

01;09;10

## **О возможности использования режима больших орбит для работы на гармониках баунс-частоты в МСЭ с ведущим магнитным полем**

© Н.С. Гинзбург, И.Э. Каменецкий, А.А. Каминский,  
А.К. Каминский, Н.Ю. Песков, С.Н. Седых, А.П. Сергеев

Институт прикладной физики РАН, Н. Новгород  
Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Поступило в Редакцию 8 августа 1998 г.

Для продвижения МСЭ, реализованного на базе ускорителя ЛИУ-3000 (ОИЯИ, г. Дубна), в коротковолновую часть миллиметрового диапазона предложено использовать излучение на гармониках баунс-частоты электронного пучка, движущегося по винтовой траектории с большим в масштабе поперечной неоднородности ВЧ-поля радиусом вращения и селективно возбуждающего моду цилиндрического волновода с азимутальным индексом, равным номеру гармоники.

Мазеры на свободных электронах (МСЭ) с ведущим магнитным полем являются перспективными источниками мощного микроволнового излучения. Высокоэффективная работа этих приборов в длинноволновой части миллиметрового диапазона была продемонстрирована как для усилительных [1,2], так и для генераторных [3] схем. В этих экспериментах использовались тонкие приосевые нитевидные РЭП, движущиеся в поле винтового ондулятора и ведущем продольном магнитном поле. Взаимодействие частиц с синхронной волной с частотой  $\omega$  и продольным числом  $h$  осуществлялось на основной гармонике ( $n = 1$ ) баунс-частоты  $\Omega_b = 2\pi\nu_{\parallel}/d$ :

$$\omega - h\nu_{\parallel} = n\Omega_b \quad (1)$$

( $\nu_{\parallel}$  — поступательная скорость частиц,  $d$  — период ондулятора). При движении частиц с энергией 0.5 — 1 MeV через ондуляторы с периодом 3–7 см получено излучение с длиной волны 8–10 mm, выходной мощностью 30–60 MW и электронным КПД 25 ÷ 30% [1–3].

При заданной энергии частиц, фактически задаваемой типом используемого ускорителя, укорочение длины волны в принципе может быть достигнуто либо путем уменьшения периода ондулятора, либо работой на гармониках баунс-частоты. Однако требования электропрочности, тепловые нагрузки и т.д. делают затруднительной реализацию токовых ондуляторов с периодом, меньшим 3–5 см. Кроме того, при сохранении поперечного сечения пространства взаимодействия (что является необходимым при использовании сильноточных РЭП) уменьшение периода ондулятора сопряжено с увеличением поперечной неоднородности ондуляторного поля, увеличением скоростного разброса частиц, приобретаемым в ондуляторе, и, как следствие, падением КПД.

В этой связи перспективным путем увеличения частоты излучения МСЭ представляется работа на гармониках баунс-частоты [4,5]. Это позволяет при сохранении геометрических размеров электронно-оптической системы получить в  $n$  раз более коротковолновое излучение по сравнению с резонансом на основной гармонике. Более того, при использовании в качестве электродинамической системы осесимметричного волновода излучение тонкого приосевого нитевидного пучка в винтовом ондуляторе возможно только на волноводной моде, азимутальный индекс которой  $m$  равен номеру баунс-гармоники:  $m = n$ . Это позволяет осуществить селективную дискриминацию возбуждения паразитных мод. Следует отметить, что предлагаемый механизм селекции рабочей моды аналогичен используемому в гиротронах с так называемыми большими орбитами [6,7].

Энергообмен тонкого РЭП, движущегося в винтовом ондуляторе по стационарной винтовой траектории с поперечной скоростью  $v_{\perp}$  и радиусом орбиты  $a_{\perp} = v_{\perp}/\Omega_b$  и взаимодействующего в условиях резонанса (1) с модой  $H_{m,k}$  круглого волновода, может быть описан следующими усредненными уравнениями:

$$\frac{dE}{dz} = \operatorname{Re} \left\{ (-1)^m e A_0 \frac{v_{\perp}}{\nu_{\parallel}} J_{m-n}(\kappa_{\perp} R) e^{i(n-m)\Psi} J'_m(\kappa_{\perp} a_{\perp}) e^{j\Theta} \right\},$$

$$\frac{d\Theta}{dz} = \frac{1}{\nu_{\parallel}} (\omega - n\Omega_b) - h, \quad (2)$$

где  $E = \gamma mc^2$  — энергия частиц,  $\Theta = \omega t - hz - n\Omega_b t$  — фаза частиц относительно синхронной волны,  $A_0$  — амплитуда синхронной волны,  $\kappa_{\perp} = \sqrt{\omega^2/c^2 - h^2}$  — поперечное волновое число волны,

$(R; \Psi)$  — полярные координаты места инжекции пучка,  $J_k$  — функция Бесселя  $k$ -го порядка,  $J'_k$  — ее производная. Граничные условия для моноэнергетического немодулированного по фазам влета пучка имеют вид

$$E|_{z=0} = E_0, \quad \Theta|_{z=0} = \Theta_0 \in [0, 2\pi). \quad (3)$$

Множитель  $J_{m-n}(\kappa_{\perp} R)$  в уравнении (2а) описывает указанный выше механизм селекции мод по азимутальному индексу. Очевидно, что при центральной инжекции  $R = 0$  отличную от нуля связь с пучком имеет только мода  $m = n$ . Для этого случая представим уравнения (2) в виде, универсальном для приборов с преобладающей инерционной группировкой [8]:

$$\frac{du}{dZ} = \sin \Theta, \quad \frac{d\Theta}{dZ} = \Delta + u \operatorname{sign} \mu. \quad (4)$$

Здесь использованы безразмерные переменные:  $Z = hz\sqrt{\alpha_s \rho \mu}$ ,  $u = (1 - \gamma/\gamma_0)\sqrt{\mu/\alpha_s \rho}$ ,  $\Delta = [\beta_{ph}\beta_{\parallel 0}^{-1}(1 - n\Omega_b/\omega) - 1]/\sqrt{\alpha_s \rho \mu}$  — начальная расстройка синхронизма,  $\mu = d\beta_{\parallel}^{-1}/d\gamma$  — параметр инерционной группировки [8–10],  $\alpha_s = eA_0/\gamma_0 hmc^2$ ,  $\rho = J'_n(\kappa_{\perp} a_{\perp})\beta_{\perp}/\beta_{\parallel}$  — коэффициент связи электронов с волной. КПД в новых переменных определяется выражениями

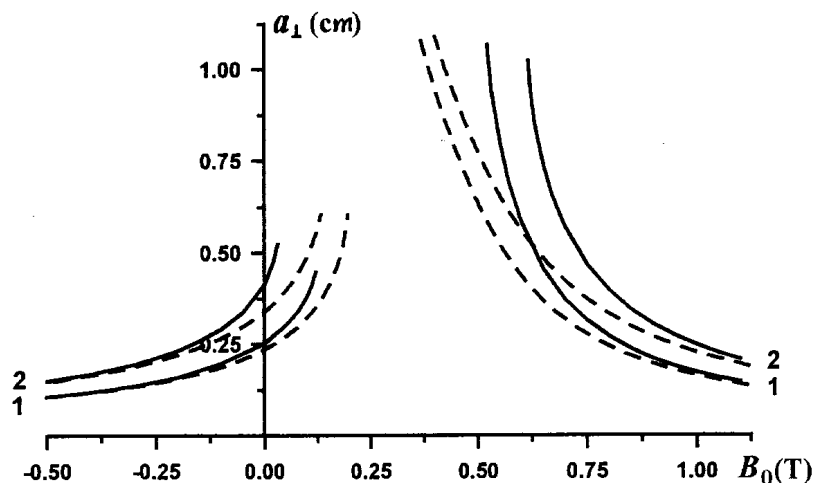
$$\eta = \sqrt{\frac{\alpha_s \rho}{\mu}} \frac{\hat{\eta}}{1 - \gamma_0^{-1}}, \quad \hat{\eta} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} u d\Theta_0. \quad (5)$$

Максимум приведенного КПД  $\hat{\eta}_{\max} = 1.37$  достигается при  $\Delta_{opt} = -1.3 \operatorname{sign} \mu$ ,  $L_{opt} = 3.9$ . Стартовый ток генератора равен

$$I_{st} = \frac{mc^3}{e} \frac{\gamma_0 S N}{\pi l^2 Q \mu \rho^2}, \quad (6)$$

где  $S = \pi D^2/4$  — площадь поперечного сечения волновода,  $l$  — длина пространства взаимодействия,  $N = (1 - 4m^2/\kappa_{\perp}^2 D^2)J_m^2(\kappa_{\perp} D/2)$  — норма волны,  $Q$  — добротность резонатора.

При выполнении условия дипольности  $\kappa_{\perp} a_{\perp} \ll 1$  коэффициенты связи достаточно быстро уменьшаются с ростом номера гармоники:  $\rho \approx (\kappa_{\perp} a_{\perp})^{n-1} \beta_{\perp} / 2^n \beta_{\parallel} (n-1)!$ , что приводит к быстрому увеличению



**Рис. 1.** Зависимость радиуса вращения электронов в адиабатически включаемом винтовом ондуляторе от напряженности ведущего магнитного поля: 1 —  $B_w = 0.1$  Т, 2 —  $B_w = 0.14$  Т. Пунктир соответствует аппроксимации по формуле (7) ( $d = 6$  см,  $\gamma = 2.6$ ).

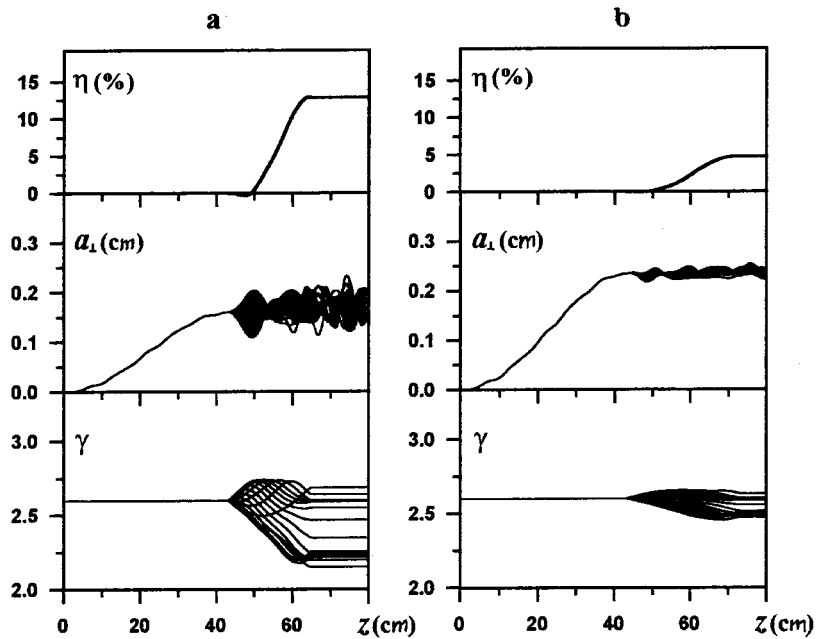
стартового тока генератора (6) и снижению КПД (5). Вместе с тем эффективное излучение на гармониках возможно при выполнении условия недипольности  $\kappa_{\perp} a_{\perp} \sim 1$ , когда радиус электронной орбиты порядка масштаба поперечной неоднородности поля волны. Таким образом, для работы МСЭ на высоких гармониках требует увеличения радиуса электронных орбит по сравнению с работой на основной гармонике.

Радиус вращения электронов (радиус электронной орбиты), приобретаемый в адиабатически включаемом поле ондулятора, в зависимости от напряженности ведущего и ондуляторного полей приведен на рис. 1. Видно, что необходимый для эффективной работы МСЭ на гармониках орбит  $a_{\perp} \approx 0.2 \div 0.3$  см может быть обеспечен при параметрах, близких к условиям эксперимента [3] в режиме с так называемым обратным ведущим полем [1,2] (обозначенным знаком "—" на рис. 1), когда направление вращения частиц в винтовом ондуляторе противоположно направлению их вращения в ведущем поле. В этих условиях радиус вращения частиц

в ондуляторе может быть аппроксимирован формулой [9,10]

$$a_{\perp} = \frac{eH_w d}{2\pi\gamma mc(\omega_H + \Omega_b)}. \quad (7)$$

Как показывает теоретический анализ [3,11], достоинством работы МСЭ в режимах, удаленных от циклотронного резонанса, и в том числе режиме с обратным ведущим полем являются высокое качество формирования винтовых РЭП в ондуляторе и низкая чувствительность к начальному скоростному разбросу частиц. Это подтверждают и резуль-



**Рис. 2.** Зависимость от продольной координаты  $z$  электронного КПД, а также энергий и радиусов вращения частиц с различными начальными фазами при возбуждении моды  $H_{m,1}$ :  $a$  —  $m = 2$ ,  $\lambda = 4$  mm,  $B_w = 0.1$  T,  $A_0 = 350$  kV/cm;  $b$  —  $m = 4$ ,  $\lambda = 2$  mm,  $B_w = 0.14$  T,  $A_0 = 550$  kV/cm ( $d = 6$  cm,  $\gamma = 2.6$ ,  $D = 2$  cm,  $B_0 = -0.2$  T).

таты экспериментов [1–3], в которых максимальная для миллиметровых МСЭ с ведущим магнитным полем эффективность (25–30%) получена в указанном режиме. Высокий КПД МСЭ с обратным ведущим полем, достигнутый на основной гармонике баунс-частоты в длинноволновой части миллиметрового диапазона, позволяет ожидать достаточно высокую эффективность и в экспериментах на гармониках в более коротковолновых диапазонах.

4. Исходя из результатов приведенного анализа, оценим возможность работы на гармониках баунс-частоты в коротковолновой части миллиметрового диапазона МСЭ на основе ускорителя ЛИУ-3000 (ОИЯИ, г. Дубна) (1 MeV/200 A/200 ns). Рабочая поперечная скорость электронов  $\beta_{\perp} \approx 0.2–0.3$  (радиус орбит  $a_{\perp} \approx 0.2–0.3$  см) может быть обеспечена в ондуляторе с периодом  $d = 6$  см и амплитудой ондуляторного поля 0.1–0.15 Т в режиме обратного ведущего поля с напряженностью около 0.2 Т. При указанных параметрах генерация с длиной волны 4 мм может быть получена при работе МСЭ на второй гармонике баунс-частоты и возбуждении моды  $H_{2,1}$  круглого волновода диаметром 2 см. Селективная обратная связь для рабочей моды может быть реализована с помощью двухзеркального брэгговского резонатора [8], который выполнен в виде волноводных секций, гофрированных с периодом 2 мм и глубиной 0.2 мм и разделенных участком регулярного волновода. Анализ усредненных уравнений (4), а также численное моделирование полных (не усредненных) уравнений движения частиц, приведенное на рис. 2, а, показывают, что при параметрах, близких к условиям проектируемого эксперимента, на длине волны 4 мм могут быть получены КПД около 15% и выходная мощность 20–30 MW. Согласно (6), при добротности резонатора  $Q \approx 2000$  стартовый ток генератора составляет 20 А.

Излучение с длиной волны 2 мм может быть получено на четвертой гармонике баунс-частоты при возбуждении моды  $H_{4,1}$ . Моделирование позволяет ожидать при оптимальных параметрах генератора эффективность около 5% и выходную мощность около 5–10 MW (рис. 2, б). При сверхразмерности волновода  $D/\lambda \geq 10$  для разрежения спектра поперечных мод и сохранения селективности обратной связи целесообразно использовать брэгговский резонатор, открытый в поперечном направлении [12,13].

## Список литературы

- [1] *Kaminsky A.A., Kaminsky A.K., Rubin S.B.* // Particle Accelerators. 1990. V. 33. P. 189.
- [2] *Conde M.E., Bekefi G.* // Phys. Rev. Lett. 1991. V. 67. P. 3082.
- [3] *Ginzburg N.S., Kaminsky A.A., Kaminsky A.K., Peskov N.Yu., Sedykh S.N., Sergeev A.P., Sergeev A.S.* // IEEE Trans. on Plasma Sci. 1998. V. 26. N 3. P. 786.
- [4] *Гинзбург Н.С.* // ЖТФ. 1981. Т. 51. В. 4. С. 764.
- [5] *Colson W.B.* // IEEE J. Quant. Electr. 1981. V. QE-17. N 8. P. 1417.
- [6] *McDermott D.B., Luhmann N.C., Kupiszewski A., Jory H.P.* / Phys. Fluids. 1983. V. 26. P. 1936.
- [7] *Bratman V.L., Kalynov Yu.K., Kolganov N.G., Manuilov V.N., Ofitserov M.M., Savilov A.V., Samsonov V.L., Volkov A.B.* // Proc. of III Int. Workshop "Strong microwaves in plasmas". Nizhny Novgorod. Russia. 1996. V. 2. P. 745.
- [8] *Bratman V.L., Denisov G.G., Ginzburg N.S., Petelin M.I.* // IEEE J. Quant. Electr. 1983. V. QE-19. N 3. P. 282.
- [9] *Freund H.P., Jounston S., Sprangle P.* // IEEE J. of Quant. Electr. 1983. V. QE-19. N 3. P. 322.
- [10] *Гинзбург Н.С., Песков Н.Ю.* // ЖТФ. 1998. Т. 58. В. 5. С. 859.
- [11] *Peskov N.Yu., Samsonov S.V., Ginzburg N.S., Bratman V.L.* // Nuclear Instr. and Meth. in Phys. Research A. 1998 (в печати).
- [12] *Bratman V.L., Denisov G.G., Samsonov V.L.* // Proc. of II Int. Workshop "Strong microwaves in plasmas". Nizhny Novgorod. Russia. 1993. V. 2. P. 690.
- [13] *Гинзбург Н.С., Песков Н.Ю., Сергеев А.С.* // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. В. 9. С. 23.