

ЭФФЕКТИВНОСТЬ ГЕНЕРАЦИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН
В НЕОДНОРОДНЫХ ПУЧКОВО-ПЛАЗМЕННЫХ СИСТЕМАХ

В. К. Гришин, А. А. Коломенский

УДК 533.951.8

Методом самосогласованного кинетического описания оценена эффективность возбуждения высокочастотных полей при инъекции релятивистских пучков в волновод с неоднородной плазмой (пучок и плазма заматчилены). Показано, что при соответствующем изменении плотности плазмы вдоль волновода эффективность преобразования энергии пучка в поле заметно возрастает и достигает при одномодовом режиме генерации почти 50%.

В связи с широким применением интенсивных электронных пучков в различных экспериментах проблема повышения эффективности их использования, в частности, для генерации электромагнитных колебаний, является одной из самых актуальных. Как показали исследования, при генерации электромагнитных полей с помощью мощных релятивистских пучков в различных электродинамических структурах к.п.д. преобразования энергии частиц в поле остается относительно небольшим. Так, для неограниченных плазменных систем к.п.д. не превышает $\sim 10\%$ /1,2/. В плазменных волноводах ситуация более благоприятна; здесь поток энергии поля достигает $\sim 20\%$ мощности пучка /3/. Одна из причин, вызывающих насыщение генерации, связана с изменением параметров пучка (торможение частиц вследствие потерь их поступательной энергии на нагрев плазмы и самого пучка и накачку поля) и ослаблением резонансного взаимодействия между генерируемой модой колебаний и частицами. В связи с этим рассматривалась идея /4/ "подстройки резонанса" путем изменения параметров системы в процессе генерации. Для плазменных систем такая подстройка может быть обеспечена, например, с помощью соответствующего изменения плотности плазмы или

других параметров вдоль волновода. Однако, несмотря на перспективность, подтверждаемую численными расчетами для некоторых частных случаев /4,5/, реализация в эксперименте метода нелинейной подстройки системы затрудняется, в частности, в связи с отсутствием количественных оценок его эффективности. Сложность оценок объясняется нелинейным характером задачи. Поэтому результаты, полученные ниже, представляют и практический, и методический интерес.

Для оценки достигаемого эффекта в случае произвольного изменения параметров плазмы обратимся к случаю стационарной инжекции пучка. Пучок непрерывно входит в точке $z = 0$ в плазменный волновод, усиливая до предельных значений малое затравочное поле с (резонансной) частотой ω ; поле вместе с пучком уносится вдоль волновода. При $z \geq (1,5 + 2)L_g$, где L_g - длина генерации, равная 10-15 линейных инкрементов, т.е. 20-30 см, состояние системы "волна-пучок" близко к равновесному, когда после захвата частиц волной происходит их фазовое перемешивание, а волна синхронизируется с пучком; для ограниченных систем фазовое перемешивание, в силу неоднородного поперечного профиля полей, происходит особенно быстро, и уже на длине $z \geq L_g$ обгоняние амплитуды волны не превышает 20-15% /5/. Равновесное состояние может быть описано с помощью нелинейных уравнений, базирующихся на самосогласованных решениях кинетического уравнения и уравнения Максвелла. Для аксиально-симметричной E-волны (пучок заматчилен) с продольным компонентом $E_z = E_0(r) \sin(\omega z - kz)$ равновесное состояние имеет распределение (в системе координат волна-пучок Σ')

$$f' = \begin{cases} \sigma \sqrt{u' - (p')^2/2m} & u' > (p')^2/2m \\ 0 & u' < (p')^2/2m, \end{cases} \quad (I)$$

где $u' = e \int E_z' dz'$ - потенциал волны; $p' = mv' \gamma'$; $v' = \beta c$ и γ' - скорость и релятивистский фактор частиц (все в системе Σ'); в пучке имеются захваченные и проскальзывающие вдоль волны частицы, их фазовая траектория определяется уравнением $u' - p'^2/2m = \text{const}$. Здесь предполагается, что относительное движение частиц в системе Σ' является слабoreлятивистским; фактор $\sigma = \text{const}$ (если, как полагается ниже, радиальное распреде-

ление частиц и поля близки к одномодовому с $E_0(r) \sim J_0(\mu_1 r/R)$, где J_0 - функция Бесселя с корнем μ_1 , определяющим моду волны $(3/)$. В дальнейшем предполагается, что плазма остается линейной и замагниченной. Тогда амплитуда поля связана с плотностью тока пучка $J_b = e \int v f d p$ функциональным соотношением $E_0(r) = 4\pi(J_b - \bar{J}_b)/k v_b \Delta_b$, где \bar{J}_b - средняя вдоль волны плотность тока пучка, расстройка $\Delta_b = |\epsilon_{||} - (\mu_1 \gamma_b / kR)^2|$; $v_b = \beta_b c$ и γ_b - равновесная скорость и релятивистский фактор пучка, $\epsilon_{||} = 1 - \omega_p^2/\omega^2$, ω_p - плазменная частота, R - радиус волновода. Генерация происходит при $\epsilon_{||} < 0$, но $\Delta_b \geq 0$, а $\omega = k \beta_b c$.

Поскольку величины J_b , E_0 и β_b оказываются взаимосвязанными, то для их определения можно воспользоваться балансом энергии - импульса в системе. Если частицы в начальный момент имели скорость и релятивистский фактор $v_0 = \beta_0 c$ и γ_0 , то скорость пучка в равновесном состоянии с током I_b определяется соотношением

$$\frac{I_b}{I_A} = \frac{4\gamma_0 \beta_0^2 k_0^2 R^2 \Delta_b}{9} \left[Y - \frac{1}{(\beta_b \gamma_b \gamma_0)^2 (Y + X \Delta_b)} \right], \quad (2)$$

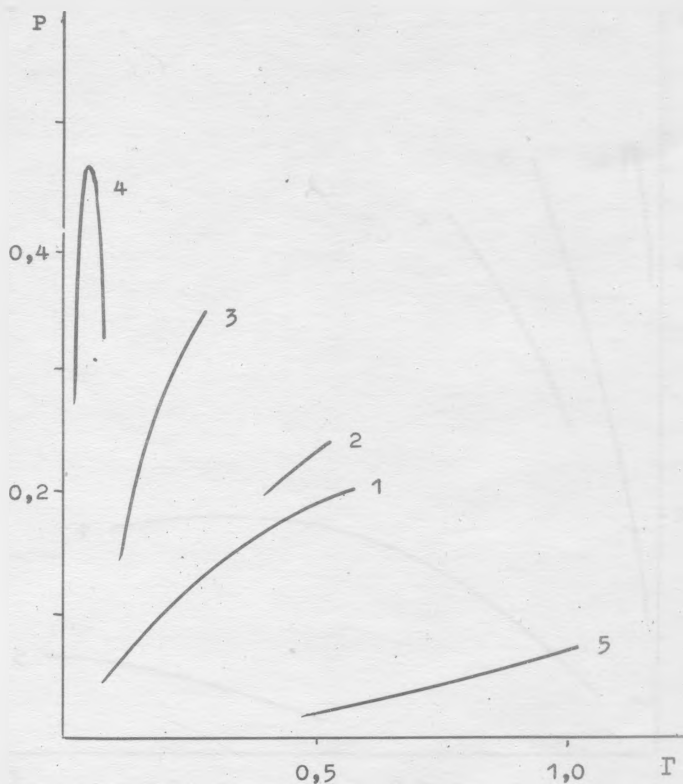
где $I_A = 17 \text{ кА}$, k_0 - определяется начальными условиями; $Y = 1 - \beta_0 \beta_b$;

$$X = (\beta_0 - \beta_b) / \left[\left[\Delta_b + 1 + (\mu_1 \gamma_b \beta_b / \beta_0 k_0 R)^2 \right] (2 - \beta_b^2) + (\mu_1 \gamma_b \beta_b^2 / \beta_0 k_0 R)^2 \right].$$

При выводе (2) учитывается, что для слабoreлятивистских частиц (в Σ') энергию их движения можно представить в виде $\sqrt{p^2 c^2 + m^2 c^4} \approx \sqrt{\bar{p}^2 c^2 + m^2 c^4} + \frac{1}{2} (p^2 - \bar{p}^2) c^2 / \sqrt{\bar{p}^2 c^2 + m^2 c^4}$, где \bar{p} - средний импульс. Поток энергии электромагнитного поля в волноводе описывается соотношением

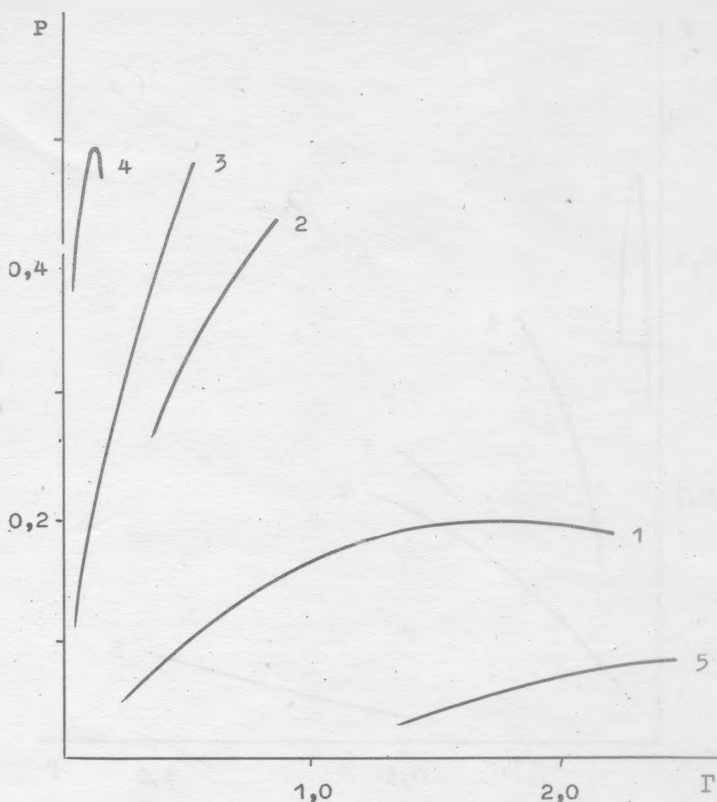
$$P = 17 \gamma_0 \beta_b^3 \gamma_b^4 \mu_1^2 X I_b^2 / I_A \beta_0^2 \quad (\text{ГВт}). \quad (3)$$

Как и предполагалось, максимальный эффект достигается, если при выходе системы на нелинейный уровень генерации резонансные условия взаимодействия между волной и пучком сохраняются, т.е. $\Delta_b \sim 0$. Практически для этого достаточно $\Delta_b < 1 + (\mu_1 \gamma_0 / kR)^2$; тогда малость расстройки Δ_b скажется лишь на величине тока генера-



Р и с. 1. Поток Пойнтинга генерируемого поля (в единицах мощности пучка) при различных расстройках Δ_b для $\gamma_0 = 2$ и $\Gamma = (I_b/I_A)^{1/3}$. Кривая 1 - $\partial\omega_e^2/\partial z = 0$; 2 - $\Delta_b = 10$; 3 - $\Delta_b = 1$; 4 - $\Delta_b = 0,001$; 5 - $\Delta_b = 100$; $(\mu_1\gamma_b/kR)^2 \gg 1$. Отношение начальной n_{0e} и конечной n_e плотностей плазмы для максимума кривой 4 равно $n_{0e}/n_e \approx 4$, для максимума кривой 5 - $n_{0e}/n_e \approx 1/3$

ции. При прочих равных условиях, наибольший выход генерации достигается для длинноволновых колебаний с $(\mu_1\gamma_0/kR)^2 \gg 1$. Как следует из начального условия $\Delta_b(\beta_b = \beta_0) = 0$, длинноволновые колебания возбуждаются для не слишком плотной плазмы (впрочем, плотность плазмы остается больше плотности пучка). Для указан-



Р и с. 2. Поток Пойнтинга генерируемого поля (в единицах мощности пучка) при различных расстройках Δ_b для $\gamma_0 = 8$ и $\Gamma = (I_b/I_A)^{1/3}$. Кривая 1 - $\partial\omega_e^2/\partial z = 0$; 2 - $\Delta_b = 10$; 3 - $\Delta_b = 1$; 4 - $\Delta_b = 0,01$; 5 - $\Delta_b = 1,5 \cdot 10^2$; $(\mu_1 \gamma_b / kR)^2 \gg 1$. Отношение начальной n_{0e} и конечной n_e плотностей плазмы для максимума кривой 4 равно $n_{0e}/n_e \cong 14$; для максимума кривой 5 - $n_{0e}/n_e \cong 1/3$

ного случая результаты анализа (2) и (3) при различных расстройках представлены на рис. 1 и 2, мощность потока может достигать почти 50% мощности начального тока при полной мощности генерации до десятков ГВт (оценки получены для полей, при которых еще не

наблюдается захват плазмы). В общем, в результатах отражаются общие свойства нелинейных резонансов: "затягивание" при $\partial\omega_e^2/\partial z < 0$ и быстрое ограничение колебаний при $\partial\omega_e^2/\partial z > 0$.

Разумеется, предложенные соотношения можно использовать для оценки эффективности генерации электромагнитных полей и для других систем с неоднородными параметрами.

Поступила в редакцию
6 июля 1979 г.

Л и т е р а т у р а

1. Сб. Нелинейные волны, Радиофизика, 19, в. 5-6, 767, 1976 г.
2. L. E. Thode, R. N. Sudan, Phys. of Fluids, 18, 1552 (1975).
3. В. К. Гришин, М. Ф. Каневский, О нелинейном состоянии волна-пучок в плазменном волноводе, ЖТФ, (1979) (в печати).
4. В. Г. Гапанович, А. А. Коломенский, А. Н. Лебедев, Труды II междунар. конференции по теории плазмы, "Наукова думка", Киев, 1976 г., стр. 183.
5. И. В. Лошков, Физика плазмы, 3, 577 (1977).
6. Н. Н. Боголюбов, Д. А. Митропольский, Асимптотические методы в теории нелинейных колебаний, ГИТМЛ, М., 1958 г.