Краткие сообщения по физике № 4-1988 г.

УДК 533.9

ОБ ЭФФЕКТИВНОСТИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ПУЧКОВЫХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ НА АНОМАЛЬНОМ ЭФФЕКТЕ ДОПЛЕРА

М.В.Кузелев, А.А.Рухадзе

Получено общее выражение для эффективности (КПД) излучения электромагнитных волн прямолинейными электронными пучками в условиях аномального эффекта Доплера. Рассмотрены конкретные СВЧ приборы на прямолинейных пучках и исследован вопрос о целесообразности их использования в различных областях частот и параметров электронных пучков.

Проблема повышения мощности и эффективности излучателей на электронных пучках является весьма важной и сложной /1, 2/. Полной ясности здесь пока нет. В частности, не всегда легко определить от чего зависит максимальная эффективность электронных СВЧ приборов различного типа. В настоящей работе на основе общих соображений и численных расчетов приведены оценки эффективности широкого класса излучателей, основанных на явлении неустойчивости прямолинейного электронного пучка в условиях аномального эффекта Доплера. Под эффективностью понимаем электронный КПД = $(\gamma - \langle\widetilde{\gamma}\rangle)/(\gamma - 1)$, где $\gamma = (1 - u^2/c^2)^{-1/2}$ — релятивистский фактор электронов при влете в пространство взаимодействия с электромагнитной волной (u — невозмущенная скорость электронов); $\widetilde{\gamma} = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$ — релятивистский фактор электрона на выходе из пространства взаимодействия, угловые скобки означают усреднение по всем электронам, покидающим пространство взаимодействия за период волны.

Пучковая неустойчивость в условиях аномального эффекта Доплера есть процесс взаимодействия излучаемой электромагнитной волны с медленной волной плотности заряда пучка /3/. В простейшем случае спектр последней имеет вид:

$$\omega = ku - \omega_b\gamma^{-3/2}, \tag{1}$$

где ω_b — ленгмюровская частота электронов. Из формулы (2), а также из численных расчетов /4/ следует, что минимальная скорость, до которой может затормозиться электронный пучок при развитии неустойчивости, порядка фазовой скорости медленной волны ω/k, то есть

$$v_{min} = u(1 - \omega_b\gamma^{-3/2}/ku). \tag{2}$$

В реальных условиях, как правило, с большим запасом выполняется неравенство $\omega_b\gamma^{-3/2}/ku \sim \omega_b\gamma^{-3/2}/\omega \ll 1$. Предположим также, что пучок сильно релятивистский, то есть $\gamma \gg 1$ или $u \approx c$.

Используя приведенные соотношения, получаем максимальную оценку для электронного КПД излучателя

$$\text{КПД} = \langle[1 - (1 + \mu)^{-1/2}]\rangle, \tag{3}$$

где $\mu = 2\gamma^{1/2}\omega_b/\omega$. Оценка (3) дает максимально возможное (по существу недостижимое) значение КПД. Дело в том, что не все электроны тормозятся до скорости (2), кроме того, из-за нелинейного нарушения синхронизма между излучаемой и медленной пучковой волнами такого торможения может не испытать вообще ни один электрон /5/. Как показывают численные расчеты /4, 6/, оценка (3) верно отражает зависимость реального КПД от μ только при $\mu \ll 1$, когда (3) сводится к виду КПД = $\mu/2$. Поэтому простейшая оценка (3) для КПД излучателя требует уточнения.

Введем параметр $\nu = |\delta\omega/\omega_b\gamma^{-3/2}|$, где $\delta\omega$ — инкремент пучковой неустойчивости. В режиме аномального эффекта Доплера $\nu < 1$ /4–6/. В противном случае неустойчивость переходит в режим одночастичного вынужденного эффекта Черенкова, который здесь не рассматривается. Параметр ν определяет нелинейную динамику и насыщение пучковой неустойчивости. При $\nu \ll 1$ неустойчивость насыщается из-за нарушения условия синхронизма (1) (нелинейный сдвиг частоты), что обусловлено торможением пучка и изменением его релятивистского фактора /5/. Эти процессы описаны аналитически и получена точная формула для максимального КПД /7/:

$$\text{КПД} = 2\nu\mu/(1 + 3\mu/2 + 3\mu^2/8)\,. \qquad (4)$$

При $\nu \gtrsim 0{,}2$ нелинейный сдвиг частоты не стабилизирует неустойчивость полностью. Появляются электроны, заторможенные до скорости (2); в дальнейшем они отражаются от горбов потенциала пучковой волны и пучок термализуется. Этот процесс описан численно.

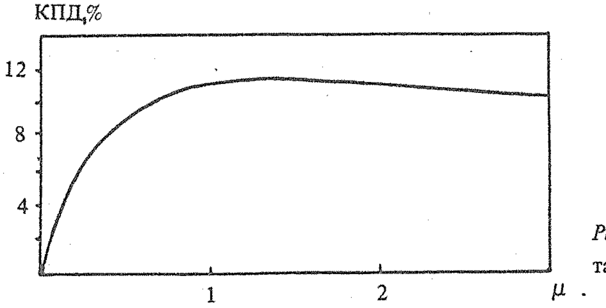

Рис. 1. Зависимость КПД от параметра μ при $\nu = 0{,}3$ (по результатам работы /6/).

На рис. 1 приведена зависимость КПД от параметра μ, полученная численно для $\nu = 0{,}3$. Эта зависимость и зависимость (4) при малых μ согласуются с (3). Но при $\mu > 1$ поведение КПД иное, чем это следует из оценки (3). Важность параметра μ определяется тем, что в режиме аномального эффекта Доплера эффективность излучателя максимальна при $\mu \sim 1$. (При $\mu \ll 1$ пучок по существу является слаборелятивистским, хотя фактор γ у него при этом может быть и большим.)

Простая структура параметра μ и зависимость от него КПД позволяют оптимизировать конкретные СВЧ излучатели по их эффективности и облегчить последующие расчеты и экспериментальные исследования. Приведем ряд примеров.

Электростатический ондулятор /6/ или гофра (периодическая структура) /8/. В этих системах резонансная частота ω определяется из уравнений $\omega^2 = k_\perp^2 c^2 + k^2 c^2$, $\omega = (k + \chi)u - \omega_b \gamma^{-3/2}$, где $2\pi/\chi$ – период гофры или ондуляторного поля, $k_\perp$ – поперечное волновое число пространства взаимодействия. Решение этих уравнений (при $\chi u \gg \omega_b \gamma^{-3/2}$) имеет вид:

$$\omega_{1,2} = \chi u \gamma^2 \left(1 \pm (u/c)\sqrt{1 - k_\perp^2 c^2/\chi^2 u^2 \gamma^2}\right).$$

Обычно (хотя и не обязательно) $\chi u \sim k_\perp c$; тогда при $\gamma^2 \gg 1$ формулы для $\omega_{1,2}$ упрощаются (при $\chi u \sim k_\perp c$ условие $\chi u \gg \omega_b \gamma^{-3/2}$ сводится к необходимому требованию малости тока пучка по сравнению с током Пирса /9/): $\omega_1 = 2\chi u \gamma^2$, $\omega_2 \sim \chi u$. При этом для излучателя на высокой частоте ω_1 имеем

$$\mu = (\omega_b^2 \gamma^{-3}/\chi^2 u^2)^{1/2} \sim (\omega_b^2 \gamma^{-3}/k_\perp^2 u^2)^{1/2}\,. \qquad (5)$$

В силу необходимой малости тока пучка по сравнению с током Пирса параметр (5) мал. Следовательно рассмотренный высокочастотный излучатель является слаборелятивистским и малоэффективным.

В случае излучателя на низкой частоте

$$\mu \sim (\omega_b^2 \gamma/\chi^2 u^2)^{1/2} \sim \gamma(\omega_b^2 \gamma^{-1}/k_\perp^2 u^2)^{1/2}\,. \qquad (6)$$

На величину параметра (6) принципиальных ограничений нет*. Поэтому низкочастотные излучатели (они известны как генераторы встречной волны и генераторы π-вида /10/) являются высокоэффективными.

Излучатель на изотропном диэлектрическом волноводе. В этой системе резонансная частота определяется из уравнений $\omega^2 = k_\perp^2 c_0^2 + k^2 c_0^2$, $\omega = ku - \omega_b \gamma^{-3/2}$, где $c_0 = c/\sqrt{\epsilon}$, ϵ – диэлектрическая проницаемость заполнения волновода. Пусть замедление волн в диэлектрике слабое (то есть c_0 близко к u) и пусть

---

* Отношение $\omega_b^2 \gamma^{-1}/k_\perp^2 u^2$ порядка отношения тока пучка к предельному вакуумному току /9/ и в вакуумной системе может приближаться к единице.

$$1 - c_0/u \ll \omega_b \gamma^{-3}/k_\perp^2 u^2 \ll 1. \qquad (7)$$

Тогда резонансная частота определяется выражением $\omega = \omega_b \gamma^{-3/2} c_0/(u - c_0)$. Отсюда следует, что

$$\mu = 2\gamma^2 (u/c_0 - 1) \sim \gamma^2/\gamma_0^2, \qquad (8)$$

где $\gamma_0 = (1 - c_0^2/u^2)^{-1/2}$. Параметр (8) не зависит от тока пучка. Можно показать, что при выполнении условий (7) от плотности пучка не зависит и инкремент неустойчивости /11/. Поэтому в соответствии с (4), (8) эффективность излучателя пропорциональна ω_b^{-1}. Абсолютный максимум эффективности при любом ω_b достигается при $\mu \sim 1$, или $\gamma \sim \gamma_0$. Это верно пока выполнено левое неравенство (7); в противном случае аномальный эффект Доплера переходит в одночастичный эффект Черенкова /11/.

Перепишем левое неравенство (7) в эквивалентном виде $\mu \ll \omega_b^2 \gamma^{-1}/k_\perp^2 u^2$.

Видно, что если ток пучка меньше предельного вакуумного, то $\mu \ll 1$ и излучатель является слаборелятивистским и малоэффективным. Поэтому достичь высокой эффективности излучения в диэлектрических системах можно только используя нейтрализованные пучки.

Плазменный излучатель на кабельной волне /12/. В этой системе резонансная частота определяется выражением $\omega = (\omega_p^2 - k_\perp^2 u^2 \gamma^2)^{1/2}$, где ω_p – плазменная частота. Из условий одномодового излучения вытекает, что ω_p того же порядка, что $k_\perp u \gamma$ /8/. Таким образом, $\mu \approx (\omega_b^2 \gamma^{-1}/k_\perp^2 u^2)^{1/2}$. Поскольку статический заряд пучка нейтрализован плазмой, то на величину этого параметра ограничений нет. Этим и объясняется высокая эффективность плазменных излучателей /13/. Максимум эффективности достигается при токе пучка близком к предельному вакуумному, что свойственно вероятно плазменным излучателям любого типа /14/.

ЛИТЕРАТУРА

1. Релятивистская высокочастотная электроника. Сборники. Под ред. А.В.Гапонова-Грехова. Горький, изд. ИПФ АН СССР, в. 1, 1979 г., в. 2, 1981 г., в. 3, 1983 г., в. 4, 1984 г.
2. Генераторы и усилители на релятивистских электронных потоках. Сборник. Под ред. В.М.Лопухина. М., изд. МГУ, 1987.
3. Файнберг Я. Б. Атомная энергия, 11, 313 (1961).
4. Кузелев М. В., Панин В. А. Изв. ВУЗов "Радиофизика", 27, 426 (1984).
5. Кузелев М. В., Панин В. А. Изв. ВУЗов "Физика", № 1, 31 (1984).
6. Кузелев М. В. ЖТФ, 53, 1029 (1983).
7. Кузелев М. В., Рухадзе А. А., Санадзе Г. В. ЖЭТФ, 89, 1591 (1985).
8. Богданкевич Л. С., Кузелев М. В., Рухадзе А. А. УФН, 133, 3 (1981).
9. Рухадзе А. А. и др. Физика сильноточных релятивистских электронных пучков. М., Атомиздат, 1980.
10. Александров А. Ф. и др. ЖТФ, 50, 2381 (1980).
11. Александров А. Ф., Кузелев М. В., Пыркина О. Е. Вестник МГУ, сер. физика, астрономия, 27, 95 (1986).
12. Кузелев М. В., Панин В. А. Изв. ВУЗов "Физика", № 3, 120 (1985).
13. Кузелев М. В. и др. ЖЭТФ, 83, 1359 (1982).
14. Кузелев М. В., Рухадзе А. А., Филиппычев Д. С. Физика плазмы, 8, 537 (1982).

Институт общей физики АН СССР

Поступила в редакцию 12 января 1988 г.