэнергетический электронный пучок будет весьма эффективно тормозиться в плазме, возбуждая в ней плазменные колебания. Такое эффективное торможение объяснялось явлением коллективного взаимодействия пучка с плазмой, причем характерный временной масштаб торможения дается выражением

$$\tau = 1/\delta, \quad \delta = [n_b/(2n_p)]^{1/3}\omega_p. \quad (1.1)$$

Пространственный масштаб торможения пучка при этом порядка  $l = u\tau \approx u/\delta$ . Здесь  $n_b$  и  $n_p$  - плотности электронов пучка и плазмы, соответственно;  $\omega_p$  - плазменная частота (частота плазменных колебаний);  $\delta$  - временной инкремент нарастания неустойчивости;  $u$  - скорость электронов пучка.

Инкремент (1.1), а следовательно, и приведенное время торможения пучка достигаются в условиях, когда частота возбуждаемых плазменных колебаний удовлетворяет условию

$$\omega = \omega_p \leq ku, \quad (1.2)$$

то есть когда фазовая скорость плазменной волны порядка (точнее, несколько меньше) скорости пучка. Здесь  $k$  - волновой вектор плазменной волны. Это

условие позволило понять механизм аномально сильного взаимодействия плотного электронного пучка с плазмой: очевидно, что такое взаимодействие обусловлено вынужденным черенковским излучением электронами пучка плазменных волн, которое сопровождается преобразованием кинетической энергии пучка в энергию плазменных волн. Отсюда следует оценка эффективности такого преобразования, что можно назвать также эффективностью излучения электронным пучком плазменных волн

$$\text{КПД} = E^2/(4\pi n_b m u^2/2) \approx [n_b/(2n_p)]^{1/3}. \quad (1.3)$$

Здесь  $E^2/(4\pi)$  - энергия поля колебаний плазменной волны. Согласно этой оценке при  $n_b \approx 0.01 n_p$  и  $u \approx 10^{10}$  см/с (то есть энергии пучка  $E_b \approx 30$  кэВ) около 20% энергии пучка может трансформироваться в энергию плазменных волн. Так, если  $n_p = 10^{12}$  см<sup>-3</sup>,  $n_b = 10^{10}$  см<sup>-3</sup> (то есть плотность тока пучка  $j_b \approx 15$  А/см<sup>2</sup>), то плотность мощности потерь энергии пучка должна достигать 75 кВт/см<sup>2</sup>, причем такие потери пучок испытывает за время  $10^{-10}$  с, то есть на длине  $l \approx 1$  см.

Первые же эксперименты, проводимые в Харьковском и Сухумском физико-технических институтах, а также и за рубежом, подтвердили высокую эффективность коллективного взаимодействия электронного пучка с плазмой. Пучок электронов действительно весьма эффективно терял свою энергию (более 30%). На очень малых расстояниях от места инжекции пучок застревал в плазме. Вместе с тем электромагнитное излучение из плазмы оказалось незначительным - менее 1% мощности пучка трансформировалось в СВЧ-излучение, покидающее плазму.

Причину низкой эффективности излучения из плазмы, естественно, усмотрели в малой, нерелятивистской фазовой скорости возбуждаемых пучком плазменных волн. Из малой фазовой скорости волн следуют их потенциальность и запертость в плазме.

Вместе с тем преимущества плазменно-пучковых систем казались очень привлекательными: в первую очередь, это легкость перестройки частоты излучения и возможность создания широкополосных (шумовых) источников СВЧ. Поэтому в Институте радиотехники и электроники РАН и Харьковском физико-техническом институте были проведены специальные исследования по созданию согласующих устройств, выводящих излучение из плазмы. В результате, были созданы довольно эффективные широкополосные генераторы и усилители СВЧ, не имеющие аналогов в вакуумной СВЧ-электронике [3,4].

Несмотря на достигнутые успехи, нерелятивистская плазменная СВЧ-электроника не могла серьезно конкурировать с вакуумной СВЧ-электроникой из-за сложностей изготовления систем вывода излучения из плазмы.

Положение в плазменной СВЧ-электронике существенно изменилось в начале 70-х, когда в руках ученых появились релятивистские сильноточные электронные пучки с плотностями тока  $1 \div 10$  кА и энергией порядка 1 МэВ. Еще до этого к весьма обнадеживающим выводам привели теоретические исследования. Хотя инкремент развития пучковой неустойчивости уменьшался с ростом релятивистского фактора электронов  $\gamma$  [5]

$$\delta = [n_b/(2n_p)]^{1/3} \omega_p / \gamma, \quad \gamma = 1/(1 - u^2/c^2)^{1/2}, \quad (1.4)$$

что очевидно увеличивает длину релаксации пучка в плазме и, казалось бы, свидетельствует об ослаблении взаимодействия пучка с плазмой, в действительности, дело обстоит иначе. Именно из-за увеличения длины релаксации пучка возросла эффективность передачи пучка плазменным волнам, оказавшись равной [6]

$$\text{КПД} = E^2/[4\pi n_b mc^2(\gamma-1)] \approx 1/2[n_b/(2n_p)]^{1/3}(\gamma+1). \quad (1.5)$$

Заметим, что при больших  $\gamma$ , согласно (1.5), величина КПД может стать порядка единицы. Эта формула, однако, справедлива только пока  $\text{КПД} \ll 1$ . Вычисления же показывают [7], что максимальная эффективность обычно не превышает 30÷35%.

Отметим еще два важных теоретических результата, существенно определивших становление и развитие релятивистской плазменной СВЧ-электроники. Первый теоретический результат - это так называемый предельный вакуумный ток не нейтрализованного по заряду тонкого трубчатого электронного пучка, транспортируемого через пустой цилиндрический металлический волновод (ток Богданкевич - Рухадзе [8])

$$J_0 = (mc^3/e) (\gamma^{2/3}-1)^{3/2}/[\Delta_b/r_b+2\ln(R/r_b)] \approx 17(\gamma^{2/3}-1)^{3/2}/[\Delta_b/r_b+2\ln(R/r_b)] \text{ кА}. \quad (1.6)$$

Здесь  $R$  - радиус металлического волновода,  $r_b$  - средний радиус пучка,  $\Delta_b \ll r_b$  - его толщина. Ток (1.6) определяется торможением электронов пучка под действием поля собственного пространственного заряда. Однако, если заряд пучка нейтрализован тяжелыми ионами, то появляется другой предельный ток, определяемый условием устойчивости транспортировки пучка (ток Пирса), равный [9]

$$J_{\Pi} = J_0[(\gamma^2-1)/(\gamma^{2/3}-1)]^{3/2} > J_0\gamma^2. \quad (1.7)$$

Второй важный теоретический результат определяет условие возбуждения электронным пучком замагниченного плазменного резонатора, которое оказывается возможным, если плотность плазмы превышает пороговое значение [10]

$$\omega_p^2 > \omega_{p \text{ пор}}^2 = k_{\perp n}^2 u^2 \gamma^2. \quad (1.8)$$

Здесь  $k_{\perp n}$  - волновое число  $n$ -й поперечной моды плазменной волны, определяемое профилем плазмы в волноводе [7].

Величины  $J_0$  и  $J_{\Pi}$  определяют характерные предельные токи сильноточных электронных пучков, которые могут использоваться в релятивистских плазменных источниках СВЧ. Условие (1.8) определяет порог плотности плазмы, выше которого возможно черенковское усиление плазменной волны релятивистским электронным пучком в замагниченном плазменном волноводе.

Таким образом, к началу 1976 года была подготовлена почва для формулировки основных принципов релятивистской плазменной СВЧ-электроники, которые и были окончательно сформулированы в работах [11-13]. С этого момента началось длительное тесное сотрудничество между коллективами теоретиков и экспериментаторов, приведшее к созданию новой области СВЧ-электроники - релятивистской плазменной СВЧ-электроники. Результаты этих исследований и приводятся ниже.

Отметим здесь же, что первый удачный экспериментальный плазменный релятивистский генератор (ПРГ) СВЧ был создан в лаборатории физики плазмы ИОФ АН [14], на котором и был достигнут успех в 1982 году. Этот год считается годом рождения релятивистской плазменной СВЧ-электроники.

## 2. Теоретическая плазменная релятивистская СВЧ-электроника

### 2.1. Линейная теория плазменного релятивистского СВЧ-усилителя.

Простейшая теоретическая модель плазменного СВЧ-усилителя представляет собой прямолинейный релятивистский электронный пучок, распространяющийся в

сильном продольном внешнем магнитном поле параллельно оси металлического волновода радиуса  $R$  с плазменным заполнением. Пучок инжектируется в волновод в плоскости  $Z=0$ , а в плоскости  $Z=L$  расположен коллектор и начинается система вывода излучения - рупор. Плазма и пучок однородны вдоль оси волновода, холодные, полностью замагниченные и нейтрализованные по заряду и току. В поперечном сечении волновода пучок и плазма являются тонкими трубчатыми со средними радиусами  $r_b < R$ ,  $r_p < R$  и толщиной  $\Delta_b$ ,  $\Delta_p$ , соответственно, причем  $\Delta_{b,p} \ll r_{b,p}$ .

В линейном приближении спектры собственных колебаний описанной системы определяются из дисперсионного уравнения [15, 16], которое следует из уравнений Максвелла, уравнений холодной гидродинамики плазмы и уравнения Власова для электронов пучка (см. далее нелинейную теорию усилителя)

$$D_p D_b = \theta \omega_p^2 \omega_b^2 \gamma^3 \chi^4 / (k_{\perp p}^2 k_{\perp b}^2). \quad (2.1.1)$$

Здесь

$$D_p \equiv \omega^2 - \omega_p^2 \chi^2 / k_{\perp p}^2 \quad (2.1.2a)$$

и

$$D_b \equiv (\omega - k_z u)^2 - \omega_b^2 \gamma^3 \chi^2 / k_{\perp b}^2 \quad (2.1.2b)$$

дисперсионные функции, нули которых определяют спектры волн в невзаимодействующих плазме и электронном пучке [17];  $\theta$  - параметр, характеризующий степень связи пучковых и плазменных волн; параметры  $k_{\perp p}^2$  и  $k_{\perp b}^2$  имеют смысл квадратов поперечных волновых чисел волн плазмы и пучка;  $\omega$  - частота;  $k_z$  - продольное волновое число;  $\omega_p$  и  $\omega_b$  - ленгмюровские частоты электронов плазмы и пучка, соответственно;  $u$  - невозмущенная скорость электронов пучка;  $\chi^2 = k_z^2 - \omega^2/c^2$ .

Параметр связи  $\theta$  обладает важными свойствами: при  $r_b = r_p$   $\theta = 1$ ; во всех остальных случаях  $\theta < 1$ . Например, для азимутально-симметричных возмущений в области низких частот, когда  $\omega R / (u \gamma) < 1$ ,

$$\theta = \begin{cases} \ln(R/r_p) / (R/r_b), & r_b < r_p, \\ \ln(R/r_b) / (R/r_p), & r_b > r_p. \end{cases} \quad (2.1.3)$$

При увеличении частоты  $\omega$  величина  $\theta$  сильно уменьшается.

Вблизи тех  $\omega$  и  $k_z$ , где дисперсионные функции (2.1.2) одновременно обращаются в ноль, имеется сильное черенковское (одночастичное или коллективное) взаимодействие между пучком и плазмой. Это возможно только в области  $\omega < k_z c$ , где пучковые и плазменные волны являются поверхностными. В частности, спектр поверхностной плазменной волны в наиболее важном длинноволновом пределе ( $k_z \rightarrow 0$ ) дается формулой [17]

$$\omega = \omega_p k_z c / (k_{\perp p}^2 c^2 + \omega_p^2)^{1/2}, \quad (2.1.4)$$

где квадрат поперечного волнового числа плазменной волны определяется выражением (для азимутально-симметричного случая)

$$k_{\perp p}^2 = [r_p^2 \Delta_p \ln(R/r_p)]^{-1}. \quad (2.1.5)$$

Волна со спектром (2.1.4) называется еще плазменной кабельной волной [7, 18]. С увеличением волнового числа ( $k_z R > 1$ ) фазовая скорость волны (2.1.4) сильно уменьшается и волна становится потенциальной.

Для  $k_{\perp b}^2$  в длинноволновом пределе также справедлива формула (2.1.5), но с заменой индекса  $p$  на  $b$ . При этом из (2.1.2b) легко определяются спектры

пучковых волн - быстрой и медленной (подробнее см. [7, 15, 16]). Медленная волна пучка имеет отрицательную энергию, что и приводит к неустойчивости пучка в плазме. Частота, на которой фазовая скорость поверхностной плазменной волны (2.1.4) совпадает со скоростью пучка  $u$ , называется частотой одночастичного черенковского резонанса (резонанс волна - частица). Та частота, где фазовая скорость плазменной волны равна фазовой скорости медленной волны пучка, называется частотой коллективного черенковского резонанса (резонанс волна - волна). Можно показать, что с уменьшением  $\omega_p$  частота одночастичного резонанса уменьшается и при

$$\omega_p^2 = \omega_{p0}^2 = k_{\perp}^2 u^2 \gamma^2 \quad (2.1.6)$$

обращается в нуль [15, 16]. Если плазменная частота меньше пороговой частоты (2.1.6), то одночастичный черенковский резонанс невозможен. Однако отсутствие резонанса не означает отсутствия вынужденного черенковского излучения, то есть отсутствия усиления. Ниже будет показано, что при большой плотности электронного пучка реальный порог значительно ниже определенного формулой (2.1.6).

Усиление волн в пучково-плазменной системе в зависимости от ее параметров (в первую очередь,  $\omega_p$  и  $|r_b - r_p|/R$ ) возможно в различных областях частот. Так, если коэффициент связи  $\theta \approx 1$ , то усиливаются волны в широкой области частот, практически от нуля и до частоты, превышающей частоту резонанса волна - волна. Такие широкополосные плазменные усилители в литературе называют томсоновскими. Когда же коэффициент связи  $\theta \ll 1$ , усиление происходит в узкой полосе частот. Эти узкополосные плазменные усилители называют в литературе рамановскими [15, 16, 19].

На рис. 1 приведены, как функции плазменной частоты  $\omega_p$ , наиболее важные для пучково-плазменного взаимодействия частотные характеристики. Кривая 1 изображает верхнюю по частоте границу полосы усиления, кривая 2 - нижнюю границу. То есть усиление возможно лишь на частотах, заключенных между кривыми 1 и 2. Кривая 3 определяет частоты, на которых коэффициент усиления максимален. Кривая 4 задает частоту коллективного резонанса, а кривая 5 - частоту одночастичного резонанса. Кривые получены для реальной экспериментальной системы со следующими параметрами:  $R=1.8$  см,  $r_p=1.1$  см,  $r_b=0.6$  см,  $\Delta_b = \Delta_p = 0.1$  см,  $I_b = 2$  кА,  $\gamma = 2$  ( $u = 2.6 \cdot 10^{10}$  см/с).

Из рис. 1 видно, что усиление возникает только при превышении частотой  $\omega_p$  некоторого порогового значения. На рисунке порог отмечен вертикальной прямой «А». Этот порог оказывается примерно вдвое ниже, чем по формуле (2.1.6), что связано с большой величиной тока пучка. Далее имеется определенный диапазон плазменных частот (между вертикальными прямыми «А» и «D»), для которого нижняя граница полосы усиления равна нулю - зона томсоновского усиления. А при еще больших плазменных частотах (правее вертикальной прямой «D») нижняя граница полосы усиления становится отличной от нуля и происходит сужение полосы усиливаемых частот с

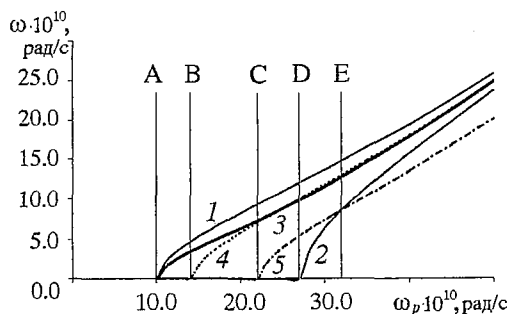


Рис. 1. Важнейшие частоты плазменного усилителя в зависимости от плазменной частоты: кривая 1 - верхняя граница полосы усиления, кривая 2 - нижняя граница полосы усиления, кривая 3 - частота максимального коэффициента усиления, кривая 4 - частота коллективного резонанса, кривая 5 - частота одночастичного резонанса

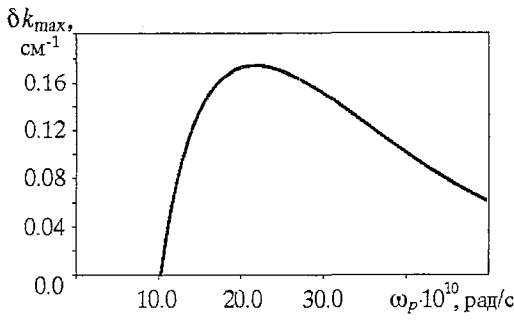


Рис. 2. Зависимость максимального коэффициента усиления от плазменной частоты

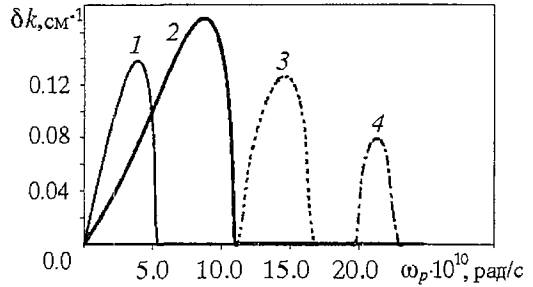


Рис. 3. Зависимости коэффициентов усиления от частоты для различных плазменных частот

ростом  $\omega_p$  - зона рамановского усиления. В свою очередь, зоны томсоновского и рамановского усиления подразделяются на вспомогательные промежуточные области (прямые «В», «С», «Е»). Из рис. 1 также видно, что с ростом  $\omega_p$  существенно сужается полоса усиления, повышается частота максимального усиления (кривая 3), причем в итоге она сливается с частотой коллективного резонанса (кривая 4). Таким образом, при повышении частоты и больших токах пучково-плазменное взаимодействие носит все более коллективный характер, что связано с уменьшением коэффициента  $\theta$  при увеличении  $\omega$ . Напротив, частота одночастичного резонанса (кривая 5) с ростом частоты все более уходит в сторону от кривой 3. Более того, как видно из рис. 1, на частоте одночастичного резонанса усиление в конце концов вообще пропадает [15].

На рис. 2 изображены в зависимости от  $\omega_p$  максимальный коэффициент усиления (величина  $\delta k = |\text{Im}(k_z)|$ , вычисленная вдоль кривой 3 рис. 1) для систем с теми же параметрами, что и на рис. 1. Видно, что имеется некоторая оптимальная плазменная частота, при которой реализуется абсолютный максимум коэффициента усиления.

На рис. 3 изображены коэффициенты усиления для системы с теми же параметрами, что и на предыдущих двух рисунках, но в зависимости от частоты  $\omega$  и для различных  $\omega_p$ :  $15 \cdot 10^{10}$ ,  $25 \cdot 10^{10}$ ,  $35 \cdot 10^{10}$ ,  $45 \cdot 10^{10}$  рад/с. На этом рисунке, кривые 1 и 2 весьма характерны для зависимостей от  $\omega$  коэффициентов усиления широкополосного томсоновского усилителя, а кривые 3 и 4 характерны для рамановского режима усиления.

**2.2. Нелинейная теория плазменного СВЧ-усилителя.** Общие нелинейные уравнения плазменного СВЧ-усилителя для электромагнитного поля волн  $E$ -типа и индуцированных в плазме и пучке токов записываются в виде [15, 16]

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial}{\partial r} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right] \psi = -4\pi [\Delta_b \delta(r-r_b) j_b + \Delta_p \delta(r-r_p) j_{pz}], \quad (2.2.1)$$

$$j_b = en_b \int v(z, t_0) \delta[t-t(z, t_0)] dt_0, \quad \partial j_p / \partial t = \omega_p^2 E_z / (4\pi), \quad E_z = [\partial^2 / \partial z^2 - (1/c^2) \partial^2 / \partial t^2] \psi.$$

Здесь  $E_z$  - продольная составляющая напряженности электрического поля,  $\psi$  - поляризационный потенциал,  $n_b$  - невозмущенная плотность электронов пучка. В системе (2.2.1) индуцированный в плазме ток  $j_p$  определяется в линейном приближении (о влиянии нелинейности плазмы и возможности ей пренебречь см. [20]), а для тока пучка  $j_b$  используется модель, основанная на вычислении

характеристик уравнения Власова электронов пучка и представлении его функции распределения в виде интеграла по начальным данным [7, 21]. При этом  $t(z, t_0)$  и  $v(z, t_0)$  решения характеристической системы уравнения Власова

$$dt/dz = 1/v, \quad vdv/dz = (e/m)(1-v^2/c^2)^{3/2}E_z, \quad (2.2.2)$$

дополненной начальными условиями (условия инжекции):  $t(z=0)=t_0$ ,  $v(z=0)=u$ . Из уравнений (2.2.1) и (2.2.2) следует дисперсионное уравнение (2.1.1) и, следовательно, все остальные результаты линейной теории.

Общие уравнения (2.2.1), (2.2.2) преобразуются к виду, удобному для решения задачи усиления волн с учетом следующих факторов: а) поперечная структура поля волн в плазменно-пучковом волноводе заранее неизвестна, а устанавливается самосогласованно по мере продвижения в область больших  $Z$ ; б) не обязательно задан частотный спектр усиливаемого сигнала, а следовательно, необходимо рассматривать одновременное усиление разночастотных волн, взаимодействующих между собой на нелинейной стадии; в) у всех эффективно усиливаемых пучком волн продольные волновые числа близки к частоте волны, деленной на невозмущенную скорость пучка. Эти соображения позволяют представить поляризационный потенциал поля  $\psi$  в виде [15, 16]

$$\psi = 1/2 \sum_{n=1}^{\infty} \{ \varphi_n(\mathbf{r}_{\perp}) \sum_{s=1} [A_{ns}(z) \exp(-is\Omega t + is\Omega z/u) + \text{К.С.}] \}. \quad (2.2.3)$$

Здесь  $\Omega$  - некоторая малая частота, с помощью которой осуществляется «дискретизация» спектра усиливаемого сигнала. По порядку величины  $\Omega = 2\pi/T$ , где  $T$  может быть длительностью импульса пучка. Представление (2.2.3) позволяет вместо интеграла Фурье по частотам пользоваться рядом Фурье. С учетом (2.2.3) система (2.2.1) и (2.2.2) преобразуется в следующие нелинейные уравнения релятивистского плазменного СВЧ-усилителя [15, 16]:

$$dy/d\xi = \eta, \quad d\eta/d\xi = (i/2) (1 + 2\gamma^2 u^2 \eta^2 / c^2)^{3/2} \sum_{s=1} [s \exp(-isy) L_s^* (\alpha_{bs} \rho_s + j_s) - \text{К.С.}], \quad (2.2.4)$$

$$dj_s/d\xi = is/(2\gamma^2) [(1/\alpha_{ps} - 1)j_s - \theta(s)\alpha_{bs} L_s^* \rho_s].$$

Здесь

$$\rho_s = (1/\pi) \int_0^{2\pi} \exp(isy) dy_0, \quad L_s^* = 1 - 2i\gamma^2(1/s) d/d\xi, \quad (2.2.5)$$

$$\alpha_{ps} = \omega_p^2 / [k_{\perp p}^2(s) u^2 \gamma^2], \quad \alpha_{bs} = \omega_b^2 \gamma^3 / [k_{\perp b}^2(s) u^2 \gamma^2],$$

а величины  $k_{\perp p}^2(s)$ ,  $k_{\perp b}^2(s)$ ,  $\theta(s)$  совпадают с соответствующими величинами линейной теории, но с заменой  $\omega \rightarrow s\Omega$ . В (2.2.4) введены также безразмерные характеристики и переменные

$$y = \Omega [t(z, t_0) - z/u], \quad \eta = [u - v(z, t_0)] / v(z, t_0), \quad y_0 = \Omega t_0, \quad \xi = \Omega z / u. \quad (2.2.6)$$

Эффективность излучения (усиления) определяется как относительная часть потока кинетической энергии пучка, преобразованная в поток энергии излучения [15, 22]

$$\text{КПД} = 1 - 1/(2\pi) \int_0^{2\pi} [1 + 2\gamma^2 (u/c)^2 \eta^2]^{-1/2} dy_0. \quad (2.2.7)$$

Система (2.2.4) дополняется граничными условиями. В усилительной задаче они задаются на входной границе  $Z=0$ . В достаточно общем виде они записываются так [15, 16]:

$$\begin{aligned} j_s|_{\xi=0} &= j_{s0}, \\ y|_{\xi=0} &= y_0 + 1/2 \sum_{s=1}^L [b_s \exp(isy_0 + i\phi_s) + \text{К.С.}], \\ \eta|_{\xi=0} &= 0. \end{aligned} \quad (2.2.8)$$

Здесь  $j_{s0}$  - подаваемые на вход усилителя плазменные колебания,  $y_0 \in [0, 2\pi]$  соответствует невозмущенному пучку, а второе слагаемое во втором соотношении (2.2.8) соответствует модуляции пучка по плотности. Здесь для определенности рассматривается случай, когда плазменные колебания на вход не подаются, то есть все  $j_{s0}$  равны нулю. Зато пучок инжектируется слабо модулированным по плотности:  $|b_s| = 0.01 \div 0.05$ .

Ниже, на основе результатов численного решения нелинейных уравнений плазменного усилителя для тех же параметров, что и на рис. 1-3, получены: максимальная эффективность усиления; длина, на которой эффективность усиления максимальна (оптимальная длина); спектр усиливаемого сигнала. Для определения максимальной эффективности и оптимальной длины достаточно рассмотреть усиление монохроматического сигнала, то есть использовать граничные условия (2.2.8) только с одним отличным от нуля слагаемым:  $b_1 \neq 0$ ,  $b_{2,3,\dots} = 0$ . Для определения же спектра требуется учет многих  $b_s \neq 0$ , причем так, чтобы в полосу усиления попадало большое число волн.

На рис. 4 показана максимальная эффективность усилителя монохроматического сигнала в зависимости от  $\omega_p$ , а на рис. 5 - оптимальная длина  $L$  усилителя, на которой эта эффективность достигается. Эти данные получены при частоте  $\Omega$  (см. (2.2.3)), соответствующей кривой 3 рис. 1 и  $b_1 = 0.01$ . Видно, что эффективность усилителя довольно высока во всем рассматриваемом диапазоне плазменных частот [22], а длина не велика, и в достаточно широкой области практически не зависит от  $\omega_p$ . Особенно высока эффективность около порога возникновения усиления [15, 16, 22], где длина усилителя резко возрастает (на рис. 4 и 5 порог  $\omega_p = 10.1 \cdot 10^{10}$  рад/с отмечен вертикальной прямой). Конечно, оптимальная длина зависит от входной модуляции пучка  $b_1$ , но эта зависимость слабая и для другой амплитуды модуляции  $b_1'$  пересчитывается по формуле  $L' - L = \delta k^{-1} \ln |b_1' / b_1|$ , где  $\delta k$  представлен на рис. 2.

На рис. 6 для нескольких плазменных частот представлены спектральные плотности излучения на выходе усилителя с оптимально подобранной длиной, когда выходная мощность достигает максимума. Спектральная же плотность

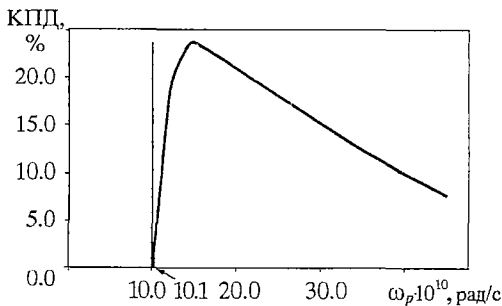


Рис. 4. Зависимость эффективности усиления от плазменной частоты

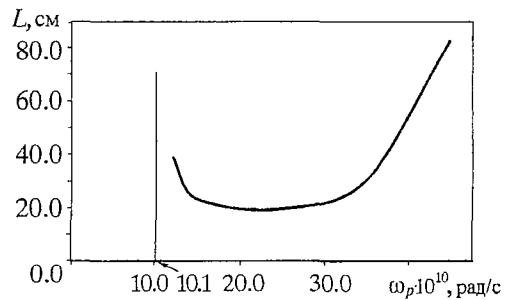


Рис. 5. Зависимость оптимальной длины усилителя от плазменной частоты



входного сигнала была при этом равномерно распределена во всем представленном на рисунке частотном диапазоне. Кривые 1-4 рис. 6 рассчитаны в точности для тех же параметров, что и соответствующие линейные кривые  $\delta k(\omega)$  рис. 3. Видно, что излучение сосредоточено в несколько более узкой полосе частот, чем предсказывает линейная теория, что обусловлено нелинейной конкуренцией волн. Максимум же спектральной плотности соответствует максимуму линейного коэффициента усиления  $\delta k(\omega)$ . Относительная ширина спектров излучения и их центральная частота сильно зависят от плазменной частоты.

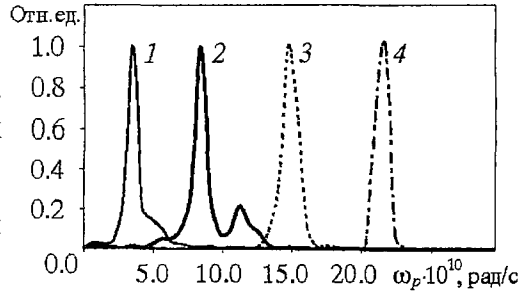


Рис. 6. Спектральные плотности излучения на выходе усилителя для различных плазменных частот

**2.3. Линейная теория плазменного СВЧ-генератора.** В теории плазменного СВЧ-усилителя предполагается, что все усиленное пучком электромагнитное излучение беспрепятственно выходит из объема усилителя через границу  $z=L$ . На самом деле на выходной границе  $z=L$  усиливаемая пучком плазменная волна частично отражается и возвращается на вход системы  $z=0$ . Это может служить причиной самовозбуждения усилителя, то есть начала генерации излучения. При рассмотрении плазменного СВЧ-генератора полагают, что на входе системы  $z=0$  расположена металлическая сетка, прозрачная для электронов пучка и непрозрачная для излучения. Выходная граница  $z=L$  является переходом от плазменного волновода к излучающему рупору. Излучающий рупор представляет собой коаксиальный вакуумный волновод с внешним радиусом  $R$ , как и у плазменного волновода, и внутренним радиусом  $r_0$  несколько большим среднего радиуса плазменной трубки  $r_p$ . При переходе через границу  $z=L$  плазменная кабельная волна трансформируется в вакуумную кабельную. При этом происходит изменение фазовой скорости и структуры СВЧ-поля волны, что и является причиной частичного отражения падающей слева на излучающий рупор плазменной волны.

Для определения коэффициентов отражения плазменной волны по мощности  $k^2$  и по амплитуде  $k$  от границы  $z=L$  разработаны специальные численные методы [23], основанные либо на прямом решении стационарной дифракционной задачи, либо на определении времени вытекания СВЧ-поля из плазменного резонатора. Имеются и аналитические приближенные формулы [24]. Все подходы дают близкий результат. Поэтому при разработке теории плазменного СВЧ-генератора считается, что коэффициент отражения по амплитуде  $k$  известен. На рис. 7 изображены в зависимости от частоты коэффициенты отражения по амплитуде, посчитанные при  $r_p=1.1$  см и  $r_0=1.15$  см для четырех значений плазменной частоты - тех же, что и на рис. 3 и 6. Вертикальными прямыми на рис. 7 отмечены частоты, на которых коэффициенты усиления (см. рис. 3) и спектральные плотности излучения усилителя (см. рис. 6) достигают максимумов. Видно, что коэффициенты отражения значительны, хотя отражение по мощ-

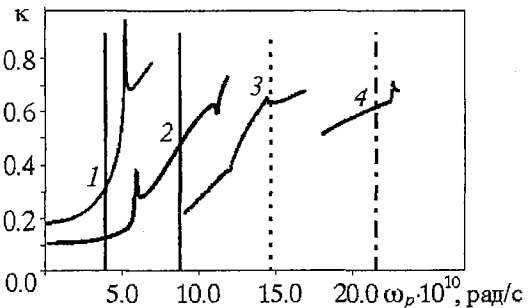


Рис. 7. Зависимости коэффициентов отражения от частоты для различных плазменных частот

ности  $k^2$  в рассматриваемых случаях не превышает 0.5. Пики и изломы на зависимостях, представленных на рис. 7, возникают при близости частоты к какой-либо из частот отсечки системы.

В основе линейной теории плазменного СВЧ-усилителя лежат линеаризованные уравнения (2.2.1), общее решение которых в плазменной области системы при  $0 < z < L$  записывается в виде

$$\psi = \sum_{j=1}^4 A_j \exp(ik_z z), \quad (2.3.1)$$

где  $k_{zj} = k_{zj}(\omega)$  - корни дисперсионного уравнения (2.1.1). Это уравнение имеет четвертый по  $k_z$  порядок, поэтому решение (2.3.1) содержит четыре слагаемых. Постоянные  $A_j$  определяются с учетом конкретизированных выше свойств границ системы  $z=0$  и  $z=L$ . Результатом является уравнение для определения комплексных частот плазменного СВЧ-генератора [7, 24]

$$1 = \kappa(\omega) \sum_{j=1}^3 \alpha_{j4}(\omega) \exp\{i[k_{zj}(\omega) - k_{z4}(\omega)]L\}, \quad (2.3.2)$$

где  $\alpha_{j4}$  - известные из теории коэффициенты трансформации волн при  $z=0$  [7]. Таким образом, если величина  $\kappa(\omega)$  известна, то расчет плазменного СВЧ-генератора в линейном приближении сводится хотя и к сложной, но чисто алгебраической задаче (2.3.2).

Основной результат линейной теории состоит в том, что к частоте, близкой к частоте коллективного резонанса, являющейся рабочей частотой генератора, добавляется мнимая поправка, обусловленная передачей энергии от пучка резонатору и выносом энергии из резонатора через рупор [7, 24, 25]

$$\delta\omega = iu/(2L)[\text{Im}\delta kL - \ln(q/|k|)]. \quad (2.3.3)$$

Здесь  $\omega$  - резонансная частота,  $\delta k$  - определяется из рис. 2, а  $q$  - постоянная (в пределах от 2 до 3). Формула (2.3.3) является упрощенным вариантом существенно более общего выражения [7, 23]. Она справедлива, если  $\omega L/|u| \gg 1$  и групповая скорость плазменной волны близка к скорости  $u$ .

Из (2.3.3) следует условие самовозбуждения плазменно-пучкового резонатора [15, 16, 23]

$$\text{Im}\delta kL = \ln(q/|k|), \quad (2.3.4)$$

откуда определяют стартовые параметры начала генерации. Обычно это - стартовый ток пучка или стартовая длина резонатора. При больших, чем стартовые, токе или длине режим усиления срывается в режим генерации. Из рис. 2 и 7 легко оценить стартовую длину. Если плазменная частота не слишком близка к критической, то стартовая длина в среднем близка к 15 см (от 10 см до 20 см). Если теперь обратиться к рис. 5, на котором изображена оптимальная длина усилителя, то окажется, что она больше стартовой. Следовательно, такой усилитель либо переходит в режим генерации, либо его длину следует делать меньше, увеличив при этом уровень входного сигнала (для сохранения оптимальной эффективности), либо следует улучшить согласование плазменного резонатора с излучающим рупором.

#### **2.4. Нелинейная теория релятивистского плазменного СВЧ-генератора.**

Общие нелинейные уравнения плазменного СВЧ-генератора получаются из (2.2.1) заменой выражения для  $j_b$  соотношением, основанным на несколько иной модели. В теории генераторов наиболее удобна модель, основанная на методе крупных частиц. При этом [24-26]

$$j_b = (en_b \lambda / N) \sum_j v_j(t) \delta(z - z_j(t)), \quad (2.4.1)$$

где  $\lambda$  - некоторая характерная длина,  $N$  - число электронов (крупных частиц) на участке невозмущенного пучка длиной  $\lambda$ , а  $z_j(t)$  и  $v_j(t)$  - решения уравнений движения  $j$ -го электрона

$$dz_j/dt = v_j, \quad (2.4.2)$$

$$dv_j/dt = (e/m)(1 - v_j^2/c^2)^{3/2} E_z.$$

Система (2.4.2) решается с начальными условиями (условия инжекции):  $z_j(t=t_{0j})=0$ ,  $v_j(t=t_{0j})=u$ , где  $t_{0j}$  - время инжекции  $j$ -го электрона в плазменный резонатор. Обычно длину  $\lambda$  увязывают с процедурой регуляризации входящих в (2.4.1) дельта-функций. Возможны и иные варианты ее выбора.

Наиболее общий подход в нелинейной теории плазменного СВЧ-генератора, очевидно, состоит в прямом решении системы (2.2.1) и (2.4.1). При этом требуется дополнительное граничное условие для поляризационного потенциала  $\psi$  на открытой границе плазменного резонатора  $z=L$ . Это нестационарное парциальное условие излучения в коаксиальный волновод было сформулировано [27] и применено к решению задачи о плазменном СВЧ-генераторе в самой общей постановке. Одним из важных результатов общей нелинейной теории плазменного СВЧ-генератора является то, что при длительной квазистационарной инжекции пучка в системе возбуждается электромагнитное излучение из достаточно узкого спектрального интервала

$$\Delta\omega \ll \omega, \quad (2.4.3)$$

что согласуется и с результатами по нелинейной теории плазменного СВЧ-усилителя (см. рис.6).

Выполнение неравенства (2.4.3) позволяет разработать достаточно простую и физически наглядную модель плазменного СВЧ-генератора, позволяющую провести подробный анализ его основных характеристик. Основываясь на (2.4.3), введем в рассмотрение волну с фиксированной средней частотой и медленно меняющейся амплитудой. В частности, поляризационный потенциал попутной (резонансной) с пучком плазменной волны представим в виде (см. (2.2.3))

$$\psi = 1/2 \sum_{n=1}^{\infty} \varphi_n(\mathbf{r}_\perp) [A_n(z,t) \exp(-i\omega t + i\omega z/u) + \text{К.С.}], \quad (2.4.4)$$

где  $A_n$  медленные по сравнению с соответствующим экспоненциальным множителем функции координаты  $z$  и времени - медленно меняющиеся амплитуды. Уравнения для медленно меняющихся амплитуд можно получить, используя процедуру (правило) усреднения

$$\langle \Phi \rangle = 1/\lambda \int_{z-\lambda/2}^{z+\lambda/2} \Phi(z') \exp(i\omega t - i\omega z'/u) dz'. \quad (2.4.5)$$

Здесь  $\Phi$  - усредняемая величина;  $\lambda$  - характерная длина, входящая в (2.4.1). Она, как это следует из (2.4.4) и (2.4.5), определяется формулой

$$\lambda = 2\pi u/\omega. \quad (2.4.6)$$

Подставляя (2.4.4) в уравнения (2.2.1) и (2.4.1) и применяя указанную выше процедуру усреднения, после довольно громоздких выкладок получим следующую систему уравнений плазменного СВЧ-генератора [24-26]

$$(\partial/\partial\xi + \tilde{v}\partial/\partial\tau)J^+ = i/(2\gamma^2)[(1/\alpha_p - 1)J^+ - \theta\alpha_b^*L\langle\rho\rangle], \quad (2.4.7)$$

$$dy/d\tau = \eta_p, \quad d/d\tau[\eta_j/(1 - \beta^2\eta_j^2)^{1/2}] = -(i\gamma^3/2)[\exp(-i\tau + iy_j)L^*(\alpha_b\langle\rho\rangle + J^+) - \text{К.С.}].$$

Здесь

$$\langle\rho\rangle = (2/N)\sum_j f(\tau_{0j})\exp(i\tau - iy_j), \quad L_s^* = 1 - 2i\gamma^2(\partial/\partial\xi + \beta^2\partial/\partial\tau). \quad (2.4.8)$$

В (2.4.7) и (2.4.8) использованы следующие безразмерные переменные и обозначения:

$$\tau = \omega t, \quad \xi = \omega z/u, \quad y_j = \omega z_j/u, \quad \eta_j = v_j/u, \quad \beta = u/c, \quad \tilde{v} = V_g/u, \quad (2.4.9)$$

где  $V_g$  - групповая скорость плазменной волны (2.1.4), параметры  $\theta$ ,  $\alpha_b$ ,  $\alpha_p$  определены в линейной теории усилителя и формулах (2.2.5).

Уравнения (2.4.7) и соотношения (2.4.8) полностью соответствуют уравнениям плазменного усилителя (2.2.4) и (2.2.5) при  $s=1$ , но только являются нестационарными. Величина  $\langle\rho\rangle$  является комплексной амплитудой возмущения плотности заряда пучка и соответствует одному из  $\rho_s$  в уравнениях плазменного усилителя. В формулу для  $\langle\rho\rangle$  (2.4.8) введена функция  $f(\tau_{0j})$ , где  $\tau_{0j}$  - момент влета электрона в плазменный резонатор. Эта функция позволяет моделировать фронты пучка и его модуляцию. Величина  $J^+$  является медленной амплитудой попутной с пучком плазменной волны и соответствует одной из функций  $j_s$  в (2.2.4).

Уравнений (2.4.7) недостаточно для создания теории плазменного СВЧ-генератора. Необходимо учесть еще и встречной плазменной волны, осуществляющей обратную связь в генераторе. Встречная волна не находится в резонансе с пучком и в среднем с ним не взаимодействует. Взаимодействие встречной и попутной волн происходит только на продольных границах плазменного резонатора, где они трансформируются друг в друга. Эта трансформация формулируется в виде следующего граничного условия обратной связи [7, 22]

$$J^+(\xi=0, \tau) = -\kappa J^+(\xi=\xi^+, \tau - \xi^+/\tilde{v}), \quad (2.4.10)$$

где  $\kappa$  - рассматривавшийся ранее коэффициент отражения,  $\xi^+=\omega L/u$  - безразмерная длина плазменного резонатора, а знак минус в (2.4.10) отвечает изменению фазы волны при отражении от металлической сетки при  $z=0$ . Уравнения (2.4.7) с граничным условием (2.4.10) являются замкнутой системой нелинейной теории релятивистского плазменного СВЧ-генератора [22-24]. Изложенные в предыдущем п. 2.3 результаты линейной теории следуют естественно из полученных выше систем уравнений и условия обратной связи.

Уравнения (2.4.7) и (2.4.10) пригодны и весьма эффективны в теории плазменных генераторов на импульсных электронных пучках при условии (см. (2.4.3)), что  $\omega T \gg 1$ , где  $T$  - характерный временной масштаб изменения тока пучка. Например, при стационарной инжекции электронного пучка при определенных условиях возможно установление и стационарного режима генерации [28], в котором  $\partial/\partial\tau=0$  и уравнения (2.4.7) переходят в (2.2.4) (можно обозначить  $j_s$  как  $J^+$ ), а условие обратной связи (2.4.10) записывается в виде

$$J^+(\xi=0) = -\kappa J^+(\xi=\xi^+). \quad (2.4.11)$$

Уравнения (2.2.4) вместе с граничным условием (2.4.11) являются краевой задачей на собственные значения, решения которой определяют стационарные режимы работы плазменного СВЧ-генератора. Собственным же значением является

$J^+(\xi=0)$ . Сам факт существования стационарных режимов совсем не очевиден, но если они есть, то найти их можно с помощью простого итерационного процесса. При очень малом значении  $J^+(\xi=0)$  решаются уравнения (2.2.4) и определяется  $J^+(\xi=\xi^+)$ . Затем по (2.4.11) вычисляется новое значение  $J^+(\xi=0)$  и снова решаются уравнения (2.2.4) и т.д. Если этот процесс сойдется, то будет найден возможный режим стационарной работы плазменного СВЧ-генератора. Впрочем можно не осуществляя итерационного процесса сразу исходить из нестационарной задачи (2.4.7), (2.4.10). Она не намного сложнее и позволяет исследовать установление стационарных или квазистационарных режимов генерации.

Рассмотрим некоторые результаты моделирования плазменного СВЧ-генератора при стационарной инжекции электронного пучка [28]. Будем варьировать длину плазменного резонатора и менять плазменную частоту, но зафиксируем прежние параметры:  $I_b=2$  кА,  $R=1.8$  см,  $r_b=0.6$  см,  $\Delta_b=\Delta_p=0.1$  см,  $\gamma=2$ ,  $r_p=1.1$  см. На рис. 8 для четырех плазменных частот тех же, что и на рис. 3, 6 и 7, представлены в зависимости от длины плазменного резонатора  $L$  эффективности генерации (коэффициенты отражения брались с рис. 7). Резкое возрастание эффективности излучения от нуля до некоторой довольно значительной величины связано с превышением стартовой длины генерации. Причем стартовые длины по рис. 8 очень близки к тем, что определяются из (2.3.4). При дальнейшем увеличении длины плазменного резонатора наблюдаются осцилляции эффективности, что связано с перемещением точки насыщения пучковой неустойчивости от границы  $z=L$  к меньшим  $z$  и обратно. Максимальные значения эффективностей генерации оказываются даже несколько выше максимальных эффективностей усиления монохроматического сигнала. Однако сравнение с рис. 4 подтверждает уменьшение эффективности излучения с ростом плазменной частоты. В целом применение разнообразных методов и моделей расчетов черенковских плазменных СВЧ-усилителей и генераторов на плотных релятивистских электронных пучках дает близкие результаты по эффективностям, спектрам, критическим плазменным частотам и стартовым параметрам, зависимостям от основных характеристик пучково-плазменной системы и согласуется с результатами экспериментальных исследований, о которых речь ниже.

### 3. Экспериментальная плазменная релятивистская СВЧ-электроника

**3.1. Плазменный релятивистский черенковский СВЧ-генератор.** Первые эксперименты по возбуждению сильноточным РЭП волн в плазменном волноводе, как уже отмечалось, были проведены в 1982 году [14]. Схема ПРГ почти не изменялась с 1982 года по 2000 год, она представлена на рис. 9. Эту схему можно найти в обзорных статьях [29-33], в которых приведены также результаты экспериментов и методики измерений. Импульс высокого напряжения подается на катод ускорителя 1. Электронный пучок 2 инжектировался вдоль оси круглого металлического волновода 3, предварительно заполненного трубчатой плазмой 4.

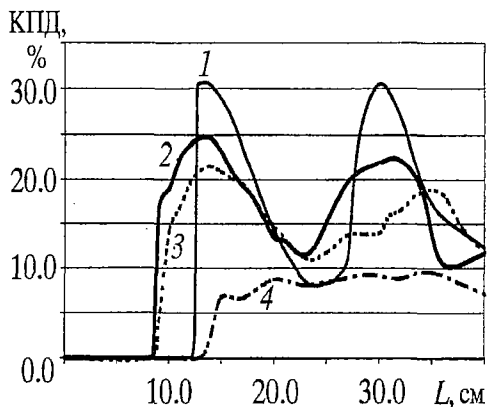


Рис. 8. Зависимости максимальной эффективности генерации от длины плазменного резонатора для различных плазменных частот

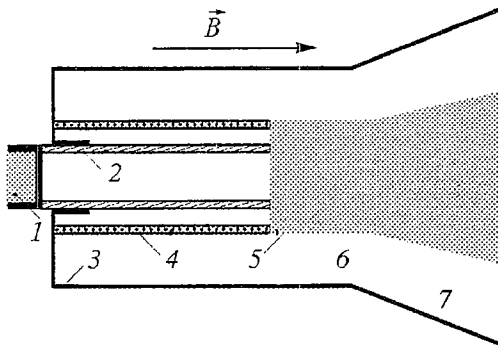


Рис. 9. Схема ПРГ: 1 - катод ускорителя, 2 - РЭП, 3 - металлический волновод, 4 - плазма, 5 - коллектор РЭП, 6 - коаксиальный вакуумный волновод, 7 - рупор

поперечные размеры (пучок, плазма, волновод), а также плотность плазмы и пучка, величина магнитного поля постоянны вдоль длины. Это обстоятельство значительно упрощает теоретический анализ. Плазма помещена в сильное постоянное магнитное поле  $\Omega_e > \omega$ , это обеспечивает отсутствие резонансного поглощающего слоя, где выполняется равенство частоты излучения и гибридной частоты  $\omega^2 = \omega_p^2 + \Omega_e^2$ .

Значительная часть энергии, возбуждаемой волной, содержится в вакуумном зазоре между плазмой и стенкой волновода. Близость структуры поля этой части плазменной волны к структуре волны ТЕМ коаксиального излучающего устройства, высокая фазовая скорость, близкая к скорости света, обеспечивают высокую эффективность вывода энергии медленных плазменных волн (МПВ) в коаксиальное излучающее устройство. Применение коаксиального выходного излучающего устройства обеспечивает возможность эффективного вывода излучения в широкой полосе частот.

Ниже мы обсудим результаты экспериментов без указания описания

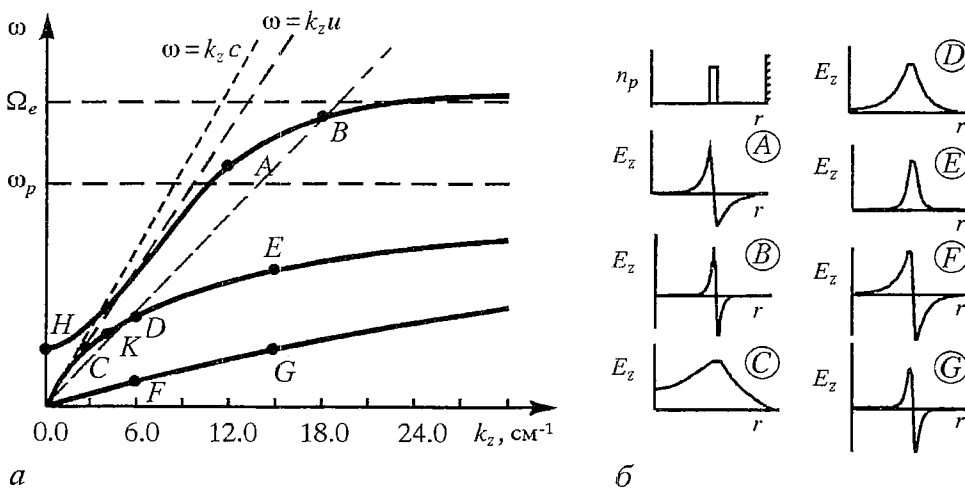


Рис. 10. а - дисперсионные кривые в плазменном волноводе в конечном магнитном поле: кривая *HAB* - быстрая мода  $E_{01}$ ; кривые *CE* и *FG* - медленные плазменные волны с индексами  $l=0$  и  $l=1$ ; линия *DB* - медленная пучковая волна;  $\Omega_e/(2\pi)=56$  ГГц;  $\omega_p/(2\pi)=40$  ГГц; б - зависимости  $n_p(r)$  и  $E_z(r)$  для точек *A, B, C, D, E, F, G*

измерений. Они описаны в цитированных выше обзорах либо в указанной в них библиографии. Начнем с анализа дисперсионных кривых для конкретных условий эксперимента. Дисперсия плазменного волновода для случая, когда циклотронная частота больше плазменной частоты,  $\Omega_e > \omega_p$ , радиус металлического волновода  $R=1.8$  см, радиус трубчатой плазмы  $r_p=1$  см, толщина плазмы  $\Delta r_p=0.1$  см, ток пучка  $J_b=2$  кА и  $\gamma=2$  показана на рис. 10, а. Из быстрых мод,  $v_{ph} > c$ , представлена только низшая по радиальному индексу азимутально-симметричная  $E$ -волна (кривая  $HAB$ ). При уменьшении плотности плазмы частоты этой ветви понижаются и данная плазменная кривая превращается в вакуумную моду круглого волновода  $E_{01}$ . При частотах  $\omega > \omega_p$  (кривая  $AB$ ) волна становится медленной,  $v_{ph} < c$ , и при  $k_z \rightarrow \infty$   $\omega \rightarrow \Omega_e$ . На рисунке приведена линия  $\omega=k_z u$ , для электронного пучка с энергией электронов 500 кэВ. С учетом конечной плотности электронов пучка дисперсия медленной пучковой волны изображена линией  $DB$ . Таким образом, пучок может возбуждать волну с частотой и волновым вектором, соответствующим точке  $B$ . На рис. 10, б изображены распределения компоненты высокочастотного электрического поля  $E_z$  по радиусу. Видно, что при больших значениях  $k_z$  поле  $E_z$  сосредоточено в основном в плазме (см. распределение  $E_z(r)$  в точке  $B$ ). Если радиус пучка  $r_b=0.5$  см, то поле  $E_z$  внутри электронного пучка для резонансной частоты в точке  $B$  оказывается малым и возбуждение этой волны затрудняется.

Рассмотрим теперь дисперсию МПВ, частоты которых лежат ниже  $\omega_p$ . На рис. 10, а изображены две плазменные азимутально-симметричные моды  $CDE$  и  $FG$ . Мода  $CDE$  является низшей по количеству вариаций вдоль радиуса (см. распределение  $E_z(r)$  в точках  $C, D, E$ ), мода  $FG$  более высокой (см. распределение  $E_z(r)$  в точках  $F, G$ ). При больших значениях  $k_z$  частота для обеих мод стремится к  $\omega_p$ , а высокочастотное электрическое поле содержит только продольную компоненту  $E_z$  и сосредоточено внутри плазмы (см., например, распределение  $E_z(r)$  в точке  $E$ ). Таким образом, волна превращается в продольную плазменную волну безграничной холодной плазмы с частотой  $\omega_p$  и групповой скоростью близкой к нулю. При малых  $k_z$  поле  $E_z$  распределено по всему объему волновода (см., например, распределение  $E_z(r)$  в точке  $C$ ) и значительная часть энергии поля содержится в радиальной компоненте  $E_r$ .

Картина силовых линий электрического поля в точке  $D$  (см. рис 10, б) показана на рис. 11 и качественно подтверждает распределение  $E_z(r)$  (см. распределение  $E_z(r)$  в точке  $D$  на рис. 10, б). Поле  $E_z$  максимально в плазме и

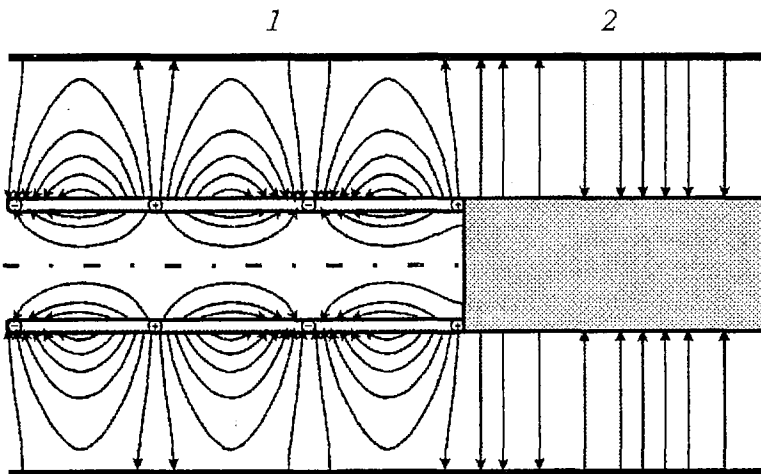


Рис. 11. Картина силовых линий электрического поля в плазменном волноводе азимутально-симметричной моды МПВ

спадает как к оси волновода, так и к стенке волновода. Между плазмой и стенкой волновода поле в основном имеет радиальную компоненту  $E_r$ . Видно, что поле вне плазмы велико, когда  $2\pi/k_z \geq R - r_p$ . Отсюда, следуют два важных вывода. Распределение поля в зазоре между плазмой и стенкой волновода напоминает картину поля ТЕМ-моды коаксиального волновода, что способствует хорошей трансформации этой волны в волну коаксиального металлического волновода, через которое излучение выводится в окружающее пространство. Второе важное обстоятельство состоит в том, что на стенке металлического волновода поле мало и имеет только радиальную компоненту. Наличие сильного внешнего продольного магнитного поля делает невозможным высокочастотный пробой на стенке волновода.

В отличие от быстрых мод вакуумного волновода, где поперечное волновое число  $k_{\perp n}$  постоянно для данной моды, поперечное волновое число для каждой моды МПВ плавно изменяется при изменении частоты. Азимутально-симметричные моды МПВ удобно классифицировать по значению  $k_{\perp}$  в точке  $\omega=0$ ,  $k_z=0$ . Именно  $k_{\perp n}$  определяет наклон кривых МПВ относительно оси  $k_z$ . Большое различие в  $k_{\perp n}$  для соседних по радиальному индексу мод  $n$  позволяет возбуждать только одну низшую по радиальному индексу моду МПВ в окрестности точки  $D$  (см. рис. 10, а). Обратим внимание, что в точке  $D$  поле  $E_z$  на радиусе пучка  $r_b=0.5$  см имеет значительную величину, поэтому возбуждение волны в точке  $D$  предпочтительнее, чем в точке  $A$ .

Зависимость пространственного инкремента  $\delta k$  амплитуды электрического поля от частоты для различных значений плотности плазмы приведена на рис. 2. Видно, что по линейной теории может возбуждаться широкая полоса частот. Важно, что максимальное значение пространственного инкремента остается практически постоянным в широкой области частот, в данном случае от 12 до 20 ГГц. Это позволяет надеяться, что можно создать генератор или усилитель с широкой перестройкой частоты излучения и с постоянной эффективностью только за счет изменения плотности плазмы без изменения геометрии прибора.

Величина максимальных значений  $\delta k$  на рис. 2 при фиксированной энергии электронов зависит от тока пучка и связи электронного пучка с МПВ. В эксперименте изменялся зазор между трубчатыми РЭП и плазмой. При уменьшении этого зазора  $E_z$  в пучке возрастает (см. распределение  $E_z(r)$  в точке  $D$  на рис. 10, б) и  $\delta k$  увеличивается.

Здесь следует сделать замечание. Рис. 10 построен для случая  $\Omega_e > \omega_p$  ( $\Omega_e = 1.4 \omega_p$ ), а рис. 11 - для случая  $\Omega_e \gg \omega_p$ . Анализ показывает, что ход дисперсионной кривой в области, где  $\omega \approx 0.3 \div 0.5 \omega_p$  (область частот, возбуждаемых пучком волн), при  $\Omega_e \gg \omega_p$  и конечном магнитном поле  $\Omega_e \geq 1.2 \omega$  примерно одинаков. Поэтому требование  $\Omega_e > \omega_p$  и даже  $\Omega_e \geq 1.2 \omega$  достаточно для использования расчета по возбуждению волн, проведенных в приближении  $\Omega_e \rightarrow \infty$ . Дисперсия волн на частотах  $\omega = 0.3 \div 0.5 \omega_p$  при условии  $\Omega_e \leq \omega$  качественно отличается от случая  $\Omega_e \gg \omega_p$ .

Проведены расчеты нелинейных процессов усиления монохроматической волны и шумового сигнала. Максимальные значения КПД усиления в условиях рис. 2 в режиме усиления монохроматической волны достигают 30% (см. рис. 8), а в режиме шумового сигнала 15% (см. рис. 4) на характерной длине примерно 20÷40 см (см. рис. 5). Максимальная эффективность усиления и мощность излучения достигается при токе РЭП примерно равном значению предельного вакуумного тока  $I_0$ .

Перейдем теперь к экспериментальным работам и их сравнению с теорией. Спектры ПРГ при разных значениях плотности плазмы представлены на рис. 12 [34, 35]. Видно, что средняя частота излучения возрастает от 4 ГГц до 30 ГГц с увеличением плотности плазмы от  $4 \cdot 10^{12}$  см<sup>-3</sup> до  $7 \cdot 10^{13}$  см<sup>-3</sup>. Метод измерения



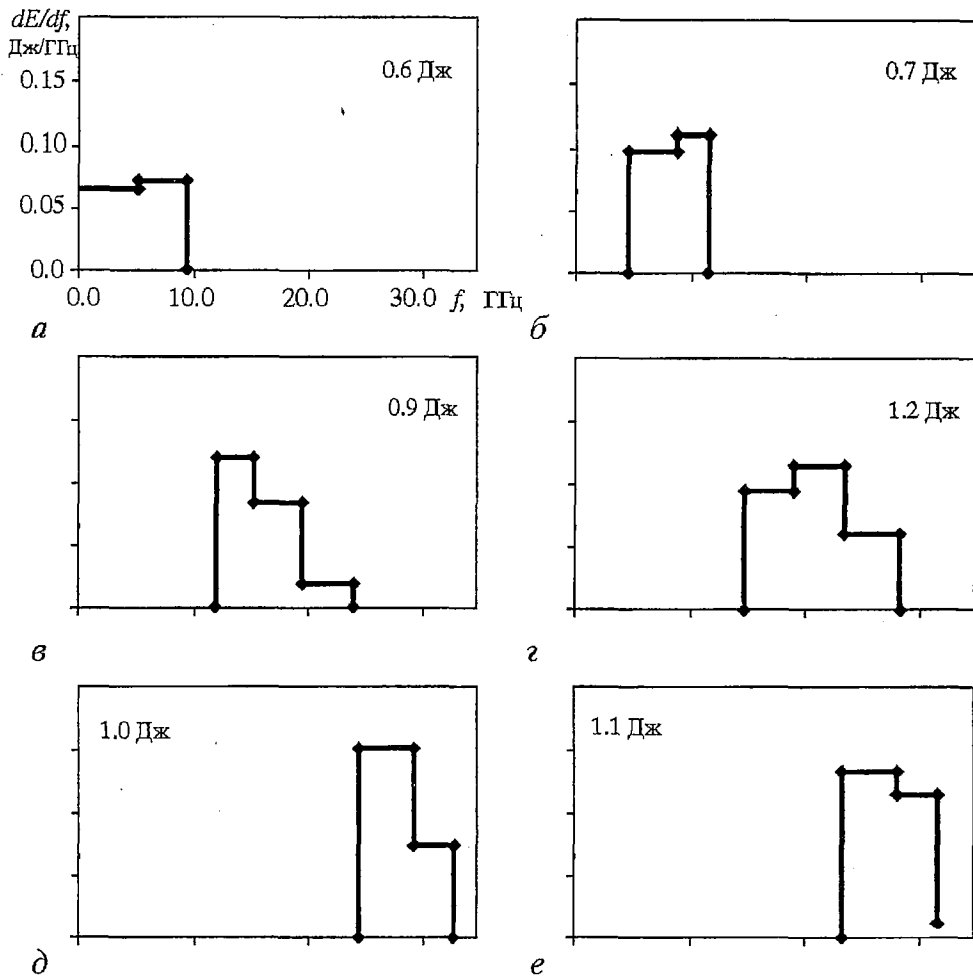


Рис. 12. Спектры частот плазменного релятивистского СВЧ-генератора при различных значениях плотности плазмы ( $10^{13} \text{ см}^{-3}$ ): а - 0.4, б - 0.8, в - 2.3, г - 4.4, д - 6.0, е - 7.0. На каждом из рисунков указана полная энергия СВЧ-импульса в джоулях

спектров основан на регистрации полной энергии СВЧ-излучения за импульс калориметром (диаметр калориметра 30 см), перед которым располагались частотные фильтры. Этот метод позволяет определить энергию СВЧ-импульса в каждом из заданных восьми частотных полос от 0 до 32 ГГц.

Сравнение экспериментальной зависимости среднего значения частоты ПРГ от плотности плазмы с результатами расчетов приведено на рис. 13. Расчет проведен для усилителя, на вход которого подается спектр частот в полосе от 0 до 40 ГГц. Видно, что зависимость средней частоты от плотности плазмы в эксперименте хорошо совпадает с расчетом. Генерация МПВ

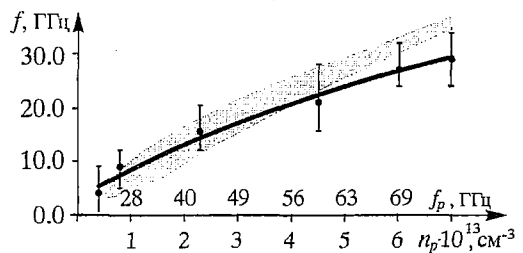


Рис. 13. Зависимость частоты СВЧ-излучения  $f$  от плотности плазмы  $n_p$  и плазменной частоты  $f_p = \omega_p / (2\pi)$  построена по экспериментальным результатам, вертикальные отрезки определяют границы измеренного спектра и соответствуют рис. 12. В заштрихованной области частот согласно расчету находится спектр излучения по уровню 0.3 от максимального значения спектральной плотности. Расчет выполнен для  $\Omega_e / (2\pi) \gg f_p$ , в эксперименте  $\Omega_e / (2\pi) = 62 \text{ ГГц}$

возникает в полном соответствии с теорией при  $n_p > 3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ . Наблюдается расхождение с теорией в области высоких значений плотности плазмы, что, по-видимому, связано с нарушением условия  $\Omega_e > \omega_p$ . На рис. 13 указана измеренная ширина спектра. Однако точность измерения ширины спектра невелика, можно только утверждать, что ширина спектра не превосходит указанной на рисунке и не меньше чем половина от приведенной на рисунке. Поэтому из рис. 13 следует, что ширина спектра ПРГ либо больше, либо равна расчетному значению ширины спектра усилителя.

Длительность СВЧ-импульса в этом эксперименте была равна 25 нс во всем диапазоне значений плотности плазмы. Таким образом, 1 Дж соответствует мощности 40 МВт, а КПД при этом равен 4%. Обратим внимание на тот факт, что при изменении плотности плазмы от  $10^{13} \text{ см}^{-3}$  до  $7 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$  мощность СВЧ-излучения почти постоянна. Это возможно, если величина  $\delta k$  почти постоянна для данного диапазона плотностей плазмы (см. рис. 12). Кроме того, необходимо, чтобы коэффициент отражения волны от перехода плазменный волновод - вакуумный коаксиальный излучающий рупор на частоте излучения не зависел бы от значения плотности плазмы.

Результаты, представленные на рис. 12 и 13, получены для длины плазменного волновода  $L=20 \text{ см}$ ,  $B=2.2 \text{ Тл}$  и  $n_p=(0.4 \div 7) \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ , при этом  $\Omega_e/\omega_p = 3.5 \div 0.82$ . Расчеты же проведены для  $\Omega_e \gg \omega_p$ . Из рисунка следует, что расчетные и экспериментальные данные совпадают при  $\omega_p < \Omega_e$ . Эта закономерность сохраняется при уменьшении магнитного поля, расхождение между расчетом и экспериментом появляется при меньших значениях плотности плазмы, когда выполняется условие  $\omega_p > \Omega_e$  и поэтому исчезает генерация высоких частот. При длине плазменного волновода 10 см и  $B=2.2 \text{ Тл}$  мощность излучения возрастает до 60 МВт, но исчезает генерация низких частот. Это объясняется тем, что при малых значениях  $n_p$  резко уменьшается величина  $\delta k$  (см. рис. 12).

Одно из преимуществ ПРГ заключается в принципиальной возможности использования токов, превышающих значение предельного вакуумного тока. В эксперименте (в условиях) использовался ток 2.0 кА (при  $eU=500 \text{ кэВ}$ ), а предельный вакуумный ток был равен  $I_0=3.5 \text{ кА}$ . Повышение тока инжекции до 3 кА не приводит к увеличению мощности СВЧ-излучения, что объясняется расчетным падением КПД усилителя при токах, близких и превышающих значение предельного вакуумного тока.

Таким образом, обнаруженные в эксперименте закономерности качественно подтверждаются расчетом, а одна из основных зависимостей от  $n_p$  (см. рис. 13) совпадает с расчетом количественно. Это означает, что в эксперименте действительно возбуждается азимутально-симметричная мода МПВ с радиальным индексом  $l=0$ . Ширина спектров излучения и эффективность генерации определяются зависимостью  $\delta k(\omega)$  и нелинейным процессом захвата электронов полем излучения.

Итак, экспериментально реализован ПРГ, в котором возможна широкая перестройка средней частоты (в 7 раз) с постоянной времени ( $\sim 30 \text{ мкс}$ ), определяемой возможностью изменения плотности плазмы в электродинамической системе. Такую перестройку не могут обеспечить вакуумные релятивистские СВЧ-генераторы. Основные закономерности, предсказанные расчетом, подтверждены экспериментально.

**3.2. Плазменный релятивистский СВЧ-усилитель.** Эксперименты по плазменному релятивистскому СВЧ-генератору продемонстрировали их уникальную особенность: возможность перестройки частоты генерации в широких пределах ( $4 \div 28 \text{ ГГц}$ ) за счет изменения плотности плазмы при примерном постоянстве СВЧ-мощности излучения.

Спектр излучения ПРГ оказался довольно широким,  $\Delta f/f \sim 0.3$ . Широкий спектр излучения представляет интерес для решения ряда прикладных задач. Однако имеет большое практическое значение - создание источников монохроматического излучения с таким же, как у ПРГ, широким диапазоном перестройки частоты.

Как уже говорилось, задача усиления монохроматического сигнала наиболее проста для теоретического рассмотрения. Еще раз напомним ее постановку. На вход полуограниченного металлического волновода, заполненного плазмой, подается узкополосный высокочастотный сигнал. Вдоль оси волновода инжектируется сильноточный РЭП. Пучок и плазма фокусируются однородным бесконечно сильным магнитным полем. Волны, возникающие при взаимодействии РЭП с плазмой, распространяются в направлении движения электронов РЭП без отражений. Исследуется распределение напряженности электрического поля вдоль оси волновода, изучаются механизмы ограничения мощности СВЧ-излучения.

Поскольку такая постановка задачи имеет детальное теоретическое описание, было естественно начать экспериментальное исследование с изучения усилителя. Однако оказалось, что реализация сформулированной выше задачи создания усилителя в эксперименте оказалась чрезвычайно сложной.

Усилитель в эксперименте имеет выход, и мощное СВЧ-излучение выводится в атмосферу. Таким образом, в эксперименте обязательно существует устройство, в котором плазменные волны трансформируются в волны вакуумного волновода и затем через выходное диэлектрическое окно излучаются в атмосферу. Итак, в эксперименте невозможно создать переход от плазменного волновода в вакуумный волновод, который имеет коэффициент отражения равный нулю в широком диапазоне частот.

Для того, чтобы процессы в эксперименте были близки к идеальной постановке, необходимо создать переход от плазменного волновода в вакуумный с возможно малым значением коэффициента отражения. Кроме того, на входе усилителя помещаются поглотители СВЧ-излучения, которые должны полностью поглощать излучение, отраженное от выходного устройства. Такой поглотитель исключает возможность возникновения режима генерации. Обе экспериментальные задачи - создание выходного устройства с малым коэффициентом отражения и широкополосного идеального поглотителя на входе усилителя оказались - очень сложными. По этой причине экспериментальные работы по плазменному релятивистскому СВЧ-усилителю выполнены были только в последнее время [36, 37].

Схема установки изображена на рис. 14. Трубчатая плазма 1 со средним радиусом 7.5 мм и толщиной 1 мм расположена в продольном однородном магнитном поле с индукцией 1.6 Тл в цилиндрическом металлическом волноводе 2 с радиусом 22 мм. Плазма создается в разряде с горячим катодом в газе ксеноне. Потенциал катода 600 В, ток разряда до 100 А, давление газа  $3.5 \times 10^{-4}$  Тор. Вдоль оси волновода распространяется трубчатый релятивистский электронный пучок 3 со следующими параметрами: энергия электронов 550 кэВ, ток 1.5 кА, длительность импульса 150 нс, средний радиус пучка 10 мм, толщина пучка 1 мм. На входе усилителя установлен СВЧ-преобразователь 4, возбуждающий во входном коаксиале ТЕМ-моду, которая трансформируется в быструю и медленную моды плазменного волновода. Медленная плазменная мода усиливается РЭП, затем трансформируется в ТЕМ-моду выходного металлического коаксиального волновода и излучается выходным коаксиальным рупором большого сечения 5. Длина, на которой возможно взаимодействие РЭП и плазмы, равна 29 см.

Поглотитель 6 со следующими параметрами: внешний радиус 22 мм, внутренний радиус 11.5 мм, длина 14 см - устанавливался на расстоянии 3 см от конус-

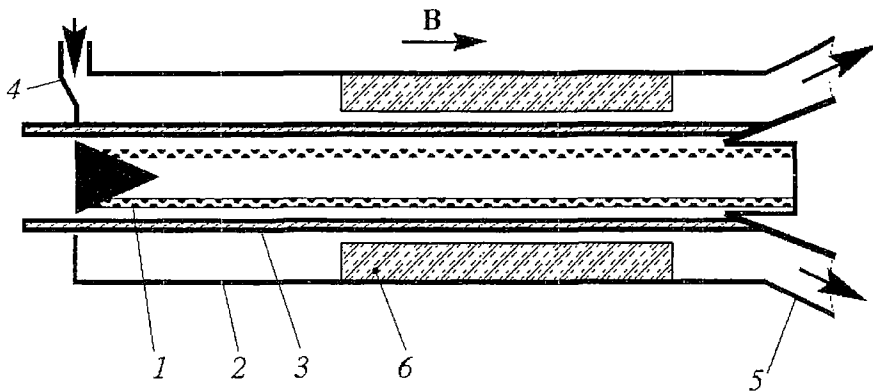


Рис. 14. Схема плазменного релятивистского СВЧ-усилителя: 1 - трубчатая плазма, 2 - металлический волновод, 3 - РЭП, 4 - СВЧ-преобразователь, 5 - рупор, 6 - поглотитель

ного коллектора РЭП на выходе системы. Коэффициент поглощения СВЧ-мощности составил: 20 дБ для ТЕМ-волны в коаксиале с внутренним радиусом 5 мм и внешним радиусом 22 мм; 50 дБ для  $TM_{01}$ -волны в волноводе радиусом 22 мм. Измерения были проведены на частоте 9.1 ГГц.

В качестве источника входного СВЧ-сигнала использовался один из двух импульсных магнетронов. Первый магнетрон имел частоту  $f_0=12.9$  ГГц, длительность импульса 2 мкс, мощность  $P_{\text{вх}}=75$  кВт. Параметры второго магнетрона были соответственно 9.1 ГГц, 20 мкс, 40 кВт.

Для оценки выходной СВЧ-мощности и спектра излучения использовался приемный тракт, представляющий собой волновод  $23 \times 10$  мм<sup>2</sup>, в котором принимаемая СВЧ-мощность регистрировалась двумя детекторами. Первый детектор (широкополосный приемник) измерял всю СВЧ-мощность в приемном тракте. На входе второго детектора (узкополосный приемник) был включен один из двух узкополосных СВЧ-фильтров ( $\Delta f=0.29$  ГГц при  $f_0=12.9$  ГГц;  $\Delta f=0.51$  ГГц при  $f_0=9.1$  ГГц), настроенный на частоту магнетрона. Чувствительности обоих приемников по мощности были приблизительно одинаковыми, поэтому в том случае, когда спектр излучения на входе приемного тракта был уже полосы пропускания СВЧ-фильтра, отношение сигналов с узкополосного и широкополосного приемников было равно единице. Если же спектр излучения на входе приемного тракта был шире полосы пропускания СВЧ-фильтра, это отношение уменьшалось. Таким образом, существовала возможность оценки ширины спектра выходного СВЧ-излучения.

Для абсолютного измерения выходной СВЧ-мощности использовался широкополосный широкоапертурный СВЧ-калориметр. Калориметр измерял полную энергию  $Q$  выходного СВЧ-импульса. Огибающая СВЧ-импульса регистрировалась детектором, и это позволяло определить выходную мощность СВЧ-излучения.

Поскольку эксперименты по плазменному СВЧ-усилителю в процессе производства, мы здесь приведем только некоторые хорошо известные результаты.

Если на вход подавался сигнал  $f_1=9.1$  ГГц при  $\Delta f_1=0.51$  ГГц с мощностью 40 кВт, то на выходе наблюдалось усиленное излучение с той же частотной характеристикой при выходной мощности 8 МВт, то есть коэффициент усиления равен 200. Усиление имеет место в области плотностей плазмы  $3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3} < n_p < 1.2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ . Если же на вход подавался сигнал  $f_2=12.9$  ГГц при  $\Delta f_2=0.29$  ГГц с мощностью 75 кВт, то на выходе наблюдалось усиленное излучение с той же частотной характеристикой в 3 МВт, то есть коэффициент усиления равен 40. Усиление имеет место в

области плотностей плазмы  $1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3} < n_p < 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ . Эти области усиления, так же как и сам коэффициент однопроходного усиления, полностью согласуются с теорией, представленной на рис. 3.

Согласно теории существует диапазон плотностей плазмы, при котором режим усиления реализуется одновременно на обеих частотах подаваемого на вход сигнала. Видно, что это происходит при указанных выше коэффициентах усиления при плотности плазмы  $n_p = 1.2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ .

### Общие выводы

Из изложенного выше очевидным образом следует уникальность черенковских плазменных релятивистских источников СВЧ-излучения, несомненные преимущества параметров таких источников по сравнению с параметрами вакуумных источников СВЧ-излучения. Перечислим главные из них.

- В плазменных релятивистских источниках СВЧ благодаря эффектам нейтрализации пространственного заряда и тока пучка возможно использование пучков с токами, сравнимыми или даже превосходящими значение предельного вакуумного тока пучка той же геометрии в вакуумной системе. В свою очередь, это обстоятельство открывает возможность достижения в плазменных источниках СВЧ-излучения больших мощностей, чем в соответствующих вакуумных источниках. В реализованных нами генераторах СВЧ-излучения пока достигнуты уровни мощности сравнимые с мощностями вакуумных приборов, хотя теория предсказывает возможность существенного повышения мощности плазменных источников.

- В плазменных релятивистских источниках СВЧ-излучения возможна очень быстрая электронная перестройка частоты излучения, что принципиально отличает эти источники от вакуумных аналогов. Выше это было продемонстрировано в области частот от 4 ГГц и до 28 ГГц в полном согласии с теорией. При этом мощность генерации во всей области частот была на уровне 50 МВт.

- Еще одним несомненным преимуществом плазменных релятивистских источников СВЧ-излучения по сравнению с вакуумными является их широкополосность. В томсоновском режиме относительная ширина полосы генерации СВЧ-излучения  $\Delta\omega/\omega \geq 0.3$ . Вместе с тем легко осуществить переход к рамановскому режиму с узким спектром генерации  $\Delta\omega/\omega \geq 0.05$ . В аналогичных вакуумных источниках СВЧ-излучения такие параметры недостижимы.

- Преодолены трудности по реализации плазменного релятивистского усилителя СВЧ-излучения. В одном приборе реализовано усиление мощности на частотах  $f_1 = 9.1$  ГГц в 200 раз и  $f_2 = 12.9$  ГГц в 50 раз. В области плазменных усилителей СВЧ-излучения не все проблемы еще до конца решены: эффективное усиление удастся осуществить в области низких частот,  $\omega \ll \omega_p$ , когда используемый излучающий рупор обладает малым коэффициентом отражения и самовозбуждение источника СВЧ не происходит. Расширение полосы усиления в плазменных релятивистских усилителях наталкивается на проблему минимизации отражательных свойств рупора излучения в широкой полосе частот, что является основной пока еще нерешенной проблемой плазменной релятивистской СВЧ-электроники.

*Работа выполнена при финансовой поддержке грантов «Электроника и Радиотехника» Миннауки и «Университеты России».*

## Библиографический список

1. Ахиезер А.И., Файнберг Я.Б. О взаимодействии пучка заряженных частиц с электронной плазмой // ДАН СССР. 1949. Т. 69, № 3. С. 551.
2. Bohm D., Gross E. Theory of plasma oscillations // Phys. Rev. 1949. Vol. 75, № 11. P. 1851.
3. Бернашевский Г.А., Богданов Е.В., Кислов В.Я., Чернов З.С. Плазменные и электронные СВЧ усилители и генераторы. М.: Сов. Радио, 1965.
4. Трубецков Д.И., Пицик Л.А. Черенковские нерелятивистские плазменные СВЧ приборы // Физика плазмы. 1989. Т. 15, № 3. С. 200.
5. Рухадзе А.А. О взаимодействии релятивистского пучка заряженных частиц с плазмой // ЖТФ. 1962. Т. 32, № 6. С. 669.
6. Ковтун Р.И., Рухадзе А.А. К теории нелинейного взаимодействия релятивистского пучка электронов с плазмой // ЖЭТФ. 1970. Т. 58, № 6. С. 1219.
7. Кузелев М.В., Рухадзе А.А. Электродинамика плотных электронных пучков в плазме. М.: Наука, 1990.
8. Богданкевич Л.С., Рухадзе А.А. Устойчивость РЭП и проблема предельных токов // УФН. 1971. Т. 103, № 4. С. 609.
9. Рухадзе А.А. и др. Физика сильноточных релятивистских электронных пучков. М.: Атомиздат, 1980.
10. Аронов Б.И., Богданкевич Л.С., Рухадзе А.А. Возбуждение электромагнитных волн в плазменных волноводах электронным пучком // Plasma Phys. 1976. Vol. 16, № 1. P. 101.
11. Рабинович М.С., Рухадзе А.А. Принципы сильноточной релятивистской плазменной СВЧ электроники // Физика плазмы. 1976. Т. 2, № 5. С. 715.
12. Богданкевич Л.С., Рабинович М.С. и Рухадзе А.А. Релятивистская плазменная СВЧ электроника // Изв. вузов. Физика. 1979. Т. 10, № 2. С. 47.
13. Богданкевич Л.С., Кузелев М.В., Рухадзе А.А. Плазменная СВЧ электроника // УФН. 1981. Т. 133, № 1. С. 3.
14. Кузелев М.В., Мухаметзянов Ф.Х., Рабинович М.С. и др. Плазменный релятивистский СВЧ генератор // ЖЭТФ. 1982. Т. 83, № 4. С. 1358; то же ДАН СССР. 1982. Т. 267, № 4. С. 829.
15. Кузелев М.В., Рухадзе А.А. Современное состояние теоретической релятивистской плазменной СВЧ-электроники // Физика плазмы. 2000. Т. 26, № 3. С. 231.
16. Биро М., Красильников М.А., Кузелев М.В., Рухадзе А.А. Проблемы теории релятивистской плазменной СВЧ-электроники // УФН. 1997. Т. 167, №10. С. 1025.
17. Кузелев М.В., Рухадзе А.А. О влиянии редкой фоновой плазмы на спектры излучения СВЧ-генератора на сильноточном релятивистском электронном пучке // Физика плазмы. 1999. Т. 25, № 5. С. 471.
18. Кузелев М.В., Мухаметзянов Ф.Х., Шкварунец А.Г. Черенковская генерация низшей моды коаксиального плазменного волновода // Физика плазмы. 1983. Т. 9, № 6. С. 1137.
19. Кузелев М.В., Рухадзе А.А. Вынужденное излучение сильноточных релятивистских электронных пучков // УФН. 1987. Т. 152, № 2. С. 285.
20. Кузелев М.В., Рухадзе А.А. Метод характеристик уравнения Власова в начальной и граничной задачах электродинамики // Изв. вузов. Радиофизика. 1993. Т. 36, № 10. С. 867.
21. Кузелев М.В., Лазутченко О.В., Рухадзе А.А. Режимы и спектры черенковской пучковой неустойчивости в нелинейной плазме // Изв. вузов. Радиофизика. 1999. Т. 42, № 10. С. 958.
22. Кузелев М.В., Рухадзе А.А. Оптимальные эффективности и спектры излучения черенковских плазменных СВЧ-усилителей на сильноточных РЭП // Физика плазмы. 1998. Т. 24, №6. С. 530.

23. *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.

24. *Биро М., Красильников М.А., Кузелев М.В., Рухадзе А.А.* Нелинейная теория плазменного СВЧ-генератора на кабельной волне // *ЖЭТФ*. 1997. Т. 111, № 4. С. 1258.

25. *Красильников М.А., Кузелев М.В., Рухадзе А.А.* Нелинейная динамика резонансного вынужденного черенковского излучения в пространственно-ограниченной плазме // *ЖЭТФ*. 1995. Т. 108, № 2(8). С. 521.

26. *Красильников М.А., Кузелев М.В., Рухадзе А.А.* Каскадные процессы в плазменном генераторе // *ЖЭТФ*. 1997. Т. 112, № 4(10). С. 1299.

27. *Бобылев Ю.В., Кузелев М.В., Рухадзе А.А., Свешиников А.Г.* Нестационарные парциальные условия излучения в задачах релятивистской сильноточной плазменной СВЧ-электроники // *Физика плазмы*. 1999. Т. 25, № 7. С. 615.

28. *Красильников М.А., Кузелев М.В., Рухадзе А.А.* Об установившихся режимах плазменного генератора // *КСФ*. 1996, № 7-8. С. 22.

29. *Кузелев М.В., Рухадзе А.А., Стрелков П.С.* Релятивистская плазменная СВЧ-электроника // *УФН*. 1985. Т. 146, № 4. С. 709.

30. *Кузелев М.В., Рухадзе А.А., Стрелков П.С., Шкварунец А.Г.* Релятивистская сильноточная плазменная СВЧ-электроника: преимущества, достижения, перспективы // *Физика плазмы*. 1987. Т. 3, № 11. С. 1370.

31. *Kuzelev M.V., Rukhadze A.A., Strelkov P.S., Shkvarunets A.G.* High power broad-band tunable microwave plasma-beam oscillator // *Proc. Beams-96, Prague*. 1996. Vol. 1. P. 225.

32. *Рухадзе А.А., Стрелков П.С., Шкварунец А.Г.* Широкополосный релятивистский плазменный СВЧ-генератор // *Физика плазмы*. 1994. Т. 20, № 3. С. 682.

33. *Loza O.T., Shkvarunets A.G., Strelkov P.S.* Experimental plasma relativistic microwave electronics // *IEEE Trans. On Plasma Sciences*. 1998. Vol. 26, № 6. P. 615.

34. *Кузелев М.В., Лоза О.Т., Пономарев А.В., Рухадзе А.А., Стрелков П.С., Ульянов Д.К., Шкварунец А.Г.* Спектральные характеристики релятивистского плазменного СВЧ-генератора на РЭП // *ЖЭТФ*. 1996. Т. 109, №1. С. 208.

35. *Стрелков П.С., Ульянов Д.К.* Спектры излучения плазменного релятивистского СВЧ-генератора // *Физика плазмы*. 2000. Т. 26, №3. С. 379.

36. *Пономарев А.В., Стрелков П.С., Шкварунец А.Г.* Реализация плазменного СВЧ-усилителя // *Физика плазмы*. 1998. Т. 24, №1. С. 53.

37. *Пономарев А.В., Стрелков П.С., Шкварунец А.Г.* // *Физика плазмы*. 2000. Т. 26, № 7. С. 633.

*Физический факультет МГУ  
Институт общей физики РАН*

*Поступила в редакцию 12.01.2001  
после доработки 26.03.2001*

## **PRESENT STATE OF PLASMA RELATIVISTIC MICROWAVE ELECTRONICS IN GENERAL PHYSICS INSTITUTE OF RAS**

*M.V. Kuzelev, A.A. Rukhadze, P.S. Strelkov*

The review of present state of theoretical and experimental investigations in a novel perspective branch of microwave electronics - plasma relativistic microwave electronics is presented. Devices of plasma relativistic microwave electronics are exceptional. The wide radiation frequency band and very simple frequency retuning of

plasma relativistic microwave devices make them preferable in compare of the vacuum ones, the achieved power of such devices is comparable to the vacuum microwave devices.



*Кузелев Михаил Викторович* - родился в Москве (1953), окончил физический факультет МГУ (1976). Защитил кандидатскую диссертацию (МГУ, 1980) по физике плазмы, докторскую диссертацию (1988) по теоретической физике, профессор (с 1991). Заведующий кафедрой прикладной математики Московского государственного университета печати. Член ряда Ученых советов. Область научных интересов: электродинамика плазмы, физическая электроника и численное моделирование плазмы. Автор более 150 научных работ, в том числе 10 обзоров и 4-х монографий.



*Рухадзе Анри Амвросьевич* - родился в Грузии (1930), окончил МИФИ (1954). Защитил кандидатскую диссертацию (ФИАН, 1958) по мезодинамике, докторскую диссертацию (ФИАН, 1964) по физике плазмы, профессор (с 1971) кафедры физической электроники физического факультета МГУ, главный научный сотрудник Института общей физики РАН. Лауреат двух Государственных премий (1981, 1991) и Премии им. М.В. Ломоносова I степени (МГУ, 1989). Член ряда научных советов и редколлегий научных журналов. Область научных интересов: физика плазмы, электродинамика материальных сред и физическая электроника. Автор более 400 научных работ, в том числе более 40 обзоров и 10 монографий. E-mail: rukh@fpl.gpi.ru



*Стрелков Павел Сергеевич* - родился в Москве (1939), окончил физический факультет МГУ (1962). Защитил кандидатскую диссертацию (ФИАН, 1970), докторскую диссертацию (ФИАН, 1984) по физике плазмы, профессор (с 1994). Заведующий лабораторией плазменной электроники Института общей физики РАН. Член ряда Ученых советов. Область научных интересов: физика плазмы, плазменная электроника и техника физического эксперимента. Автор более 100 научных работ, в том числе 10 обзоров и соавтор 1 монографии по плазменной электронике.