

## ПРОБЛЕМЫ СИЛЬНОТОЧНОЙ ПЛАЗМЕННОЙ СВЧ ЭЛЕКТРОНИКИ

М.В. Кузелев, А.А. Рухадзе

*Перечислены основные требования, предъявляемые к релятивистским электронным пучкам, используемым в плазменной электронике для генерации когерентного СВЧ излучения. Рассмотрены комптоновский и рамановский режимы генерации и указаны зависимости КПД излучения от тока пучка в каждом из них.*

Плазменная СВЧ электроника как одно из новых направлений в электронике высоких частот начинается с основополагающих работ А.И. Ахизера, Я.Б. Файнберга /1/ и Д. Боба, Е. Гросса /2/. Плазменные источники электромагнитных волн обладают рядом преимуществ по сравнению с соответствующими вакуумными системами. Преимущества эти особенно существенны в сильнорелятивистском случае. Перечислим, на наш взгляд, основные из них.

1. В вакуумных системах не допускается использование электронных пучков с токами, превышающими предельный вакуумный /3/. По порядку величины это означает, что

$$\omega_b^2 < k_{\perp}^2 u^2 \gamma, \quad (1)$$

где  $\omega_b$  — ленгмюровская частота электронов пучка;  $u$  — их скорость;  $\gamma = (1 - u^2/c^2)^{-1/2}$  — релятивистский фактор;  $k_{\perp}$  — поперечное волновое число для конкретной электродинамической системы. Плазма нейтрализует статический заряд пучка, и поэтому ограничение (1) снимается, т.е. в плазменных системах можно использовать электронные пучки с током, превышающим предельный вакуумный.

2. Обычно в вакуумных системах частота генерации определяется их поперечными размерами и жестко задана ( $\omega \sim k_{\perp} c$ ). В плазменных системах частота генерации зависит от ленгмюровской частоты электронов плазмы  $\omega_p$ . Последняя легко меняется в широких пределах, что позволяет плавно изменять частоту генерации.

3. Одномодовая генерация в плазме реализуется, если /4/

$$\omega_p^2 \sim k_{\perp}^2 u^2 \gamma^2. \quad (2)$$

Поскольку частота генерации определяется величиной  $\omega_p \propto \gamma$ , то и  $\omega \sim k_{\perp} c \gamma$ , т.е. в  $\gamma$  раз выше, чем в вакуумных системах. Если в параметрических вакуумных системах можно получить излучение с  $\omega \sim k_{\perp} c \gamma^2$ , то в соответствующих плазменных источниках  $\omega \sim k_{\perp} c \gamma^3$ .

4. Из-за характерного почти линейного закона дисперсии медленных электромагнитных волн в замагниченной плазме плазменные черенковские усилители весьма широкополосны.

Реализация преимуществ плазменной СВЧ электроники порождает много сложных проблем. Основная из них связана, на наш взгляд, с сильноточностью. Поясним, что имеется в виду.

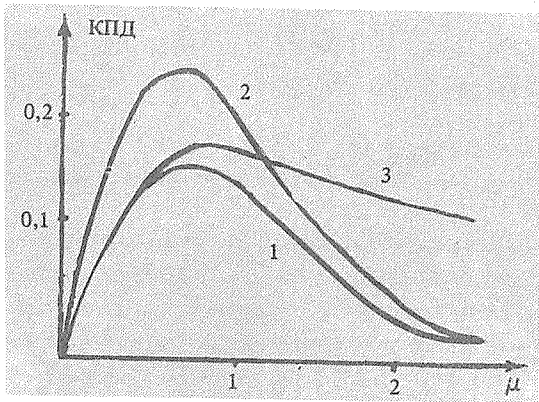
Мощность генерируемого излучения пропорциональна току пучка, умноженному на электронный КПД. Если с ростом тока  $J_b$  КПД падает быстрее, чем  $J_b^{-1}$ , то такое преимущество как сильноточность становится чисто формальным. Между тем в работах /5, 6/ показано, что при увеличении тока пучка механизм пучковой неустойчивости в плазме меняется: происходит изменение поляризации возбуждаемых волн, а электронный пучок аperiodически модулируется по плотности. Все это приводит к резкому уменьшению КПД. Соответствующие зависимости приведены на рис. 1, где  $\mu = (4\omega_p^2 \gamma^{-1} / k_{\perp}^2 u^2)^{1/3}$  — параметр, пропорциональный корню кубическому из отношения тока пучка к предельному вакуумному току. На рис. 1 кривая 1 соответствует усилению на резонансной частоте  $\omega = \sqrt{\omega_p^2 - k_{\perp}^2 u^2} \gamma^2$ , а кривая 2 — на частоте максимального усиления

$$\omega = \sqrt{\omega_p^2 - k_{\perp}^2 u^2 \gamma^2 / 2\mu^3}, \quad \mu^3 \gg 1.$$

Обе кривые спадают как  $\mu^{-3}$ , т.е. как  $J_b^{-1}$ . Следовательно, выигрыша по мощности нет.

Выйти из создавшегося положения можно только целенаправленными изменениями механизма пучковой неустойчивости в плазме. Для этого есть несколько способов, три из которых мы и обсудим.

1. При увеличении тока становятся существенными поля ВЧ пространственного заряда пучка. Знак этих полей определяется знаком эффективной диэлектрической проницаемости плазменной системы, например, волновода. Если пучок и плазма однородны по сечению волновода, то поля пространственного заряда приводят к аperiodической модуляции пучка и КПД резко падает. Именно к этому случаю относятся кривые 1 и 2 рис. 1. Но эффективная диэлектрическая проницаемость плазмы зависит от поперечной геометрии системы, в частности, в случае тонкого пучка является функцией его положения /7/. Меняя место инжекции пучка, можно изменять знак эффективной диэлектрической проницаемости, а тем самым и направление полей ВЧ



Р и с. 1. Зависимость КПД от тока пучка: 1 – комptonовский режим; 2 – комptonовский режим с нейтрализованным по заряду пучком; 3 – рамановский режим.

пространственного заряда. Более того, эти поля можно вообще скомпенсировать. В последнем случае зависимость КПД от  $\mu$  примет вид кривой 3 на рис. 1. Здесь уже  $\text{КПД} \propto \mu^{-1}$ , т.е. выигрыш по мощности значительный. В качестве примера укажем, что в круглом плазменном волноводе радиуса  $R$  с тонким трубчатым пучком радиуса  $r_b$  поля пространственного заряда исчезают при  $r_b \sim 0,1R$  или при  $r_b = 0,73R$  /7/.

2. Если не только пучок, но и плазма неоднородны по сечению волновода, то появляются новые возможности управления КПД. В частности, если пучок и плазма разведены в пространстве, то при увеличении плотности пучка неустойчивость переходит в режим простого распада или аномального эффекта Доплера /8/. При этом КПД ведет себя аналогично кривой 3 рис. 1. т.е. остается высоким. Волновод с неоднородной плазмой имеет еще ряд достоинств, что было продемонстрировано в экспериментах /9/.

3. Неустойчивость в условиях аномального эффекта Доплера можно реализовать и при однородном заполнении волновода пучком и плазмой, если только  $\omega_p^2 < k_{\perp}^2 u^2 \gamma^2$ . В этом случае резонансная неустойчивость невозможна, а неустойчивость в условиях аномального эффекта Доплера носит пороговый по плотности пучка характер. При этом КПД остается довольно высоким, а возбуждаемая частота существенно зависит от плотности электронов пучка /10/.

Из сказанного следует, что сильноточность действительно является важным достоинством плазменной СВЧ электроники. Единственное принципиальное ограничение на плотность заряда пучка

$$\omega_b^2 \ll k_{\perp}^2 u^2 \gamma^3 \quad (3)$$

следует из того, что ток не может быть больше предельного пирсовского /3/. Условие сильноточности совместно с (3) дает диапазон изменения  $\omega_b^2$  в сильноточной плазменной электронике:

$$k_{\perp}^2 u^2 \gamma < \omega_b^2 \ll k_{\perp}^2 u^2 \gamma^3. \quad (4)$$

Последнее реализуемо лишь при  $\gamma^2 \gg 1$ . Это означает, что сильноточная плазменная электроника является принципиально релятивистской и даже ультра-релятивистской. Отметим, что хорошая нейтрализация пучка возможна, если  $\omega_b^2 < \omega_p^2$ , что с учетом (2) сужает область (4) до следующей

$$k_{\perp}^2 u^2 \gamma < \omega_b^2 < k_{\perp}^2 u^2 \gamma^2,$$

что еще более усиливает требование к высокому релятивизму пучков.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Ахиезер А.И., Файнберг Я.Б. ДАН СССР, 69, № 4, 555 (1949).
2. Bohm D., Gross E. Phys. Rev. 75, 1851 (1949).
3. Богданкевич Л.С., Рухадзе А.А. УФН, 103, 609 (1971).
4. Богданкевич Л.С., Кузелев М.В., Рухадзе А.А. УФН, 133, 3 (1981).
5. Айзацкий Н.И. Физика плазмы, 6, 597 (1980).
6. Кузелев М.В., Рухадзе А.А., Филиппычев Д.С. Физика плазмы, 8, 537 (1982).
7. Кузелев М.В. и др. Письма в ЖТФ, 10, 228 (1984).
8. Кузелев М.В., Рухадзе А.А. В сб. 1У Всесоюзный симпозиум по сильноточной электронике. Томск, ИСЭ СО АН СССР, 1982, с. 269.
9. Кузелев М.В. и др. ЖЭТФ, 83, 1353 (1982).
10. Блюх Ю.П. и др. ДАН СССР, 275, 56 (1984).

Институт общей физики  
АН СССР

Поступила в редакцию 21 июня 1985 г.