

В заключение авторы выражают признательность З. С. Чернову за полезные дискуссии и ряд ценных замечаний, а также И. Я. Гушиной за расчет дисперсионных характеристик.

Литература

- [1] Бугаев С. П., Канавец В. И., Климов А. И. и др. Препринт № 18 ИСЭ СО АН СССР. Томск, 1985.
- [2] Benson S. V., Madey J. M. J. Opt. Comm., 1985, v. 56, N 3, p. 212—218.
- [3] Clarricoats P. J. B., Oliver A. D., Chong S. L. Proc. IEEE, 1975, v. 122, N 11, p. 1173—1179.
- [4] Братман В. Л., Денисов Г. Г., Коровин С. Д. и др. Релятивистская высокочастотная электроника. Горький, ИПФ АН СССР, 1984, с. 119—178.
- [5] Ельчанинов А. С., Коровин С. Д., Месяц Г. А. и др. ДАН СССР, 1984, т. 279, № 3, с. 624—626.
- [6] Братман В. Л., Денисов Г. Г., Коровин С. Д. и др. Письма в ЖТФ, 1983. т. 9, № 10, с. 617—620.

Институт радиотехники и электроники
АН СССР
Москва

Поступило в Редакцию
18 ноября 1987 г.

УДК 538.566.5

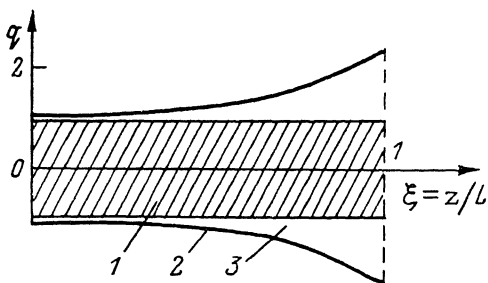
Журнал технической физики, т. 58, в. 8, 1988

К ПРОБЛЕМЕ ВЫВОДА СВЧ ЭНЕРГИИ ИЗ ПЛАЗМЕННОГО ВОЛНОВОДА

Г. И. Загинайлов, А. Н. Кондратенко, Е. М. Прохоренко

Идея использования плазменно-пучковой неустойчивости для генерации электромагнитного излучения известна сравнительно давно. Однако ее практическая реализация (как оказалось впоследствии) связана с серьезными техническими трудностями, которые до сих пор полностью не преодолены.

Проблема вывода СВЧ энергии из плазмы является одной из ключевых на пути создания эффективных плазменных генераторов электромагнитного излучения. Дело в том, что наиболее эффективно взаимодействуют с пучком медленные продольные волны ($v_\phi < c$) [1]. В то же



время вывод энергии этих волн из плазмы затруднителен и требует разработки специальных устройств. Большинство же существующих в настоящее время систем вывода энергии из плазмы (спиральные переходы, резонаторы) хорошо работает лишь на фиксированной частоте и трудно перестраивается на другие частоты. При этом теряется одно из основных преимуществ плазменного генератора — возможность плавной перестройки частоты.

Один из путей уменьшения потерь при выводе энергии из плазмы заключается в использовании релятивистских пучков [2]. Возбуждаемая при этом волна имеет скорость $v_\phi \sim c$ и легко выводится из плазмы. Однако затраты на создание релятивистских электронных пучков существенно затрудняют исследования в этом направлении и значительно снижают КПД таких генераторов.

В большинстве экспериментов основу плазменного генератора составляет цилиндрический плазменный волновод, находящийся в металлическом кожухе. Хорошо известно, что в таких системах эффективно возбуждаются пучком как объемные, так и поверхностные волны, причем дисперсионные свойства последних могут существенно изменяться в зависимости от радиуса кожуха [3].

Предлагаемая ниже система вывода энергии (см. рисунок) представляет собой участок цилиндрического плазменного волновода l с металлическим кожухом переменного радиуса 2 (β — вакуумный промежуток). Она является непрерывным продолжением регулярного плазменного волновода, в котором происходит генерация медленной квазипродольной поверхностной волны.

Проходя по участку с переменным радиусом кожуха, поверхностная волна существенно изменяет свою фазовую скорость и структуру электромагнитных полей. Из квазипродольной вначале она превращается в квазипоперечную в конце перехода. Одновременно происходит плавное перераспределение потока энергии, переносимого этой волной по поперечному сечению системы. Если в начале перехода энергия волны сосредоточена в основном в плазме, то в конце перехода львиная доля потока энергии переносится в вакуумном промежутке между плазмой и металлом. Волна с подобной полевой структурой легко выводится из плазмы путем последующего перехода к коаксиальному волноводу, у которого радиус внешнего цилиндра равен радиусу кожуха, а радиус внутреннего совпадает с радиусом плазмы. В соответствии с результатами работы [4] потери на отражение от коаксиала при условии $(\Omega_e R_1/c)^2 \gg 1$ порядка

$$\frac{1}{16} \ln^{-2} \frac{R_2}{R_1} \left(\frac{c}{\Omega_e R_1} \right)^2,$$

где R_2 — радиус внешнего цилиндра, R_1 — радиус внутреннего цилиндра, $\Omega_e = (4\pi e^2 n/m)^{1/2}$ — плазменная частота. Экспериментальная реализация подобного перехода осуществлена в работе [2]. Отметим, что значительное увеличение фазовой скорости поверхностной волны путем изменения радиуса кожуха возможно при выполнении дополнительного условия $\omega/\Omega_e \ll \ll 1$. Профиль изменения радиуса кожуха выбран таким образом, что переход дает минимальные потери на отражение при минимальной длине в широком диапазоне частот. Ниже приведем алгоритм расчета данного профиля.

При наложенных условиях переход (или по крайней мере его левое сечение) является, как правило, закритическим для быстрых электромагнитных волн. Потери в этом случае определяются коэффициентом отражения поверхностной волны, который можно найти методом поперечных сечений [6]

$$R = \frac{1}{2} \int_0^L \frac{h^2 + k^2}{h^2 - k^2} \frac{1}{h} \frac{dh}{dz} e^{-2\gamma(z)} dz, \quad (1)$$

где $k = \frac{\omega}{c}$, $\gamma(z) = \int_0^z h(z) dz$, h — волновое число поверхностной волны, L — длина перехода, z — продольная координата. Переходя к другой переменной интегрирования

$$\zeta = 2 \frac{\gamma(z)}{\sigma}, \quad \text{где } \sigma = 2 \int_0^L h(z) dz,$$

приведем интеграл (1) к виду

$$R = -\frac{1}{2} \int_0^1 \frac{d \ln W}{d\zeta} e^{-i\sigma\zeta} d\zeta, \quad (2)$$

где $W = \beta/(1 - \beta^2)$, $\beta = k/h$.

Для уравнений типа (2) подробно исследована обратная задача — задача о нахождении оптимального вида зависимости $W(\zeta)$, обеспечивающей наименьший коэффициент отражения при наименьшей длине (см., например, [6] и библиографию в ней).

Здесь мы воспользуемся функцией, получающейся из уравнения

$$\frac{d \ln W(\zeta)}{d\zeta} = \sin \pi\zeta. \quad (3)$$

Она решает оптимальную задачу в классе функций, имеющих непрерывную производную при $0 \leq \zeta \leq 1$.

Находя из (3) вид $W(\zeta)$, с помощью несложных математических преобразований получим уравнение для $\beta(z)$

$$\frac{z}{L} = \frac{1}{C} \int_{\beta_1}^{\beta_2} \frac{\beta (1 + \beta^2) \gamma_{\phi}^2}{(1 - f^2(\beta))^{1/2}} d\beta, \quad (4)$$

где

$$\gamma_{\phi} = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \quad f(\beta) = \ln \left[\frac{\beta_1 \beta_2 (1 - \beta^2)^2}{\beta^2 (1 - \beta_1^2) (1 - \beta_2^2)} \right] \ln^{-1} \left[\frac{\beta_2 (1 - \beta_1^2)}{\beta_1 (1 - \beta_2^2)} \right],$$

$\beta_{1,2} = k/h_{1,2}$, $h_{1,2}$ — волновые числа поверхностной волны в начале ($z=0$) и конце ($z=L$).

$$C = \int_{\beta_1}^{\beta_2} \frac{(1 + \beta^2) \gamma_{\phi}^2}{(1 - f^2(\beta))^{1/2}} d\beta.$$

Уравнения (4) совместно с дисперсионным уравнением поверхностной волны для плазменного волновода с кожухом (см. [3])

$$\frac{\varepsilon}{z} \frac{I_1(x)}{I_0(x)} + \frac{1}{x_v} \frac{K_0(x_v q) I_1(x_v) + I_0(x_v q) K_1(x_v)}{I_0(x_v q) K_0(x_v) - I_0(x_v) K_0(x_v q)} = 0, \quad (5)$$

где

$$x_v = \frac{\rho \mu}{\beta \gamma_{\phi}}, \quad x = p \left(1 + \frac{\mu^2}{\beta^2 \gamma_{\phi}^2} \right)^{1/2}, \quad p = \frac{\Omega_e R_1}{c}, \quad \mu = \frac{\omega}{\Omega_e}, \quad q = \frac{R_2}{R_1}.$$

однозначно определяют закон изменения радиуса кожуха R_2 в зависимости от z .

На рисунке приведен профиль изменения радиуса кожуха для параметров $\mu=0.1$, $p=5$. Скорость поверхностной волны в начале перехода $\beta_1=0.35$, в конце перехода $\beta_2=0.89$. Переход дает достаточно малые потери ($R < 0.04$) и в то же время увеличение β до величины порядка 0.9 в широком диапазоне частот $10^9 < \omega < 3 \cdot 10^{11}$ с⁻¹ при длинах перехода, не превышающих 10 см. Такие характеристики перехода достигаются уже при плотностях плазмы, не превышающих $3.6 \cdot 10^{13}$ см⁻³, и радиусах плазменного цилиндра $R_1 \sim 0.5$ см, т. е. при характерных параметрах плазмы, используемой в современных плазменных генераторах. Для сравнения заметим, что длина перехода с линейным изменением радиуса кожуха, обладающего такими же свойствами, составила бы величину порядка 70 см. Отметим, что потери при переходе к коаксиальному волноводу в этом случае составляют величину менее 3 %.

Вышеописанный метод определения оптимального закона изменения радиуса кожуха легко обобщается, во-первых, на случай более сложных плазменных систем, встречающихся в экспериментах (неоднородный по сечению плазменный волновод, цилиндрический плазменный слой и др.). При этом уравнение (4) не изменяется, а (5) следует заменить соответствующим дисперсионным уравнением. Во-вторых, на случай, когда наряду с поверхностной есть отраженные быстрые электромагнитные волны. Как показывает анализ, наибольший коэффициент отражения имеет волна с наименьшим волновым числом. Поскольку выражение для него принципиально не отличается от (1), оптимизация профиля перехода может быть выполнена аналогичным образом.

Литература

- [1] Файнберг Я. Б. Физика плазмы, 1985, т. 11, № 11, с. 1398—1410.
- [2] Кузелев М. В., Мухамедзянов Ф. Х., Рабинович М. С. и др. ЖЭТФ, 1982, т. 83, № 4, с. 1358—1367.
- [3] Кондратенко А. Н. Плазменные волноводы. М.: Атомиздат, 1976. 232 с.
- [4] Калмыкова С. С. Укр. физ. журн., 1964, т. 9, № 2, с. 216—218.
- [5] Каценеленбаум Б. З. Теория нерегулярных волноводов с медленно меняющимися параметрами. М.: Изд-во АН СССР, 1961. 216 с.

Харьковский государственный университет им. А. М. Горького

Поступило в Редакцию
18 ноября 1986 г.