



РЕЛЯТИВИСТСКАЯ ВЫСОКОЧАСТОТНАЯ ЭЛЕКТРОНИКА

выпуск

7

Нижний
Новгород

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
ИНСТИТУТ ПРИКЛАДНОЙ ФИЗИКИ

**РЕЛЯТИВИСТСКАЯ
ВЫСОКОЧАСТОТНАЯ
ЭЛЕКТРОНИКА**

**Материалы VII семинара
(г. Томск, 25–27 ноября 1991 г.)**

Выпуск 7

Нижний Новгород – 1992

Издано по решению редакционно-издательского совета
Института прикладной физики РАН

УДК 621 385 6

Релятивистская высокочастотная электроника. Вып 7 / ИПФ РАН.
Нижний Новгород, 1992 166 с

Сборник посвящен теоретическим и экспериментальным исследованиям мощных релятивистских электронных СВЧ-генераторов, в том числе мазеров и лазеров на свободных электронах. В сборнике нашли также отражение исследования взаимодействия электромагнитных волн с релятивистскими электронными пучками в системах с плазменным заполнением.

Книга предназначена для физиков — специалистов по высокочастотной электронике и ускорительной технике, а также аспирантов и студентов соответствующих специальностей

Рецензенты

доктор физико-математических наук П С СТРЕЛКОВ,
доктор физико-математических наук Ш. Е ЦИМРИНГ

Ответственный редактор

А В ГАПОНОВ-ГРЕХОВ

Редколлегия

Э Б. АБУБАКИРОВ, В Л БРАТМАН,
М И ПЕТЕЛИН (зам отв редактора),
Н Н КРАЛИНА (отв секретарь)

ISBN 5-201-09293-4

© Институт прикладной физики РАН, 1992 г.

CONTENTS

Preface.....	5
E. B. Abubakirov, N. F. Kovalev. Cyclotron effects in relativistic microwave Cherenkov-type device.....	7
V. L. Bratman, N. S. Ginzburg, A. V. Saviolov. Regime of trapping and adiabatic particle retardation in relativistic CRM with the profiled magnetostatic field.....	22
E. L. Saldin, E. A. Shneidmiller, M. Yu. Yurkov. Simulation of the nonlinear operation of a FEL-amplifier with the circular beam.....	40
A. A. Kaminskii, A. K. Kaminskii, S. B. Rubin, V. P. Sarantsev, A. P. Sergeev, N. Ya. Kotsarenko, A. A. Silivra. Study of FEL with strong helical pumping and reverse guiding field.....	60
<u>A. I. Pavlovskii</u> , V. C. Bosamykin, V. D. Selemir, V. S. Gordeev, A. E. Dubinov, A. P. Klement'ev, V. G. Kornilov, V. E. Vatrugin, V. S. Zhdanov, I. V. Kovalev, I. G. Prikhod'ko, V. G. Suvorov, K. V. Shibalko. Linear induction accelerators for microwave oscillators.....	81
Ya. B. Fainberg, A. K. Berezin, V. A. Balakirev, Yu. P. Bliokh, V. A. Kiselev, V. V. Mukhin, I. N. Onishchenko, G. V. Sotnikov. Acceleration of charged particles by the waves of charge density in plasma.....	104
N. S. Ginzburg, N. I. Karbushev, A. D. Shatkus. Theory of emissive relaxation of transverse bounded relativistic electron beams in plasma.....	143

ОТ РЕДАКТОРА

Данный сборник, как и предыдущие с тем же названием, включает в себя статьи главным образом двух типов: а) обзоры, систематизирующие достижения в решении отдельных "подпроблем" высокочастотной релятивистской электроники, и б) оригинальные статьи, описывающие особо интересные свежие отечественные достижения в данной области.

Большой, основательный обзор посвящен результатам, полученным известным научным коллективом во главе с А. И. Павловским в области формирования интенсивных релятивистских электронных пучков методом линейного индукционного ускорения. Эти пучки с энергиями частиц до 14 МэВ и токами до 35 кА планируется использовать для создания мощных генераторов когерентного СВЧ-излучения.

Линейные индукционные ускорители успешно используются для целей СВЧ-электроники и в Объединенном институте ядерных исследований. Здесь электронный пучок весьма высокого качества использован для создания МСЭ-усилителя на длине волны 8 мм с выходной мощностью 20–30 МВт при КПД до 20% (статья А. А. и А. К. Каминских, С. Б. Рубина, В. П. Саранцева и др.).

Лазерам на свободных электронах посвящена и теоретическая статья Е. Л. Салдина, Е. А. Шнейдмиллера и М. В. Юркова, в которой подробно исследуется весьма сложная модель взаимодействия электромагнитной волны с пучком электронов, движущихся в пространственно-периодическом магнитостатическом поле. Как продольная, так и поперечная структуры высокочастотного поля находятся из самосогласованной системы уравнений; изучаются линейная и нелинейная стадии взаимодействия. Близкая по постановке задача, но для электронного пучка в плазме, рассмотрена в статье Н. С. Гинзбурга, Н. И. Карбушева и А. Д. Шаткуса.

К настоящему времени накоплен обширный материал, относя-

щийся к циклотронным эффектам в релятивистских электронных СВЧ-приборах черенковского типа. Первый эффект подобного рода, экспериментально обнаруженный около 15 лет назад М. Д. Райзером, Б. Д. Кольчугиным и объясненный Н. Ф. Ковалевым, выглядел как паразитный. Однако вскоре были предложены варианты и положительного использования таких эффектов — для селекции мод в СВЧ-генераторах с повышенным сечением пространства взаимодействия, для диагностики механизмов обратной связи и т. п. Анализ этих возможностей содержится в обзоре Э. Б. Абубакирова и Н. Ф. Ковалева.

Статья В. Л. Братмана, Н. С. Гинзбурга и А. В. Савилова посвящена важной с практической точки зрения проблеме повышения КПД релятивистских МЦР: теоретически оптимизируется профиль магнитостатического поля с целью обеспечить глубокое плавное торможение частиц, захваченных в движущуюся эффективную потенциальную яму.

Обзор Я. Б. Файнберга и его сотрудников по теме близок, а по прикладной цели противоположен другим статьям сборника, поскольку посвящен не преобразованию энергии частиц в электромагнитное излучение, а, наоборот, преобразованию энергии волн — конкретно плазменных — в энергию частиц. Однако совместная публикация таких, кажущихся разнородными, статей как раз и должна, по нашему мнению, способствовать взаимному обогащению двух близких ветвей физики — высокочастотной электроники и физики ускорителей.

Редколлегия и авторы сборника надеются, что он будет интересен и полезен как для специалистов в области СВЧ-электроники, так и для физиков более широкого профиля.

А. В. Гапонов-Грехов

ЦИКЛОТРОННЫЕ ЭФФЕКТЫ В РЕЛЯТИВИСТСКИХ СВЧ-ПРИБОРАХ ЧЕРЕНКОВСКОГО ТИПА

Э. Б. Абубакиров, Н. Ф. Ковалев

Принцип действия черенковских высокочастотных приборов основан на синхронном взаимодействии электромагнитных волн с волнами пространственного заряда (ПЗ) электронных пучков (рис.1) [1] В простейшем и наиболее интересном для приложений случае прямолинейных пучков фазовая скорость волн пространственного заряда близка к поступательной скорости электронов v_e , так что условие синхронизма можно записать в виде

$$|v_\phi - v_e| < v\lambda/2L, \quad (1)$$

где v_ϕ — фазовая скорость электромагнитной волны, λ — длина волны излучения, L — длина пространства взаимодействия

В мощных, в том числе и релятивистских, СВЧ-приборах для придания электронам прямолинейного движения обычно применяется продольное статическое (или квазистатическое) магнитное поле, при наличии которого в пучке существуют быстрые и медленные циклотронные волны [1], дисперсионные характеристики которых

$$\omega = hv_{||} \pm \omega_H \quad (2)$$

также показаны на рис. 1. В формуле (2) $\omega_H = eB_0/\gamma mc$ — цикло-

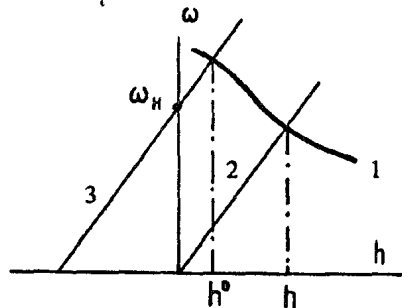


Рис. 1. Бриллюэновская диаграмма для электромагнитной волны (1), волн пространственного заряда (2) и быстрой циклотронной волны (3)

тронная частота, $\gamma = (1 - v_{\parallel}^2/c^2 - v_{\perp}^2/c^2)^{-1/2}$ — релятивистский фактор, v_{\parallel} и v_{\perp} — продольная и поперечная скорости электронов, m и e — их масса и заряд, B_0 — индукция магнитного поля. Взаимодействие электронов с электромагнитными высокочастотными полями ведет к возбуждению волн ПЗ и циклотронных волн, причем амплитуды последних тем меньше, чем больше B_0 . При конечных значениях B_0 возникающие циклотронные волны могут заметно изменить режим работы черенковских генераторов и усилителей, в особенности при резонансном характере циклотронного взаимодействия, т. е. когда ω и \hbar в формуле (2) совпадают с характеристиками рабочей волны. Краткому обзору подобных явлений и посвящена настоящая работа.

Особенности одновременного взаимодействия электромагнитных волн с циклотронными волнами и волнами пространственного заряда электронных потоков удобно рассмотреть на простой модели движения ультрарелятивистских ($\gamma \gg 1$) электронов в высокочастотном поле с фиксированной продольной структурой и круговой поляризацией без учета квазистатических полей и начального разброса электронов по энергиям и углам [2]:

$$\frac{d\rho}{d\zeta} = -\alpha \varepsilon \cos \theta, \quad (3)$$

$$\frac{du}{d\zeta} = \alpha \rho \cos \theta + \cos \varphi, \quad (4)$$

$$\frac{d\varphi}{d\zeta} = 2u - \delta + \rho^2, \quad (5)$$

$$\frac{d\theta}{d\zeta} = 2u(1 - \varepsilon) + \Delta + n\rho^2 + \frac{\alpha \varepsilon}{\rho} \sin \theta. \quad (6)$$

Здесь $\rho = \gamma \beta_{\perp} / \sqrt{F}$ — нормированный поперечный импульс, который предполагается малым ($\beta_{\perp} \ll \gamma^{-1}$) на всех этапах взаимодействия; $\zeta = \pi Fz / \gamma_0^2 \lambda$ — переменная, пропорциональная продольной координате z ; $u = (1 - \gamma/\gamma_0) / F$; γ_0 — начальная энергия электронов;

$$\alpha = F^{-3/2} \frac{eq}{mc^2 g^0} \hat{L} \left\{ \begin{matrix} E_z^0 \\ H_z^0 \end{matrix} \right\}, \quad (7)$$

$$\theta = \omega t - \hbar^0 z - \int \omega_H dt - \bar{\theta}, \quad (8)$$

$$F^2 = \frac{e \gamma_0 \lambda}{\pi mc^2} E_z, \quad (9)$$

$$\varphi = \omega t - kz \quad (10)$$

— соответственно амплитуды и фазовое положение электронов для компонент волн, связанных с поперечным (отмечены в дальнейшем индексом 0) и продольным движением; $\hat{L} = \partial/\partial x - \partial/\partial y$; $\bar{\theta}$ — угол вращения электрона, отсчитываемый от оси x ; g и

$$h = \sqrt{k^2 - g^2} \quad (11)$$

— поперечное и продольное волновые числа, причем введение двух разных волновых чисел h^0 и h (соответственно g^0 и g) позволяет учесть взаимодействие электронов с разными волнами или с разными пространственными гармониками одной и той же волны; $k = 2\pi/\lambda$;

$$\Delta = \frac{2\gamma_0^2}{F} (1 - h^0/k - v/\gamma_0 + 1/2\gamma_0^2), \quad (12)$$

$$\delta = \frac{2\gamma_0^2}{F} (h/k - 1 - 1/2\gamma_0^2), \quad (13)$$

— нормированные расстройки синхронизма для указанных компонент волн; $v = \gamma \omega_H/\omega$;

$$q = \begin{cases} 1 & \text{для } H\text{-волн} \\ (h^0/k - \beta_{110}) / (1 - h^0 \beta_{110}/k) & \text{для } E\text{-волн,} \end{cases} \quad (14)$$

$$\varepsilon = \gamma_0^2 (1 - \beta_{110} h^0/k) \quad (15)$$

— поляризационные факторы; $\beta_{110} = \beta_{11}(\zeta = 0)$. Остальные обозначения не отличаются от принятых в работе [2].

Граничные условия для уравнений (3)–(6) определяются исходным состоянием пучка. В частности, для стационарного и моноэнергетического на входе ($\zeta = 0$) пучка с нулевыми поперечными скоростями ($v_{\perp}(0) = 0$) в задаче об автоколебаниях граничные условия можно представить в виде

$$\rho(0) = 0, \quad u(0) = 0, \quad \theta(0) = \pi, \quad \varphi(0) = \varphi_0 \in [0, 2\pi). \quad (16)$$

Интегральную эффективность взаимодействия удобно характеризовать электронным КПД, вычисляемым по найденному состоянию электронного пучка на выходе ($\zeta = \zeta_*$) из пространства взаимодействия:

$$\eta = F \hat{\eta}, \quad \hat{\eta} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} u(\zeta_*) d\varphi_0. \quad (17)$$

Более детальные расчеты предполагают вычисление продольной и поперечной составляющих высокочастотного тока по найденным состояниям пучка в каждом сечении рабочего пространства или менее подробной характеристики — комплексной мощности.

В сформулированной задаче (3) — (17) учтено взаимодействие электронов только с одной из циклотронных волн, что понизило порядок системы уравнений и существенно облегчило ее анализ, хотя обобщение и не представляет, очевидно, принципиальных затруднений. С целью дальнейшего упрощения задачи в ней также не учитывается дрейф ведущих центров, связанный с неоднородностью структуры высокочастотного поля в поперечном сечении, тем самым исключены из рассмотрения дополнительная "фазовая сортировка" электронов и их оседание на стенках электродинамических систем.

Интенсивность циклотронных эффектов, согласно (7), (14) и (15), зависит от направления распространения электромагнитных волн, определяемого знаком h^0 , и от их поляризации. В частности, циклотронные волны не переизлучаются в волны электрического типа при условии $v_\phi v_{||} = c^2$, что соответствует

$$v_{гр} \equiv \frac{d\omega}{dh^0} \approx v_{||}, \quad (18)$$

если в дисперсионном соотношении (11) можно положить $g^0 = \text{const}$. Из общих закономерностей необходимо отметить более слабое циклотронное взаимодействие с попутными волнами ($h^0 > 0$), чем со встречными ($h^0 < 0$), что обусловлено взаимной компенсацией "кулоновской" и "амперовской" компонент силы Лоренца при $|u_\phi - v_{||}| \rightarrow 0$.

В случае малых высокочастотных полей, когда $(\alpha \zeta_k)^2 \ll 1$ и $\zeta_k^3 \ll 1$, из системы (3) — (6) можно получить "линейный" КПД — первый исчезающий член разложения (17) по приведенным малым параметрам, который удобен для определения пусковых характеристик автогенераторов:

$$\begin{aligned} \hat{\eta}_{лин} &= \hat{\eta}_{1лин} + \hat{\eta}_{2лин} = \\ &= -\frac{1}{2} \left[\zeta_k^3 \frac{d}{d\psi_1} \left(\frac{\sin\psi_1/2}{\psi_1/2} \right)^2 + (\alpha \zeta_k)^2 \varepsilon \left(\frac{\sin\psi_2/2}{\psi_2/2} \right)^2 \right], \end{aligned} \quad (19)$$

где $\psi_1 = \delta \zeta_k$, $\psi_2 = \Delta \zeta_k$. Формула (19) справедлива для постоянных вдоль пространства взаимодействия амплитуд α (7) и F (9) и фазовых скоростей ($\delta = \text{const}$ и $\Delta = \text{const}$) электромагнитных волн. Первое слагаемое в ней ($\hat{\eta}_{1лин}$), пропорциональное производной от квадрата спектра высокочастотного поля F , описывает черенковское взаимодействие, а второе, пропорциональное квадрату спектра

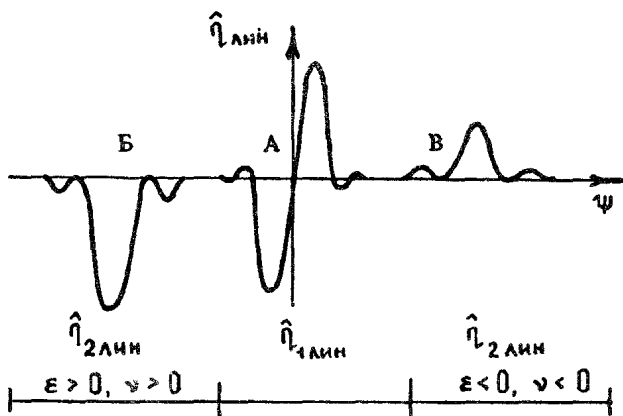


Рис. 2. Структура линии черенковского излучения (А) и линий циклотронного поглощения (Б) и излучения (В)

α , соответствует циклотронному взаимодействию. В зависимости от угла пролета ψ_1 величина $\hat{\eta}_{\text{линии}}$ может принимать отрицательные или положительные значения и при $\psi_1 = \pi$ достигает своей максимальной величины $\eta_{\text{онт}} = (1/2)(2\zeta_k/\pi)^3$ (рис. 2). Циклотронное взаимодействие при любых ψ_2 сводится к поглощению для быстрых волн ($\epsilon > 0, \nu > 0$) и к излучению для медленных ($\epsilon < 0, \nu < 0$) (см. рис. 2), поскольку быстрая волна переносит положительную энергию, а медленная — отрицательную [1]. Последнее обстоятельство объясняет и различие дисперсионных характеристик нормальных мод, возникающих при взаимодействии циклотронных и электромагнитных волн в волноведущих системах, как показано на рис. 3. Связь встречной электромагнитной волны ($u_{\text{гр}} < 0$) с быстрой циклотронной ($s > 0$) приводит к образованию полосы запирания (рис. 3, а), а с медленной ($s < 0$) — к абсолютной неустойчивости (рис. 3, б). В результате связи попутной электромагнитной волны ($u_{\text{гр}} > 0$) с медленной циклотронной волной ($s < 0$) система становится конвективно неустойчивой (рис. 3, в), а при взаимодействии с быстрой волной ($s > 0$) конфигурация дисперсионных кривых аналогична "виновскому расщеплению" (рис. 3, г). Необходимо отметить, что синхронное взаимодействие с медленной циклотронной волной возможно лишь при достаточно сильном замедлении ($|h^0| > k$) электромагнитных волн, вследствие этого в обычных условиях оно проявляется слабо и в дальнейшем анализе не учитывается.

Наибольшее снижение оптимального КПД

$$\hat{\eta}_{\text{онт}} = (1/2)(2\zeta_k/\pi)^3 - (\epsilon/2)(\alpha\zeta_k)^2, \quad (20)$$

и соответственно максимальное увеличение пускового тока в автоге-

нераторах, реализуется при совпадении линий черенковского излучения ($\psi_1 = \pi$) и циклотронного поглощения ($\psi_2 = 0$), что возможно, согласно (12), (13), при выполнении условия

$$h - h^0 = \omega_H/v_{||} + \pi/L \approx \omega_H/v_{||} \quad (21)$$

или эквивалентного ему

$$B_0 = \gamma_0 \beta_{||0} \frac{mc^2}{e} (h - h^0 - \pi/L). \quad (22)$$

Необходимо отметить, что область применимости соотношений (21) и (22), имеющих, по существу, кинематический характер, существенно шире, чем следует из приведенного вывода. В частности, они применимы и для приборов с нефиксированной структурой высокочастотного поля, где длину L если положить равной $L \approx 1/\kappa$, где κ — коэффициент связи волны или пространственный инкремент.

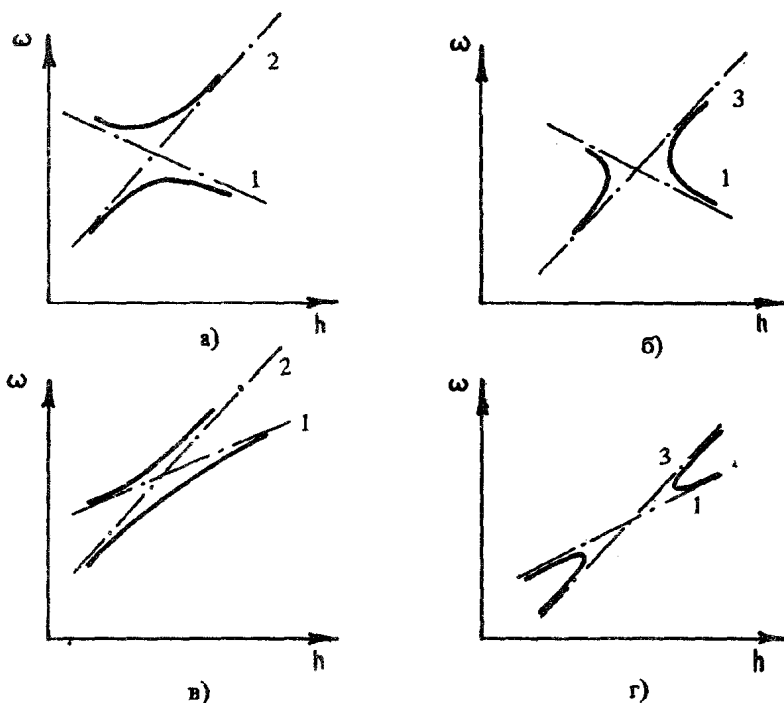


Рис. 3. Дисперсионные кривые нормальных (сплошные линии) и взаимодействующих парциальных (штрихпунктир) волны. Цифрами обозначены ветви, соответствующие парциальным электромагнитным (1), быстрым циклотронным (2) и медленным циклотронным (3) волнам

В автогенераторах на основе черенковской ЛБВ условие двойного резонанса (21) выполняется, если h^0 — волновое число встречной ($u_{гр} < 0$) волны, ответственной за внутреннюю обратную связь, т. е. волны, распространяющейся в пространстве взаимодействия навстречу электронам пучка. Это явление может быть использовано для повышения степени когерентности выходного излучения в генераторах с многомодовыми электродинамическими системами [3, 4] и в ЛБВ-усилителях для подавления паразитных обратных связей [5, 6], т. е. для устранения самовозбуждения или неравномерности частотной характеристики, возникающих в усилителях за счет перетражений волн на неоднородностях электродинамической системы.

В приборах с многомодовыми электродинамическими системами возможно образование нескольких каналов обратной связи, для подавления которых необходимы разные по величине и направлению магнитные поля (22). Это обстоятельство можно использовать для распознавания волн, ответственных за обратную связь [7]. Методика такой диагностики основана на определении волновых чисел h_i^0 и g_i^0 из соотношений (22), (11) и резонансных магнитных полей из экспериментальных зависимостей $I_{ст}(B_0)$ или выходных характеристик $P_{вых}(B_0)$. В случае осесимметричных систем и цилиндрических тонкостенных пучков с регулируемым средним радиусом возможен и более детальный анализ спектра волн, осуществляющих обратную связь. Данная возможность основана на зависимости интенсивности циклотронного поглощения (7) от радиуса электронного пучка r_b

$$\alpha = J_{m \pm 1}(g^0 r_b), \quad (23)$$

где J — функция Бесселя, m — азимутальный индекс анализируемой волны, знаки \pm соответствуют разным направлениям магнитного поля B_0 . На практике обычно достаточно определить один из нулей функции Бесселя, т. е. найти такой радиус электронного пучка, при котором резонансное подавление обратной связи минимально.

Условие совпадения черенковского и циклотронного резонансов (21) может выполняться и при взаимодействии электронного пучка с одной из электромагнитных волн, распространяющихся в периодической электродинамической системе, когда волновые числа h и h^0 принадлежат разным пространственным гармоникам собственной волны:

$$h - h^0 = j\bar{h}, \quad \bar{h} = 2\pi/d,$$

где j — целое число. В этом случае резонансное магнитное поле

$$B_0 \approx j \frac{2\pi}{d} \frac{mc^2}{e} \gamma_0 \beta_{||0} \quad (24)$$

не зависит от волновых чисел собственной волны и ее частоты и

вследствие этого условие циклотронного поглощения (12) выполняется одновременно для всех волн на частотах, определяемых условием черенковского синхронизма (1). Следует отметить, что при наличии у электронов пучка начальной вращательной скорости циклотронное взаимодействие возможно и на гармониках циклотронной частоты. Соответствующие магнитные поля могут быть также определены из соотношения (24) с заменой $B_0 \rightarrow n_n B_0$ (n_n — номер гармоники ω_n).

Наиболее сильно эффект циклотронного поглощения проявляется в релятивистских черенковских СВЧ-генераторах с электродинамическими системами в виде волноводов с неглубокой гофрировкой боковых стенок [8]. В качестве синхронной волны в них используется одна из первых ($j = \pm 1$) относительно небольших по амплитуде пространственных гармоник рабочей волны. При этом основная гармоника с волновым числом h^0 (обычно $|h^0| < k$), ответственная за перенос энергии и, соответственно, обладающая наибольшими по амплитуде поперечными полями, может находиться в синхронизме с быстрой циклотронной волной. Потери, связанные с таким резонансным возбуждением циклотронной волны, могут преобладать над излучением ($\hat{\eta}_{\text{отт}} < 0$ в соотношении (20)).

Если электромагнитная волна попутна электронам ($u_{\text{гр}} > 0$), как, например, в ЛБВ-усилителе, то резонансное поглощение приводит к уменьшению инкремента и при

$$\alpha^2 > \frac{8\zeta_k}{\epsilon\pi^3}, \quad (25)$$

где в ζ_k длина $L - 1/\kappa_0$, κ_0 — пространственный инкремент в ЛБВ без учета поглощения, усиление становится невозможным.

В карсинотронах и оротронах — генераторах в режиме резонансного поглощения — пусковой ток увеличивается и при выполнении условия (25) может превышать ток пучка, что в результате ведет к срыву автоколебаний. Это явление наблюдалось во многих экспериментах с черенковскими автогенераторами (рис. 4, из работы [9]).

Универсальность условия циклотронного переизлучения (24) по отношению к номеру волны в работе [4] было предложено использовать для селекции мод в карсинотронах и оротронах. Идея метода основана на зависимости интенсивности поглощения от поперечных структур электромагнитной волны (7) и электронного пучка. Подбор конфигурации электронного пучка позволяет для одной из мод, выбранной в качестве рабочей, свести поглощение к достаточно малой величине. Особенно просто такой метод селекции реализуется в осесимметричных приборах с тонкостенными трубчатыми электронными пучками,

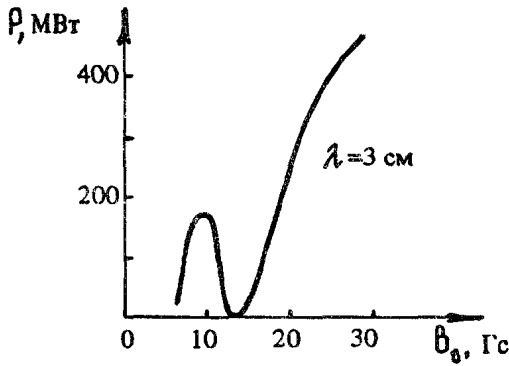


Рис. 4. Экспериментальная зависимость мощности излучения карсинотрона от магнитного поля (из работы [9])

когда применимо соотношение (23). При радиусе пучка

$$r_b = \chi_{mq} / g^0, \quad (26)$$

где χ_{mq} — корень уравнения $J_{m \pm 1}(\chi_{mq}) = 0$, и согласованном направлении магнитного поля поглощения электромагнитной волны с $E_z - J_m(g^0 r)$ или $H_z - J_m(g^0 r)$ не происходит.

Для автогенераторов с осесимметричными электродинамическими системами увеличение пускового тока, обусловленное переизлучением в быстрых циклотронных волнах, удобно оценить по формуле

$$\frac{J_{ст}}{J_{ст,0}} = \frac{1}{1 - \mu \left(\frac{\sin \psi_2 / 2}{\psi_2 / 2} \right)^2}, \quad (27)$$

полученной из соотношения (19), справедливого для постоянной вдоль пространства взаимодействия амплитуды высокочастотного поля (см. также [10]). Параметр μ в формуле (27), характеризующий соотношение эффективностей черенковского излучения и циклотронного поглощения, в случае встречных волн ($v_{гр} < 0$) электрического типа равен

$$\begin{aligned} \mu = & \frac{\pi^3}{4} \frac{(\beta + h^0/k)^2}{1 + \beta h^0/k} \frac{\gamma^2 k}{L l_0^2 (k_{\perp}^2 + h^0/\hbar)^2} \times \\ & \times \frac{I_{m-i}^2(\rho R)}{I_{m-i}^2(\rho r)} \frac{J_{m \pm 1}^2(k_{\perp} r)}{J_{m-1}^2(k_{\perp} R)}, \end{aligned} \quad (28)$$

а для волн магнитного типа

$$\mu = \frac{\pi^3}{4} (1 + \beta h^0/k) \frac{v_{mn}^2 \gamma^2}{k L l_0^2 (m\hbar)^2} \frac{I_{m-i}^2(pR)}{I_{m-i}^2(pr)} \frac{J_{m\pm 1}^2(k_{\perp} r)}{J_m^2(k_{\perp} R)}, \quad (29)$$

где $p = \sqrt{(\hbar - h^0)^2 - k^2}$. При вычислении μ предполагалось, что электродинамическая система выполнена в виде волновода со средним радиусом R_0 и i -заходной винтовой синусоидальной гофрировкой боковых стенок, l_0 — амплитуда гофрировки

Согласно (27), для волн с $\mu > 1$ существует зона магнитных полей, в которой их самовозбуждение невозможно. Таким образом, для реализации циклотронно-резонансной селекции мод необходимо для одной из мод, выбираемой в качестве рабочей, удовлетворить условию $\mu \ll 1$. При этом для всех остальных мод, взаимодействующих с электронным пучком, должно быть $\mu > 1$ (рис. 5) Развитием этого метода селекции, позволяющим увеличить поперечное сечение пространства взаимодействия, является переход к нескольким тонкостенным коаксиальным пучкам с радиусами $r_{b,i}$ и работе на волне круговой поляризации с высоким (больше 2) радиальным индексом. В таких модах существует несколько цилиндрических поверхностей, удовлетворяющих условию отсутствия циклотронного поглощения (26).

Приведенные на рис. 5 кривые построены из качественных соображений. Для получения более детальных зависимостей $\eta(B_0)$ необходимо решение нелинейной задачи, например, сформулированной выше — см (3) — (6). Из анализа нелинейного циклотронного поглощения следует существенное различие режимов взаимодействия с попутной ($v_{гp} > 0$, рис. 6) и встречной ($v_{гp} < 0$, рис. 7) волнами. Как упоминалось выше, это связано с компенсацией кулоновских и амперовских сил, действующих на электроны, и с различием параметра неизохронности ϵ в уравнении (6) Последнее обстоятельство приводит к уширению линии циклотронного поглощения для встречной волны В режимах больших сигналов $\alpha \epsilon \zeta_k \approx 1$

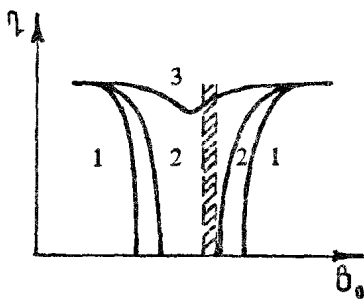


Рис. 5. Качественная зависимость КПД генератора с периодической электродинамической системой от магнитного поля B_0 для двух мод с $\mu_1 > \mu_2 > 1$ (1 и 2) и моды с $\mu \ll 1$ (3) Заштрихована область возможной реализации режима высокоэффективной генерации когерентного излучения

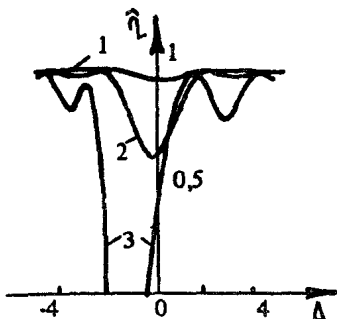


Рис. 6. Зависимость приведенного КПД $\hat{\eta}$ от расстройки циклотронного резонанса Δ в случае взаимодействия с попутной волной ($\epsilon = 1, \nu = 1$) при различных амплитудах $\alpha = 0,1; 0,3; 1$ (кривые 1, 2, 3 соответственно).

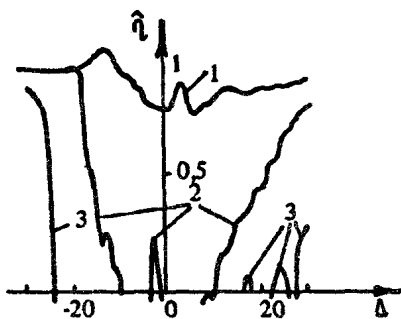


Рис. 7. Приведенный КПД $\hat{\eta}$ в зависимости от расстройки Δ при взаимодействии электронов с встречной волной: 1 - $\alpha = 0,1$; 2 - $\alpha = 0,3$; 3 - $\alpha = 1$

наблюдается дополнительное уширение линии и снижение электронного КПД, обусловленное нелинейной расстройкой (ρ^2 в уравнении (5)). Дополнительно отметим, что из-за нелинейной расстройки черенковского синхронизма вблизи линии циклотронного поглощения при магнитных полях, превышающих резонансное значение ($\Delta < 0$), возможно и увеличение электронного КПД (см. рис. 7 и [10]).

Для генераторов с циклотронно-резонансной селекцией мод нелинейная теория позволяет оценить требования к толщине пучка и допустимые отклонения от поверхности нулевого циклотронного поглощения. В режимах, близких к оптимальному по КПД, циклотронное поглощение несущественно, если

$$\alpha < 0,1. \quad (30)$$

Поскольку $\alpha = \gamma_0 \sqrt{u_\phi / c} \delta$, где $\delta = |r_b - r_{b,0}| / R + 2\Delta / \pi R$, $r_{b,0}$ — расчетное значение радиуса пучка, Δ — смещение его оси, то из условия (30) следуют довольно жесткие ограничения на юстировку. Более благоприятная ситуация и, соответственно, менее жесткие условия на юстировку реализуются при небольшой отстройке магнитного поля B_0 от резонансного значения, когда рабочая мода ($\mu \ll 1$) находится вне зоны поглощения, а подавление конкурирующих мод ($\mu > 1$) еще достаточно велико, как показано на рис. 5.

Метод циклотронно-резонансной селекцией мод был экспериментально реализован в релятивистском карсинотроне 3-сантиметрового диапазона длин волн с рабочей модой E_{02} круглого волновода [4, 11]. В экспериментах, проводившихся с пучком электронов энергией до

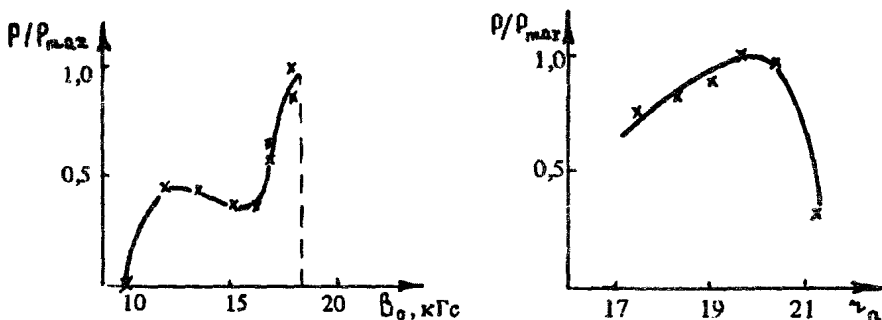


Рис. 8. Выходная мощность ЛОВ с циклотронно-резонансной селекцией мод для разных значений ведущего магнитного поля B_0 .

Рис. 9. Выходная мощность ЛОВ с циклотронно-резонансной селекцией мод для разных средних радиусов электронного пучка

1,5 МэВ и током около 10 кА, в одномодовом режиме получена выходная мощность до 1,5 ГВт. Проведенные исследования показали эффективность метода циклотронно-резонансной селекции мод и возможность его реализации при вполне реальных требованиях к характеристикам электронного пучка и ведущего магнитного поля. На рис. 8 и 9 показаны зависимости выходной мощности экспериментального генератора от напряженности фокусирующего поля и от радиуса трубчатого электронного пучка. Максимальная мощность когерентного излучения в генераторе достигается при 15–20%-ном превышении величины магнитного поля над резонансным значением.

В результате циклотронного взаимодействия, как было отмечено выше (см. рис. 3, а, б), дисперсионные характеристики электромагнитных (нормальных) волн смещаются. Это обстоятельство удобно использовать для перестройки частоты карсинотронов-автогенераторов и понижения добротности рабочего колебания в оротронах путем изменения величины фокусирующего магнитного поля B_0 (рис. 10).

Возможность циклотронной перестройки частоты была продемонстрирована в эксперименте [12]. Карсинотрон 3-сантиметрового диапазона длин волн, работавший на основной волне круглого волновода (H_{11}) и возбуждавшийся электронным пучком с энергией частиц $\epsilon \approx 500$ кэВ и током $I \approx 3$ кА, перестраивался по частоте в пределах 1% при изменении магнитного поля от $H = 1,9H_{\text{рез}}$ до $H = 2,4H_{\text{рез}}$ ($H_{\text{рез}} = 9,5$ кЭ — циклотронно-резонансное значение). Выходная мощность генератора в этом эксперименте составляла 120 МВт.

До сих пор предполагалось, что влияние циклотронных волн в случае больших расстроек циклотронного резонанса

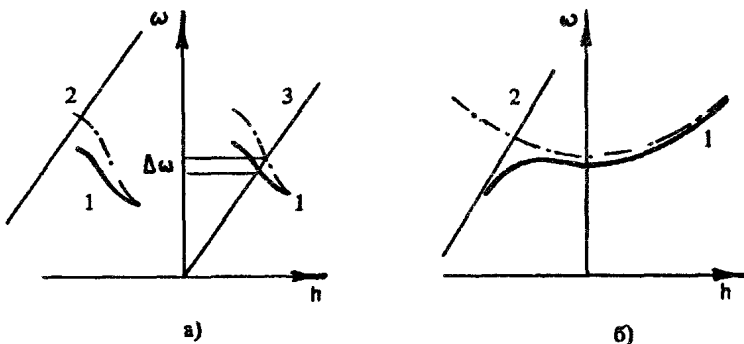


Рис. 10. Перестройка частоты карсинотрона (а) и увеличение излучательных потерь в резонаторах цилиндрических оротронов (б) вследствие переизлучения электромагнитных волн (1) в быстрые циклотронные волны (2); (3) — волны пространственного заряда

$$|\zeta_k \Delta| \gg \pi \quad (31)$$

незначительно из-за малости длины когерентного взаимодействия: $\zeta_k \gg \zeta_{\text{кор}} = \pi / |\Delta|$. Этот вывод справедлив, однако, только для относительно небольших амплитуд высокочастотного поля $\alpha \ll \pi (\epsilon \zeta_{\text{кор}})^{-1}$, связанного с циклотронной волной. При $\alpha > \pi (\epsilon \zeta_{\text{кор}})^{-1}$ или $\mu \gg 1$ (согласно (28) и (29), параметр μ тем больше, чем меньше глубина гофрировки l_0) зона циклотронного поглощения становится аномально широкой и несинхронные взаимодействия (31) могут заметно изменить режим работы черенковских генераторов, как это видно из рис. 7. Подобные явления были теоретически исследованы в работе [13] и, по-видимому, являются одной из причин ограничения выходной мощности в экспериментальных приборах черенковского типа, использующих сильноточные релятивистские электронные пучки

Одностороннее неравенство (31) ($-\Delta \zeta_k \gg \pi$), выражающее условие сильной замагниченности пучка, для выполнения которого необходимо значительное превышение величины магнитного поля над циклотронно-резонансным значением, на практике выполняется редко. Чаще справедливо противоположное неравенство

$$\Delta \zeta_k \gg \pi, \quad (32)$$

которое вместе с условием удержания электронного пучка

$$k \left| \frac{dr_b}{d\zeta} \right| \ll \gamma \beta / \zeta_k$$

соответствует режиму мягкой фокусировки. Соотношение (32) выполняется, например, в слаборелятивистских и коротковолновых реля-

тивистских ($\lambda < 1 \text{ см}$) приборах. С другой стороны, в черенковских генераторах и усилителях сантиметрового диапазона длин волн с релятивистскими сильноточными пучками приемлемые для фокусировки магнитные поля B_0 близки по величине к резонансным значениям (24), что приводит к необходимости увеличения рабочего значения поля B_0 . Это неприятное, с практической точки зрения, обстоятельство может быть устранено выбором рабочей моды с высоким радиальным индексом и, соответственно, подбором конфигурации электронного пучка, реализующим малую величину циклотронного взаимодействия $\mu \ll 1$ (см. (28), (29) и рис. 5). В частности, переход к волне типа EH_{11} вместо E_{01} в карсинотронах 3-сантиметрового диапазона длин волн позволяет заметно снизить допустимую величину фокусирующего поля B_0 при одновременном увеличении поперечного сечения рабочего пространства и сохранении режима поперечной генерации.

ЛИТЕРАТУРА

1. Льюиселл У. Связанные и параметрические колебания в электронике. М И Л, 1963.
2. Абубакиров Э. Б., Гинзбург Н. С., Ковалев Н. Ф., Фукс М. И. Влияние быстрых циклотронных волн на работу черенковских СВЧ-приборов с релятивистскими электронными пучками // Радиотехника и электроника. 1989. Т. 34, N 9. С. 1058–1066
3. Ковалев Н. Ф., Петелин М. И. Селекция мод в релятивистских электронных генераторах с распределенным взаимодействием // Релятивистская высокочастотная электроника. Вып. 2 / ИПФ АН СССР, Горький, 1981. С. 62–100
4. Абубакиров Э. Б., Белоусов В. И., Варганов В. Н и др. Экспериментальная реализация метода циклотронно-резонансной селекции мод в релятивистских электронных высокочастотных генераторах черенковского типа // Письма в ЖТФ. 1983. Т. 9, N 9. С. 533–536.
5. Кузелев М. В., Рухадзе А. А. Электродинамика плотных электронных пучков в плазме. М. Наука, 1990.
6. Братман В. Л., Денисов Г. Г., Коровин С. Д. и др. Релятивистские генераторы диапазона миллиметровых волн // Релятивистская высокочастотная электроника. Вып. 4. / ИПФ АН СССР, Горький 1984 С. 119–176.
7. А с. 1443672 СССР, МКИ² Н 01 J25/00. Способ определения моды, ответственной за обратную связь в релятивистском СВЧ-генераторе / Ковалев Н. Ф., Кольчугин Б. Д., Фукс М. И. Приоритет от 10 12 86.
8. Ковалев Н. Ф. Электродинамическая система ультрарелятивистской

ЛОВ // Электронная техника. Серия 1. Электроника СВЧ. 1973. N 3. С. 102–106.

9. *Быков А. М., Губанов В. П., Гунин А. В.* и др. Релятивистские импульсно-периодические СВЧ-генераторы сантиметрового диапазона длин волн // Релятивистская высокочастотная электроника. Вып. 5 / ИПФ АН СССР. Горький, 1988. С. 101–124.

10. *Vlasov A., Nusinovich G., Bromborsky A., Levush B.* Theory of Relativistic Backward Wave Oscillator Operating near Cyclotron Resonance Preprint UMLR93-003. Univ. of Maryland, USA. 1992.

11. *Abubakirov E. B., Belousov V. I., Zaitsev N. I. e. a.* High-Power Single-Mode Cherenkov Generator // 8-th Int. Conf. on High-Power Particle Beams Abstracts. Novosibirsk, 1990. P. 253.

12. *Волков А. Б., Зайцев Н. И., Ковалев Н. Ф., Кольчугин Б. Д.* Релятивистский карсинотрон на основной волне круглого волновода // 6-й Всесоюз. симпоз по сильноточной электронике Тез. докл / ИСЭ СО АН СССР. Томск, 1986. Ч. 3. С. 31–33.

13 *Абубакиров Э. Б., Петелин М. И.* Роль несинхронной составляющей высокочастотного поля в релятивистских электронных СВЧ-генераторах черенковского типа // ЖТФ. 1988 Т 58, N 6. С. 1085–1089.

РЕЖИМ ЗАХВАТА И АДИАБАТИЧЕСКОГО ТОРМОЖЕНИЯ ЧАСТИЦ В РЕЛЯТИВИСТСКИХ МЦР С ПРОФИЛИРОВАННЫМ МАГНИТОСТАТИЧЕСКИМ ПОЛЕМ

В. Л. Братман, Н. С. Гинзбург, А. В. Савилов

1. ВВЕДЕНИЕ

Как известно [1–3], при релятивистских энергиях частиц длительное поддержание резонанса электронов с волной в МЦР может осуществляться в режиме, близком к авторезонансу [4, 5], когда фазовая скорость волны близка к скорости света. Благодаря этому КПД соответствующей разновидности МЦР – мазера на циклотронном авторезонансе (МЦАР) – может составлять десятки процентов даже при постоянной структуре магнитостатического поля и постоянной фазовой скорости волны. Представляет очевидный интерес вопрос о резервах повышения КПД МЦАР (и других разновидностей мазеров на циклотронном резонансе), связанных с дополнительными мерами по поддержанию резонанса – например, с профилированием магнитостатического поля и использованием (аналогично ЛСЭ-убитронам [6–11]) режима захвата частиц полем волны с последующим их адиабатическим торможением*. Этот вопрос уже отчасти рассматривался в литературе (см [15–17]). Так, например, в работе [16] построена теория режима захвата в релятивистском гиротроне, когда фазовая скорость волны много больше скорости света. В настоящей работе подход, использованный в [16], обобщается на

* Аналогично слаборелятивистскому гиротрону [12] возможны и альтернативные методы повышения КПД, в которых напряженность продольного магнитного поля варьируется, но длина системы остается соизмеримой с длиной однородной системы так, что на этой длине электрон совершает порядка одного фазового колебания [13, 14]

случай произвольной фазовой скорости волны, включая режим МЦАР. Показано, что при малом разбросе параметров частиц МЦАР в режиме захвата обладает более высокой эффективностью, чем МЦАР с однородным магнитным полем. Кроме того, использование режима захвата позволяет существенно снизить критичность МЦАР к разбросу.

2. ДВИЖЕНИЕ СИНХРОННОГО ЭЛЕКТРОНА

Обобщим на случай слабонеоднородного магнитного поля рассмотренную в работе [2] модель: плоская волна распространяется вдоль магнитного поля в безграничном однородном потоке релятивистских электронов-осцилляторов. Введем комплексные комбинации поперечных компонент импульса электрона P_+ , вектор-потенциала волны A и ее электрического (E) и магнитного (H) полей:

$$P_+ = P_x + iP_y, \quad A_+ = A_x + iA_y, \\ E_+ = -\frac{1}{c} \frac{\partial A_+}{\partial t}, \quad H_+ = i \frac{\partial A_+}{\partial z}. \quad (2.1)$$

Слабонеоднородное магнитное поле представим в параксиальном приближении

$$H_z(r, z) \approx H_z(z), \quad H_r(r, z) \approx -\frac{r}{2} \frac{\partial H_z}{\partial z}. \quad (2.2)$$

Тогда для электрона, движущегося в поле бегущей циркулярно поляризованной волны постоянной амплитуды

$$A_+ = A \exp i(\omega t - k_{||} z),$$

уравнения, описывающие изменения его энергии $w = \frac{\mathcal{E}}{mc^2 \gamma_0}$, продольного ($p_{||} = w \beta_{||}$) и поперечного ($p_{\perp} = w \beta_{\perp}$) импульсов и фазы относительно волны $\theta = \omega t - k_{||} z - \arg P_+ + \pi$, имеют вид

$$\frac{dw}{d\zeta} = ak \beta_{ph} \sin \theta, \quad (2.3)$$

$$\frac{dp_{\perp}}{d\zeta} = a \left(\frac{\beta_{ph} w}{p_{||}} - 1 \right) \sin \theta + \frac{p_{\perp}}{2h} \frac{dh}{d\zeta}, \quad (2.4)$$

$$\frac{dp_{\parallel}}{d\zeta} = a \kappa \sin \theta - \frac{p_{\perp} \kappa}{2h} \frac{dh}{d\zeta}, \quad (2.5)$$

$$\frac{d\theta}{d\zeta} = \left(\frac{\beta_{ph} \omega}{\rho_{\parallel}} - 1 \right) \left(1 + \frac{a}{\rho_{\perp}} \cos \theta \right) - \frac{h}{\rho_{\parallel}}, \quad (2.6)$$

где

$$a = \frac{eA}{mc^2 \gamma_0}; \quad h(\zeta) = \frac{eH_z(z)}{k_{\parallel} mc^2 \gamma_0};$$

$$\gamma_0 = (1 - \beta_{\parallel 0}^2 - \beta_{\perp 0}^2)^{-1/2}; \quad \zeta = k_{\parallel} z;$$

$\kappa = \frac{\rho_{\perp}}{\rho_{\parallel}}$ — текущий коэффициент связи электрона с волной;

$\beta_{\parallel \perp} = \frac{v_{\parallel \perp}}{c}$; $\beta_{ph} = \frac{\omega}{k_{\parallel} c}$ — продольная и поперечная скорости электрона и фазовая скорость электромагнитной волны, нормированные на скорость света. Начальные условия к системе (2.3) — (2.6) имеют вид:

$$\omega(0) = 1, \quad \rho_{\parallel}(0) = \beta_{\parallel 0}, \quad \rho_{\perp}(0) = \beta_{\perp 0};$$

$$\theta(0) = \varphi \in [0, 2\pi). \quad (2.7)$$

Пусть поле H_z меняется вдоль координаты z таким образом, что фаза одного, синхронного, электрона остается постоянной на всем отрезке взаимодействия:

$$\theta_s(\zeta) = \varphi_s = \text{const.}$$

Тогда движение этого электрона описывается следующими уравнениями:

$$\frac{d\omega_s}{d\zeta} = a \beta_{ph} \kappa_s \sin \varphi_s, \quad (2.8)$$

$$\frac{dp_{\parallel s}}{d\zeta} = \frac{1}{\beta_{ph}} \frac{d\omega_s}{d\zeta} - \frac{\kappa_s p_{\parallel s}}{2h} \frac{dh}{d\zeta}, \quad (2.9)$$

причем

$$\omega_s^2 = \gamma_0^2 + p_{\parallel s}^2 + p_{\perp s}^2 \quad (2.10)$$

Пренебрегая в уравнении для фазы электрона малым членом, пропорциональным амплитуде волны a , получим соответствующий закон изменения магнитного поля

$$h(\zeta) = \beta_{ph} \omega_s - p_{\parallel s}, \quad (2.11)$$

который совпадает с условием поддержания точного синхронизма электрона с волной:

$$\omega = k_{\parallel} v_{\parallel} + \frac{eH_z(z)}{mc \gamma(z)}. \quad (2.12)$$

Для скорости изменения магнитного поля в зависимости от изменения энергии синхронного электрона получим

$$\frac{dh}{d\omega_s} = \frac{\beta_{ph} - \beta_{ph}^{-1}}{1 - b(\zeta)}, \quad (2.13)$$

где

$$b(\zeta) = \frac{\beta_{1s}^2}{2\beta_{1s}\beta_{ph}(1 - \beta_{1s}/\beta_{ph})}.$$

Начальное значение этой функции $b(0) = b_0$ представляет собой известный в теории МЦАР [2] параметр отдачи, который равен максимальной доле изменения продольного импульса частицы в процессе излучения. Как видно из формулы (2.13), изменение знака производной магнитного поля может произойти только за счет изменения знака и, следовательно, обращения в нуль знаменателя этого выражения. В соответствующей точке производная $dh/d\zeta$ обращается в бесконечность. Это означает, что необходимым условием адиабатически медленного изменения магнитного поля является постоянный знак его производной $dh/d\zeta$ (монотонность). Для быстрых волн ($\beta_{ph} > 1$) $b_0 < 1$ всегда, что означает спадание магнитного поля. Для медленных волн режим захвата реализуется только при условии $b_0 > 1$, что также соответствует спадающему магнитному полю (при $b_0 < 1$ в этом случае для обеспечения режима захвата требуется немонотонно меняющееся поле $H_z(z)$).

Система уравнений (2.9) – (2.11) имеет известный интеграл [18]:

$$\frac{p_{1s}^2}{2} = \frac{h(\zeta)}{\beta_{ph} - \beta_{10}} \left[\frac{\beta_{10}^2}{2} - (1 - \omega_s)(1 - \frac{\beta_{10}}{\beta_{ph}}) \right]. \quad (2.14)$$

Физический смысл этого соотношения нетрудно понять, представив его в размерном виде с учетом (2.12) и простейших квантовых соотношений:

$$\mathcal{E} = \hbar \omega_H(z) [N_0 - \Delta N] + \frac{p_{1\parallel}^2}{2m}, \quad (2.15)$$

где \hbar – постоянная Планка, $\omega_H(z) = \frac{eH_z(z)}{mc}$, $N_0 = \frac{p_{10}^2}{2m\hbar\omega_{H0}}$,

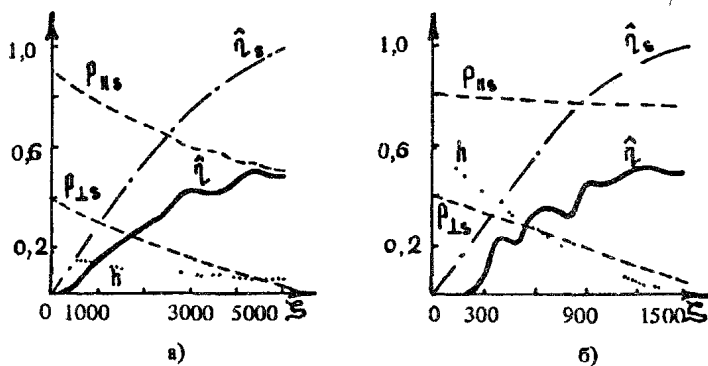


Рис. 1. Продольный ($\rho_{\parallel s}$) и поперечный ($\rho_{\perp s}$) импульсы синхронного электрона, его приведенное изменение энергии $\hat{\eta}_s$, приведенный КПД системы $\hat{\eta}$ и магнитостатическое поле h как функции продольной координаты ζ в случае быстрых (а) и медленных (б) волн

$\Delta N = \frac{\epsilon_0 - \epsilon}{\hbar \omega}$. Выражение (2.15) дает обобщение спектра уровней Ландау [19] на случай адиабатического изменения магнитного поля. Величина N_0 представляет собой номер начального уровня Ландау, а ΔN есть количество актов излучения электроном кванта энергии $\hbar \omega$. Излучая один такой квант, электрон переходит с уровня n на уровень $n - 1$. Следовательно, разность $N_0 - \Delta N$ является номером текущего уровня Ландау. При этом, как видно из соотношения (2.15), адиабатичность изменения магнитного поля $H_z(z)$ означает изменение поля с сохранением номера уровня Ландау: электрон переходит с одного уровня на другой только за счет излучения.

В случае быстрых волн взаимодействие электрона с волной прекращается, когда он достигает нижнего уровня Ландау, что означает обращение в нуль его поперечного импульса $\rho_{\perp s}$, как показано на рис. 1, а, где $\hat{\eta}_s = \frac{1 - \omega_s}{(1 - \gamma_0^{-1}) \hat{\eta}_{s,p}}$, $\hat{\eta} = \frac{\eta}{\eta_{s,p}}$. При этом максимальный одночастичный (single particle) КПД определяется следующим выражением:

$$\eta_{s,p} = \frac{\hbar \omega N_0}{\epsilon_0 - mc^2} = \frac{\beta_{10}^2}{2(1 - \frac{\beta_{10}}{\beta_{ph}})(1 - \gamma_0^{-1})} \quad (2.16)$$

Выражение (2.16) совпадает с аналогичной характеристикой для МЦАР с однородным магнитным полем [2]. Из выражений (2.8) и (2.16) получим оценку длины взаимодействия

$$\zeta_{out} \approx \frac{(1 - \gamma_0^{-1}) \eta_{sp}}{a \kappa_{s0} \beta_{ph} |\sin \varphi_s|}. \quad (2.17)$$

Следует отметить, что в случае медленных волн ($\beta_{ph} < 1$) достижение электроном нижнего уровня Ландау не является единственным механизмом прекращения взаимодействия. Если номер его начального уровня Ландау N_0 достаточно велик, а преобразование частоты $\Gamma = \omega / \omega_{H_0}$ большое (для медленных волн оно может быть много больше γ_0^2), то недостижимость нижнего уровня Ландау ясна из закона сохранения энергии. Формально это можно показать, рассмотрев предел выражения (2.16) при $\beta_{ph} \rightarrow \beta_{H_0}$. В этом случае механизмом, препятствующим достижению нижнего уровня Ландау и раньше прекращающим взаимодействие электрона с волной, является обращение в нуль синхронизирующего поля $H_z(z)$ (неадиабатичность его изменения). При этом одночастичный КПД определяется следующим выражением:

$$\eta_{sp} = \frac{1 - \gamma_0^{-1} (1 - \beta_{ph}^2)^{-1/2}}{1 - \gamma_0^{-1}}. \quad (2.18)$$

Отметим, что в этом случае, как следует из соотношения (2.14), в момент прекращения взаимодействия синхронного электрона с волной одновременно с магнитным полем обращается в нуль и поперечный импульс электрона (рис. 1, б). Однако этому соответствует не достижение электроном нижнего уровня Ландау, а исчезновение системы этих уровней.

3 ЗАХВАТ ЭЛЕКТРОННОГО ПОТОКА ПОЛЕМ ВОЛНЫ. ГЕНЕРАТОРНЫЙ РЕЖИМ

Рассмотрим теперь движение электронов, фазы которых отличны от фазы синхронного электрона φ_s . При малой амплитуде волны (см. ниже условие (3.13)) отклонение энергии $u = w - w_s$ и продольного импульса $\Delta p_{||} = p_{||} - p_{||s}$ захваченных электронов от соответствующих характеристик синхронного электрона невелико:

$$u \ll w_s, \quad \Delta p_{||} \ll p_{||s}.$$

В таких предположениях для отклонения продольного импульса получим

$$\frac{d \Delta p_{||}}{d \zeta} = \beta_{ph}^{-1} \frac{du}{d \zeta} + \frac{1}{2\hbar} [(2 + \kappa_s^2) \Delta p_{||} - \frac{2w_s}{p_{||s}} u] \frac{d\hbar}{d \zeta}. \quad (3.1)$$

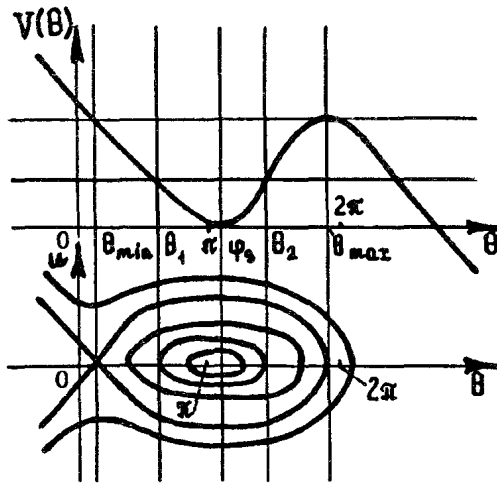


Рис. 2. Потенциальный рельеф и фазовая плоскость МЦР в режиме захвата (случай быстрых волн)

Пренебрегая в (3.1) малым ($\frac{dh}{d\zeta} \ll 1$) вторым слагаемым, получим

$$\Delta p_{||} \approx \frac{u}{\beta_{ph}}. \quad (3.2)$$

Используя (3.2), из выражений (2.3), (2.6) и (2.11) получим систему уравнений, описывающую синхротронные колебания захваченного электрона, которая может быть записана в каноническом виде с сопряженными независимыми переменными u и θ :

$$\frac{du}{\beta_{ph} d\zeta} = - \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \theta}, \quad (3.3)$$

$$\frac{d\theta}{\beta_{ph} d\zeta} = \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial u}. \quad (3.4)$$

Здесь $\mathcal{H} = \frac{u^2}{2M} + a \kappa_s V(\theta)$ — гамильтониан с потенциалом

$$V(\theta) = \cos \theta - \cos \varphi_s + (\theta - \varphi_s) \sin \varphi_s, \quad (3.5)$$

$M = \frac{p_{||s}}{1 - \beta_{ph}^2}$ — эффективная масса осциллятора, которая обращается в бесконечность в случае точного авторезонанса, когда $\beta_{ph} = 1$. Движение частиц в поле вида (3.5) (рис. 2) подробно рассматривалось в теории ЛСЭ-убитрона [10, 11]. В случае быстрых волн

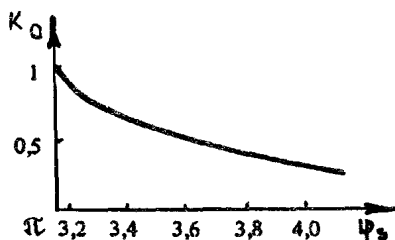


Рис. 3. Начальный коэффициент захвата K_0 в зависимости от фазы синхронного электрона φ_s

потенциал (3.5) обеспечивает тормозящую яму, если

$$\pi < \varphi_s < 3\pi/2. \quad (3.6)$$

Захват электронов волной на входе в пространство взаимодействия можно рассмотреть, пренебрегая зависимостью величин M и κ_s от продольной координаты. При этом гамильтониан есть интеграл движения, и уравнение $\mathcal{H} = \text{const}$ определяет траектории электронов на фазовой плоскости u , θ (см. рис. 2). Синхронному электрону $\theta_s = \varphi_s$ соответствует устойчивое состояние равновесия типа центр. Захваченные частицы движутся на фазовой плоскости по замкнутым траекториям, охватывающим точку устойчивого состояния равновесия; движение незахваченных частиц происходит по незамкнутым инфинитным траекториям. Эти два типа траекторий разделены сепаратрисой, которая проходит через неустойчивое состояние равновесия типа седла $\theta_{\min} = \varphi_s - \pi$. Отношение отрезка, охватываемого сепаратрисой на оси абсцисс $[\theta_{\min}, \theta_{\max}]$, к 2π определяет для моноэнергетического пучка ($u|_{\zeta=0} = 0$) начальный коэффициент захвата, т. е. долю частиц, попадающих в режим адиабатического торможения:

$$K_0(\varphi_s) = \frac{\theta_{\max} - \theta_{\min}}{2\pi}. \quad (3.7)$$

Зависимость начального коэффициента захвата от фазы синхронного электрона приведена на рис. 3. Очевидно, что чем ближе φ_s к π и чем больше в соответствии с (2.17) длина пространства взаимодействия, тем больше доля захваченных частиц. Оптимальная фаза φ_s , следовательно, должна быть близка, но не равна π .

Захваченные частицы совершают синхротронные колебания с максимальной амплитудой и характерным периодом

$$u_{\max} = 2\sqrt{a \kappa_s M |\cos \varphi_s|}, \quad T = 2\pi \sqrt{\frac{M}{a \kappa_s |\cos \varphi_s|}} \quad (3.8)$$

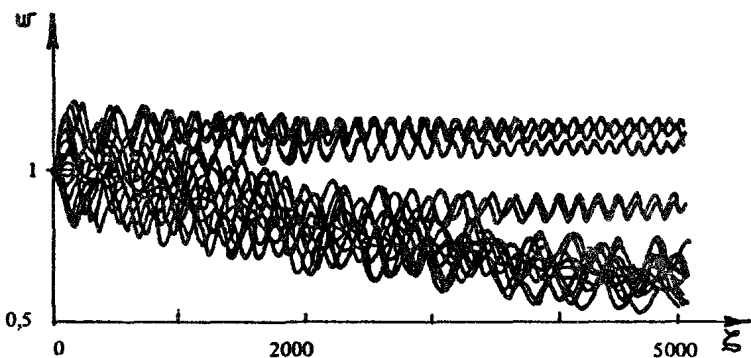


Рис. 4. Отбор энергии у захваченных частиц и дезахват

соответственно. Поскольку параметры M и κ , (а также, вообще говоря, и амплитуда поля a) являются функциями продольной координаты, то амплитуда осцилляций захваченных электронов меняется, что влечет за собой процесс дезахвата. Он может быть описан с помощью закона сохранения адиабатического инварианта

$$\oint u \, d\theta = \text{const.} \quad (3.9)$$

Отсюда получим следующее уравнение:

$$Y[\Delta \varphi_{1,2}(\zeta)] = Y[\Delta \varphi_{\text{max}}] \sqrt{\frac{a(\zeta) p_{\perp s}(\zeta)}{a_0 \beta_{1,0}}}, \quad (3.10)$$

которое определяет величину $\Delta \varphi_{1,2}(\zeta)$ области начальных фаз $[\theta_1, \theta_2]$ (см. рис. 2) частиц, оставшихся в данный момент в потенциальной яме. В уравнении (3.10) $\Delta \varphi_{\text{max}}$ — область фаз $[\theta_{\text{min}}, \theta_{\text{max}}]$,

$$Y[\Delta \varphi_{1,2}] = \int_{\theta_1}^{\theta_2} \sqrt{V(\theta_1) - V(\theta)} \, d\theta$$

— функционал, в котором величины $\theta_{1,2}$ представляют собой точки пересечения траектории электрона с осью абсцисс. Функционал $Y[\Delta \varphi_{1,2}]$ монотонно растет с увеличением аргумента [10, 11]. Это означает, что с уменьшением величины $ap_{\perp s}$ уменьшается число захваченных электронов. Как следует из уравнения (3.10), при постоянной амплитуде волны энергоотбор всегда сопровождается дезахватом (рис. 4). В момент прекращения взаимодействия синхронного электрона с волной происходит полный дезахват.

Текущий коэффициент захвата $K(\zeta)$ представляет собой произведение

$$K(\zeta) = K_0 K_d(\zeta), \quad (3.11)$$

где

$$K_d(\zeta) = \frac{\Delta \Phi_{1,2}(\zeta)}{\Delta \Phi_{\max}} \quad (3.12)$$

— определяемый уравнением (3.10) коэффициент дезахвата. При условии малости амплитуды синхротронных осцилляций

$$a \kappa_s M \ll 1 \quad (3.13)$$

отклонением энергии захваченных электронов от энергии синхронного электрона можно пренебречь, и тогда текущий КПД определяется следующей формулой:

$$\frac{d\eta}{d\zeta} = \frac{-K(\zeta)}{1 - \gamma_0^{-1}} \frac{d\omega_s}{d\zeta} \quad (3.14)$$

Необходимо отметить, что данная теория справедлива лишь при выполнении условия (3.13). С другой стороны, в случае точного авторезонанса ($\beta_{ph} = 1$), как видно из формулы (3.8), u_{\max} стремится к бесконечности, что означает несовместимость режима захвата с точным авторезонансом. Аналогичный вывод следует и из анализа формулы (2.13).

Полный КПД определяется произведением

$$\eta = \eta_s \rho \hat{\eta} = \eta_s \rho K_0 \eta_d, \quad (3.15)$$

где η_d определяет потери, связанные с дезахватом.

Как показали численные расчеты, в генераторном режиме ($a = \text{const}$) при $\beta_{ph} > 1$ может быть достигнут приведенный КПД $\hat{\eta} = 50\%$. Этот вывод подтверждается численными расчетами как по приближенной формуле (3.14) (рис. 5), так и по точной системе уравнений (2.3) — (2.6), (2.11) (рис. 6). Следует отметить, что если в обычном МЦАР максимальный приведенный КПД является функцией параметра отдачи b_0 [2] (для указанных значений параметров $\hat{\eta}_{\max} = 36\%$), то в МЦАР в режиме захвата достигается $\hat{\eta}_{\max} = 50\%$ при любом параметре b_0 . При этом в режиме захвата длина увеличивается в десятки раз, а амплитуда высокочастотного поля уменьшается на порядок по сравнению с обычным МЦАР.

Отметим следующую особенность режима захвата: при задан-

* В расчетах работы [17], которые проводились по приближенной формуле (3.14), это условие, по-видимому, нарушается. В результате отклонение энергии захваченных электронов от энергии синхронного электрона оказывается того же порядка, что и изменение энергии синхронного электрона. Это привело к тому, что полученные в этой работе значения КПД и длины взаимодействия значительно отличаются от соответствующих значений, вычисляющихся по точным формулам.

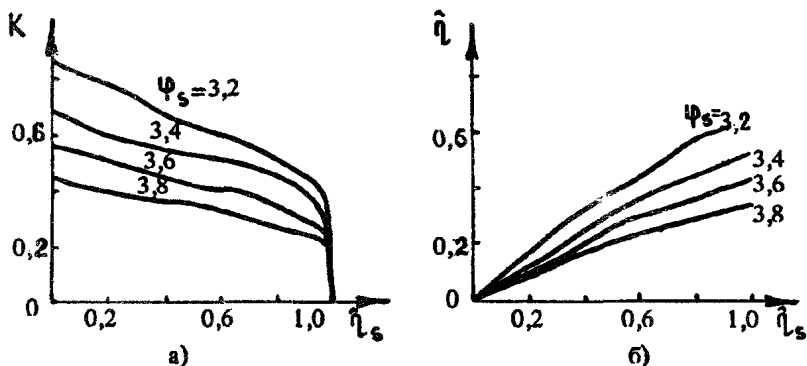


Рис. 5. Текущий коэффициент захвата K (а) и рассчитанный по формуле (3.14) приведенный КПД $\hat{\eta}$ (б) в зависимости от приведенного изменения энергии синхронного электрона $\hat{\eta}_s$ и его фазы φ_s ($\beta_{\perp 0} = 0.4$, $\beta_{\parallel 0} = 0.9$, $\beta_{ph} = 1.08$)

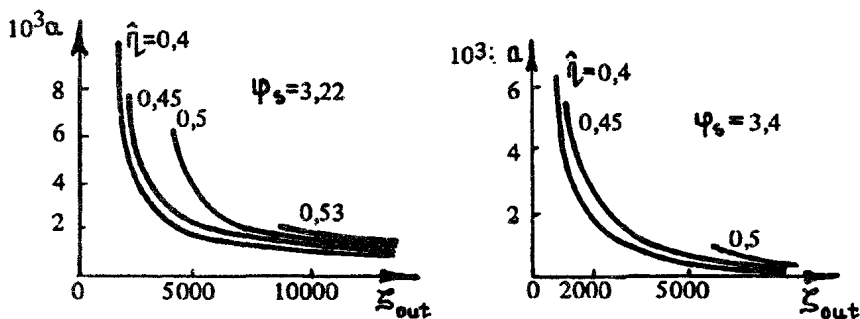


Рис. 6. Зависимость приведенного КПД $\hat{\eta}$ МСАР-генератора в режиме захвата от амплитуды высокочастотного поля a , длины взаимодействия ζ_{out} и фазы синхронного электрона φ_s , рассчитанная по точным уравнениям. Параметры системы те же, что на рис. 5

ных параметрах $\beta_{\perp 0}$, $\beta_{\parallel 0}$, β_{ph} и фиксированном профиле магнитного поля $H_x(z)$ не выделена оптимальная рабочая амплитуда (рабочий ток). Действительно, из (2.10) и (2.14) следует, что уравнения (2.8) и (2.11) могут быть представлены следующим образом:

$$\begin{cases} \frac{dw_s}{d\zeta} = \beta_{ph} \kappa_s(w_s) a \sin \varphi_s \\ h = h(w_s) \end{cases} \quad (3.16)$$

Отсюда видно, что если профиль поля $h(\zeta)$ синхронизирует поток с волной амплитуды a при фазе синхронного электрона φ_s , то этот же профиль будет синхронизировать поток с волной амплитуды a' при

такой фазе φ'_s , что

$$a' \sin \varphi'_s = a \sin \varphi_s. \quad (3.17)$$

При этом, как видно из формулы (2.17), длина прибора ζ_{out} не меняется. В то же время, если $\varphi_s \approx \pi$, то большому изменению $\sin \varphi_s$ соответствует малое изменение φ_s и, следовательно, малое изменение начального коэффициента захвата K_0 (φ_s), которое, к тому же, незаметно на фоне дезахвата. Итак, в приборе с фиксированным профилем магнитного поля $h(\zeta)$ и длиной ζ_{out} можно в несколько раз менять рабочую амплитуду волны (рабочий ток) без существенного изменения КПД.

4. УСИЛИТЕЛЬНЫЙ РЕЖИМ МЦР С ПРОФИЛИРОВАННЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

Как показывает анализ выражения (3.12), медленное увеличение амплитуды $a(\zeta)$ уменьшает дезахват. Естественным примером МЦР с увеличивающейся по длине амплитудой высокочастотного поля является МЦР-ЛБВ. Представляя вектор-потенциал волны в виде

$$A_+ = |A(z)| \exp [i(\omega t - k_{\parallel} z + \Psi)],$$

для такой системы вместо (2.3) – (2.6) получим

$$\frac{d\omega}{d\zeta} = \beta_{ph} \kappa |a| \sin \Phi, \quad (4.1)$$

$$\frac{dp_{\parallel}}{d\zeta} = \frac{1}{\beta_{ph}} \frac{d\omega}{d\zeta} - \frac{\kappa p_{\perp}}{2h} \frac{dh}{d\zeta} + \kappa \operatorname{Re} \left[\left(\frac{d|a|}{d\zeta} + i |a| \frac{d\Psi}{d\zeta} \right) e^{i\Psi} \right], \quad (4.2)$$

$$\frac{d\Phi}{d\zeta} = \left(\frac{\beta_{ph}\omega}{p_{\parallel}} - 1 \right) \left(1 + \frac{|a|}{p_{\perp}} \cos \Phi \right) - \frac{h}{p_{\parallel}} + \frac{d\Psi}{d\zeta}, \quad (4.3)$$

$$\frac{d\Psi}{d\zeta} = -J \langle \kappa \cos \Phi \rangle_{\varphi} |a|^{-1}, \quad (4.4)$$

$$\langle \omega \rangle_{\varphi} = \frac{\beta_2}{2J} (|a|^2 - a_0^2), \quad (4.5)$$

где $\Phi = \theta + \Psi$, $J = \frac{\beta_{10} \beta_{ph}^2}{2} \frac{\omega_b^2}{\omega^2}$ – параметр тока, $\omega_b^2 = \frac{4\pi e^2 n_e}{m \gamma_0}$, n_e – невозмущенная концентрация электронов, a_0 – начальная амплитуда волны. Выражение (4.5) представляет собой закон сохранения энергии системы "поток – волна". При этом уравнение для стационарного магнитного поля (2.11) модифицируется следующим

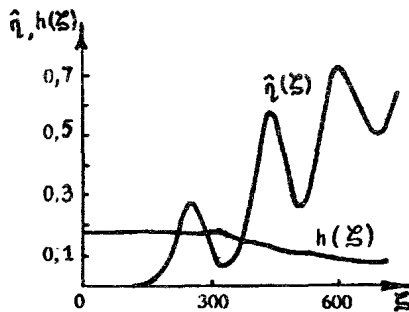


Рис. 7. Усилительный режим МЦАР в режиме захвата ($\beta_{\perp 0} = 0,4$, $\beta_{\parallel 0} = 0,9$, $\beta_{ph} = 1,08$, $I = 10^{-3}$)

образом:

$$h(\zeta) = \beta_{ph} \omega_s - \rho_{\perp s} + \rho_{\parallel s} \frac{d\Psi}{d\zeta}. \quad (4.6)$$

Третье слагаемое уравнения (4.6) может привести к резкому и немонотонному изменению магнитного поля, особенно в начале взаимодействия, что значительно затрудняет применение режима захвата в усилителе. В численных расчетах поле $h(\zeta)$ удерживалось постоянным, если закон (4.6) требовал его увеличения. Когда же формула (4.6) требовала уменьшения поля $h(\zeta)$, оно уменьшалось в соответствии с этой формулой. В результате получалось поле $h(\zeta)$, монотонно спадающее по закону, близкому к (4.6).

Как показали численные расчеты системы уравнений (4.1) – (4.5), для достижения максимально высокого КПД в усилителе электронам достаточно совершить порядка трех синхротронных колебаний (рис. 7). При этом реализуется режим, промежуточный между захватом и режимом обычного МЦАР с однородным магнитным полем. Результаты численных расчетов такого МЦАР приведены в таблице.

Максимальное значение КПД, параметр тока I и длина взаимодействия ζ_{out} МЦАР-усилителя с профилированным и однородным магнитостатическими полями

b_0	$\hat{\eta}$, %		I 10^4		ζ_{out}	
	$H \neq \text{const}$	$H = \text{const}$	$H \neq \text{const}$	$H = \text{const}$	$H \neq \text{const}$	$H = \text{const}$
0,25	75	70	1,5	5	1160	495
0,5	72	65	10	15	600	315
0,75	68	50	1	1,7	2100	580

Как видно из таблицы, профилирование магнитного поля дает выигрыш в эффективности, хотя режим захвата реализуется не в чистом виде. При этом в усилителе длина взаимодействия не слишком сильно возрастает по сравнению с однородным вариантом. В то же время для осуществления описанного выше режима требуются меньшие токи.

5 ВЛИЯНИЕ РАЗБРОСА НАЧАЛЬНЫХ ПАРАМЕТРОВ И НЕТОЧНОСТЕЙ ПРОФИЛЯ СИНХРОНИЗИРУЮЩЕГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ ПРИБОРА

Выше рассматривались только электроны, имеющие заданные начальные параметры $\beta_{||0}$, u_0 . Рассмотрим теперь поток, в котором имеются фракции частиц, отличающихся от частиц центральной фракции начальными отклонениями продольного импульса и энергии ($\Delta p_{||0}$, u_0). Кроме того, считаем, что стационарное магнитное поле имеет постоянное отклонение Δh от определяемого формулой (2.11) закона. В этом случае вывод уравнений синхротронных колебаний частиц нецентральной фракции аналогичен разд. 3, только вместо (3.2) следует написать

$$\Delta p_{||} - \Delta p_{||0} = \frac{u - u_0}{\beta_{ph}}. \quad (5.1)$$

Вводя новую переменную

$$\hat{u} = u + \frac{u_0 \beta_{ph}^{-2} - \beta_{ph}^{-1} (\Delta p_{||0} + \Delta h)}{1 - \beta_{ph}^{-2}},$$

получим систему уравнений

$$\frac{d\hat{u}}{\beta_{ph} d\zeta} = - \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \theta}, \quad (5.2)$$

$$\frac{d\theta}{\beta_{ph} d\zeta} = \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \hat{u}}, \quad (5.3)$$

с гамильтонианом $\mathcal{H} = \frac{\hat{u}^2}{2M} + a \kappa V(\theta)$, которая отличается от системы (3.3) – (3.4) только начальным условием для \hat{u} :

$$\hat{u}(0) = \hat{u}_0 = \frac{u_0 - \beta_{ph}^{-1} (\Delta p_{||0} + \Delta h)}{1 - \beta_{ph}^{-2}}. \quad (5.4)$$

Считая $\phi_s \approx \pi$, легко получить изменение начального коэффици-

ента захвата, вызванное разбросом скоростей и погрешностями в профилировании магнитного поля:

$$\Delta K \approx \frac{1}{\pi} \arccos \left(1 - \frac{\hat{u}_0^2}{2a \kappa_{so} M_0} \right). \quad (5.5)$$

Как следует из (5.5), потенциальная яма удерживает электроны таких фракций, для которых справедливо условие

$$\hat{u}_0 < \sqrt{a \kappa_{so} M_0}. \quad (5.6)$$

Положив $u_0 = \Delta p_{10} = 0$, из условия (5.6) получим оценку допустимого отклонения поля $H_z(z)$:

$$\frac{\Delta H_z}{H_{zo}} < \left(1 - \frac{\beta_{110}}{\beta_{ph}} \right) - 1 \sqrt{\frac{a \beta_{10} \beta_{110}}{M_0}}. \quad (5.7)$$

Считая, что $\Delta h = 0$, и предполагая, что электронный поток является моноэнергетическим ($u_0 = 0$), получим допустимый разброс поперечных скоростей:

$$\frac{\Delta \beta_{10}}{\beta_{10}} < \sqrt{\frac{a \beta_{ph}^2}{\kappa_{so}^2 M_0}}. \quad (5.8)$$

Отметим, что формулы (5.7), (5.8) еще раз свидетельствуют о несовместимости режима захвата с точным авторезонансом.

Численные исследования критичности прибора к разбросу скоростей частиц проводились для моноэнергетического ($u_0 = 0$) потока в генераторном и усилительном режимах. Считалось, что распределение фракций по разбросу поперечных скоростей гауссово, и строились зависимости КПД от характерного разброса скоростей потока $\frac{\Delta \beta_{10}}{\beta_{10}}$.

На рис. 8 проводится сравнение чувствительности к разбросу поперечных скоростей МЦАР-генератора в режиме захвата и обычного МЦАР-генератора (пунктир). Рис. 9 иллюстрирует такое же сравнение для усилительного режима. Видно, что значительно большая длина МЦАР в режиме захвата по сравнению с обычным МЦАР не повышает, а даже снижает критичность прибора к разбросу поперечных скоростей, что объясняется особенностями группировки электронов. В приборах с обычной группировкой "О"-типа разброс по начальным скоростям частиц приводит к разбросу углов пролета, что повышает чувствительность прибора к разбросу при увеличении длины. Иная картина в режиме захвата: первоначально захваченные в потенциальную яму частицы нецентральных фракций ведут себя аналогично электронам центральной фракции. Чувствительность

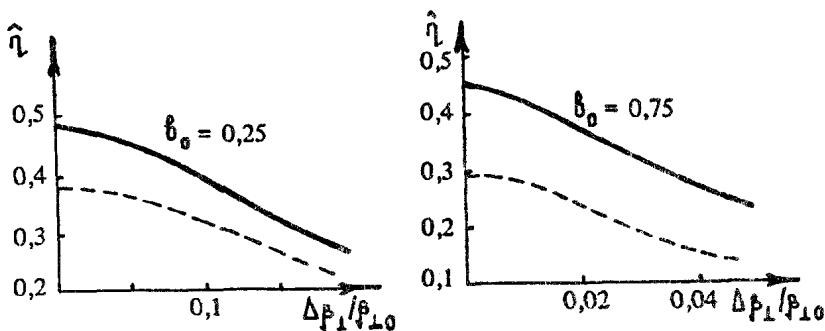


Рис. 8. КПД МЦАР-генератора в режиме захвата (сплошные линии) в зависимости от разброса скоростей при гауссовом разбросе скоростных фракций частиц в сравнении с МЦАР с однородным магнитным полем (пунктир)

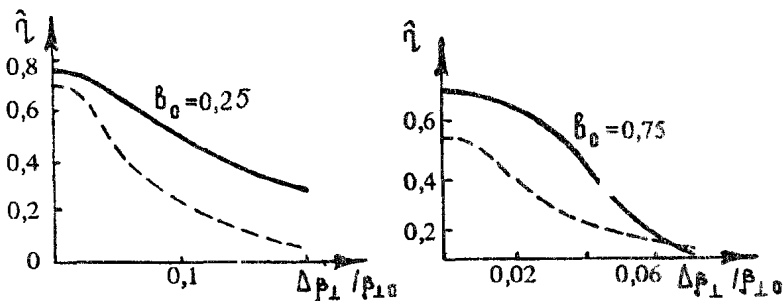


Рис. 9. КПД МЦАР-усилителя в режиме захвата (сплошные линии) в зависимости от разброса скоростей при гауссовом разбросе скоростных фракций частиц в сравнении с МЦАР с однородным магнитным полем (пунктир)

прибора к разбросу определяется, следовательно, только начальным захватом и не зависит от длины прибора.

Авторы благодарны Г. С. Нусиновичу за возможность ознакомиться с его статьей [17] до ее публикации.

ЛИТЕРАТУРА

- 1 Петелин М. И К теории ультрарелятивистских мазеров на циклотронном авторезонансе // Изв вузов Радиофизика 1974. Т. 17, N 6 С. 902–908
- 2 Братман В Л., Гинзбург Н. С., Нусинович Г. С., Петелин М. И, Юллатов В К Циклотронные и синхротронные мазеры // Релятивистская высокочастотная электроника. Вып. 1 / ИФФ АН СССР. Горький, 1979. С. 157–216

3. *Bratman V. L., Denisov G. G., Ginzburg N. S., Petelin M. I* FEL's with Bragg Reflection Resonators: Cyclotron Autoresonance Maser Versus Ubitron // IEEE J. Quantum Electron. 1983. V. QE-19 N 3, P. 282–296.

4. *Коломенский А. А., Лебедев А. Н.* Авторезонансное движение частицы в плоской электромагнитной волне // ДАН СССР. 1962 Т. 145, N 6 С. 1259–1261.

5. *Давыдовский В. Я.* О возможности резонансного ускорения заряженных частиц электромагнитными волнами в постоянном магнитном поле // ЖЭТФ. 1962. Т 43, N 3 (9) С. 886–888.

6. *Kroll N. M., Morton Ph. L., Rosenbluth M. N.* Variable Parameter Free-Electron Laser // Phys Quantum Electron, V. 7 / Ed. St. Jacobs e. a. Addison-Wesley Publ. Comp, 1980. P 81–112.

7. *Kroll N. M., Morton Ph. L., Rosenbluth M. N* Enhanced Energy Extraction in Free-Electron Lasers by Means of Adiabatic Decrease of Resonant Energy // Phys. Quantum Electron. Addison-Wesley Publ Comp., 1980. P. 113–146.

8. *Sprangle P., Tang C.-M., Manheimer W. M.* Nonlinear Theory of Free-Electron Laser and Efficiency Enhancement // Phys. Rev. A. 1980. V. 21, N 1 P. 302–353.

9. *Orzechowski T. J., Anderson B. R, Clark J. C. e. a.* High-Efficiency Extraction of Microwave Radiation from a Tapered-Wiggler Free-Electron Laser // Phys. Rev. Lett. 1986. V 57, N 17. P. 2172–2175.

10. *Гинзбург Н. С* Нелинейная теория вынужденного ондуляторного излучения и вынужденного рассеяния волн на магнитонаправляемых электронных пучках в поперечно-ограниченных электродинамических системах // Релятивистская высокочастотная электроника. Вып. 3 / ИПФ АН СССР. Горький, 1983. С. 26–95.

11. *Гинзбург Н. С., Манькин И. А., Поляк В. Е., Сергеев А. С., Сморгонский А. В* Режим захвата частиц синхронной волной как метод повышения КПД приборов СВЧ // Релятивистская высокочастотная электроника. Вып 5 / ИПФ АН СССР. Горький, 1988 С. 37–77.

12. *Кураев А. А.* Теория и оптимизация электронных приборов СВЧ Минск : Наука и техника, 1979.

13. *Sprangle P., Tang C.-M., Serafim P.* Induced Resonance Electron Cyclotron (IREC) Quasi-optical Maser // Nucl. Instrum. and Methods in Physical Research. 1986 A 250. P. 361–365.

14. *Kho T. H., Lin A. T.* Efficiency Optimization in an Electron Cyclotron Autoresonance Maser Amplifier Through Magnetic Field Tapering // Phys. Rev. A. 1989. V. 40, N 5. P. 2486–2490.

15. *Орлов Н. Н., Жураховский В. А.* Идеология синхронного взаимодей-

ствия: достижения и перспективы // Докл. на IX Всесоюзном семинаре "Колебательные явления в потоках заряженных частиц". Ленинград, 1984. С. 121–136.

16 *Гинзбург Н. С.* К теории релятивистских МЦР, работающих в режиме синхронного адиабатического торможения // Изв. вузов. Радиофизика. 1987. Т 30, N 10 С. 1181–1187.

17. *Nusinovich G. S.* Cyclotron Resonance Maser with Inhomogeneous External Magnetic Fields // Physical Fluids B (in press).

18. *Воронин В. С., Кононов Н. Н.* Резонансное ускорение частиц плоской волной с фазовой скоростью, большей скорости света, в магнитном поле // ЖТФ 1970. Т 40, N 1. С. 160–163.

19. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Квантовая механика. М. Наука, 1989.

МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕЛИНЕЙНОГО РЕЖИМА РАБОТЫ ЛСЭ-УСИЛИТЕЛЯ С КРУГЛЫМ ПУЧКОМ

Е. Л. Салдин, Е. А. Шнейдмиллер, М. В. Юрков

1. ВВЕДЕНИЕ

Выбор варианта конфигурации лазера на свободных электронах (ЛСЭ), усилителя или генератора, зависит от предполагаемого назначения, однако в ряде случаев конфигурация ЛСЭ-усилителя является единственно возможной. К примеру, генерация жесткого ультрафиолетового или мягкого рентгеновского излучения возможна только с использованием ЛСЭ-усилителя [1, 2]. Другая важная область применения ЛСЭ-усилителей — это генерация излучения с высокой средней или пиковой мощностью, требуемой для некоторых научных (встречные фотонные пучки высоких энергий, системы СВЧ-питания линейных электрон-позитронных коллайдеров, нагрев плазмы и т.д.) и промышленных применений [3–6].

Теории ЛСЭ-усилителей посвящено множество работ (см. книгу [7] и ссылки). Одним из наиболее важных аспектов теории ЛСЭ-усилителей является анализ нелинейных процессов. Аналитические методы имеют крайне ограниченные возможности при анализе эффектов насыщения, поэтому широкое распространение получили различные компьютерные алгоритмы. Основной проблемой всех численных алгоритмов является вычисление полей излучения и пространственного заряда. Для вычисления полей излучения используются различные модификации метода разложения по поперечным модам (см., например, [8]) и методы конечных разностей [9–11]. Ситуация с учетом поля пространственного заряда является более сложной, поэтому во многих физических моделях учет влияния пространственного заряда электронного пучка на процесс формирования излучения не производится (см., например, [10]).

Среди отечественных работ, посвященных нелинейной теории ЛСЭ-усилителей, следует отметить работы [12–15], авторы которых рассматривают модель тонкого ленточного пучка, используя волновое уравнение, записанное в параксиальном приближении, и усредненные уравнения движения частиц, записанные в форме уравнений маятника. Такая сравнительно простая модель позволила авторам провести качественный и количественный анализ влияния эффектов дифракции на нелинейной стадии работы ЛСЭ-усилителя.

Данная работа посвящена вопросам нелинейной теории ЛСЭ-усилителя. Рассматривается приближение, в котором пренебрегается влиянием окружающей пучок структуры (стенки вакуумной камеры и т.д.) на процесс формирования излучения. Такая модель открытого пучка применима для описания работы ЛСЭ-усилителей инфракрасного и более коротковолновых диапазонов. При разработке алгоритмов численного моделирования, как правило, возникают проблемы достоверности и ясной физической интерпретации полученных результатов. В предлагаемом в данной работе подходе удалось совместить эти требования. С одной стороны, приближения приняты таким образом, что линейная стадия усиления может тестироваться по строгим аналитическим результатам [16]. С другой стороны, при записи уравнений используются методы подобия [16–19]. В результате не только уменьшается количество параметров задачи, но и осуществляется переход к безразмерным параметрам, имеющим ясный физический смысл: параметр отстройки, параметр пространственного заряда, параметр энергетического разброса, дифракционный параметр. Такой подход существенно упрощает интерпретацию получаемых результатов и делает их физически наглядными.

Предложенный в работе алгоритм учитывает эффекты дифракции, энергетический разброс электронов в пучке и поле пространственного заряда. Рассматривается традиционная постановка начальных условий: на вход усилителя подается немодулированный электронный пучок и электромагнитное излучение, имеющее форму гауссова лазерного пучка. Программа FS2RN моделирования нелинейного режима усиления (из разработанного авторами пакета программ FS2R для расчета ЛСЭ-усилителей с круглым пучком) позволяет проводить расчет характеристик ЛСЭ-усилителя (частотная, амплитудная и токовая) в линейном и нелинейном режиме работы, а также в режиме с вариацией параметров с высоким КПД. Имеется возможность вывода распределений полей в ближней и дальней зонах и различных характеристик электронного пучка.

2. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Рассмотрим модель ЛСЭ-усилителя с круглым электронным пучком радиуса r_0 , который имеет ограниченный градиентный про-

филь распределения плотности тока:

$$j_0(r) = IS (r/r_0) \left[2\pi \int_0^{r_0} r S(r/r_0) dr \right]^{-1} \quad \text{при } r < r_0,$$

$$j_0(r) = 0 \quad \text{при } r > r_0,$$

где I — ток пучка, $S(r/r_0)$ — функция, описывающая градиентный профиль. Пучок движется вдоль оси спирального ондулятора с периодом $\lambda_w = 2\pi/k_w$, поперечное магнитное поле на оси которого имеет вид

$$H_w = H_x + iH_y = H_w \exp(-ik_w z). \quad (1)$$

При этом угол вынужденного вращения электронов (в пренебрежении поперечной неоднородностью магнитного поля ондулятора) равен

$$v = eH_w / (\mathcal{E}k_w) = Q / \gamma, \quad (2)$$

где \mathcal{E} — энергия частицы, Q — фактор ондуляторности, γ — релятивистский фактор. Далее везде предполагается, что угол вращения мал, $r_s = v/k_w \ll r_0$, а продольная скорость частиц V_z близка к скорости света, т.е.

$$\gamma_z^2 = (1 - V_z^2/c^2)^{-1} = \gamma^2/(1 + Q^2) \gg 1.$$

Таким образом, в рассматриваемой модели полагаем движение электронов в ондуляторе одномерным (в среднем по вынужденному движению) и не учитываем бетатронные колебания.

Вектор электрического поля усиливаемой электромагнитной волны может быть представлен в комплексной форме:

$$E_x + iE_y = \tilde{E}(r_\perp, z) \exp[i\omega(z/c - t)], \quad (3)$$

где ω — частота усиливаемой волны. Комплексная амплитуда \tilde{E} не зависит от времени t в любой точке пространства, что соответствует обычной постановке начальной задачи с заданными условиями на входе в ондулятор. При дальнейшем рассмотрении предполагается, что комплексная амплитуда \tilde{E} является медленно меняющейся функцией продольной координаты z , в том смысле, что $|\partial\tilde{E}/\partial z| \ll k_w |\tilde{E}|$.

В рамках принятых приближений движение электронов удобно описывать в канонических переменных "энергия — фаза" с канонической координатой

$$\psi = \int k_w dz - \omega(t - z/c), \quad (4)$$

и кинетической энергией \mathcal{E} в качестве канонически сопряженного импульса (см., например, [19, 20]). В этом представлении продольная координата z является независимой переменной. В случае, когда поля излучения не возмущают поперечного вынужденного движения частиц (т.е. когда поле ондулятора H_w достаточно велико, $H_w \gg |\vec{E}|/2\gamma_z^2$), модельный гамильтониан частицы может быть представлен в виде [19]

$$H(\mathcal{E}, \psi, z) = \int (k_w + \omega/c - \omega/V_z) d\mathcal{E} - \varphi \sin(\psi + \psi_0) - e \int E_z d\psi \quad (5)$$

Здесь φ и ψ_0 — амплитуда и фаза пондеромоторного потенциала, $\varphi e^{i\psi_0} = e v \vec{E}(\vec{r}_\perp, z)$, E_z — продольная компонента поля пространственного заряда. Канонические уравнения движения, соответствующие гамильтониану (5), имеют вид

$$\begin{aligned} \frac{d\mathcal{E}}{dz} &= - \frac{\partial H}{\partial \psi} = \varphi \cos(\psi + \psi_0) + eE_z, \\ \frac{d\psi}{dz} &= \frac{\partial H}{\partial \mathcal{E}} = k_w + \frac{\omega}{c} - \frac{\omega}{V_z} - \frac{\partial \varphi}{\partial \mathcal{E}} \sin(\psi + \psi_0). \end{aligned} \quad (6)$$

В случае, когда отклонение энергии электрона \mathcal{E} от номинальной энергии \mathcal{E}_0 мало, гамильтониан (5) принимает вид

$$H(\mathcal{E}, \psi, z) = \tilde{P}^2/2\mu + \tilde{P} C - \varphi \sin(\psi + \psi_0) - e \int E_z d\psi, \quad (7)$$

где $\tilde{P} = (\mathcal{E} - \mathcal{E}_0)$, $C = k_w + \omega/c - \omega/V_z$ — отстройка от синхронизма с волной для частицы с номинальной энергией, $\mu^{-1} = d(V_z^{-1})/d\mathcal{E} \approx 1/\gamma\gamma_z^2 mc^2$ — параметр массы продольного движения.

3. РЕШЕНИЕ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКОЙ ЗАДАЧИ

Выше мы получили уравнения движения частиц в заданных электромагнитных полях. Для замыкания самосогласованной задачи об излучении электронного пучка в ондуляторе необходимо решить

электродинамическую задачу, т.е. найти поля излучения и пространственного заряда при известном движении электронов. Уравнения Максвелла для векторного потенциала A и скалярного потенциала ϕ имеют вид (здесь принята калибровка Лоренца для потенциалов)

$$\nabla^2 A - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} A = - \frac{4\pi}{c} j(r, t), \quad (8a)$$

$$\nabla^2 \phi - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \phi = - 4\pi e \rho(r, t), \quad (8б)$$

где j — плотность тока и ρ — плотность пучка. Электрическое поле E связано с потенциалами A и ϕ соотношением $E = -c^{-1} \partial A / \partial t - \nabla \phi$. Решения волновых уравнений (8a) и (8б) могут быть представлены в форме запаздывающих потенциалов:

$$A(r, t) = \frac{1}{c} \int dr' \frac{j(r', t - |r - r'|/c)}{|r - r'|}, \quad (9a)$$

$$\phi(r, t) = e \int dr' \frac{\rho(r', t - |r - r'|/c)}{|r - r'|}. \quad (9б)$$

Далее будем рассматривать азимутально-симметричные моды излучения, в этом случае модуляция плотности электронного пучка и потенциалы не зависят от азимутального угла. Интегрирование (9) с использованием параксиального приближения

$$|r - r'| \approx z - z' + \frac{|r_{\perp} - r'_{\perp}|^2}{2(z - z')} \quad (10)$$

приводит к следующему выражению для комплексной амплитуды поля излучения (удерживаем только "резонансную" часть, дающую неисчезающий вклад в гамильтониан после усреднения по периоду модулятора):

$$\begin{aligned} \tilde{E} = & \tilde{E}_{\text{ext}} + \frac{2\pi i \omega v_0}{c^2} \int_0^z \frac{dz'}{z - z'} \int_0^{r_0} r' dr' j_0(r') \tilde{j}_1(z', r') \times \\ & \times \exp\left[\frac{i \omega (r^2 + r'^2)}{2c(z - z')}\right] J_0\left[\frac{\omega r r'}{c(z - z')}\right], \end{aligned} \quad (11)$$

где J_0 — функция Бесселя первого рода, \tilde{E}_{ext} — комплексная амплитуда поля входного сигнала, v_0 — угол вращения электрона с номинальной энергией E_0 . Нормализованная амплитуда первой гармоники поперечной плотности тока \tilde{j}_1 дается выражением.

$$\tilde{j}_1 = v_0^{-1} \langle v_k \exp(-i \psi_k) \rangle, \quad (12)$$

где символ $\langle \rangle$ означает локальное усреднение по пучку, ψ_k и Ψ_k — угол и фаза вращения электрона.

Для продольной компоненты электрического поля E_z (т.е. для поля пространственного заряда) получается следующее выражение:

$$E_z = \frac{4\pi i \omega}{\gamma_z^2 c^2} \sum_{n=1}^{\infty} n e^{in\psi} \left[K_0 \left(\frac{n \omega r}{\gamma_z c} \right) \int_0^r r' dr' \tilde{a}_n(r', z) j_0(r') I_0 \left(\frac{n \omega r'}{\gamma_z c} \right) + I_0 \left(\frac{n \omega r}{\gamma_z c} \right) \int_r^{\infty} r' dr' \tilde{a}_n(r', z) j_0(r') K_0 \left(\frac{n \omega r'}{\gamma_z c} \right) \right] + \text{с.с.}, \quad (13)$$

где K_0 и I_0 — модифицированные функции Бесселя, комплексные амплитуды гармоник плотности пучка \tilde{a}_n равны

$$\tilde{a}_n = \langle \exp(-in\psi_k) \rangle. \quad (14)$$

Здесь, как и в выражении (12), символ $\langle \rangle$ означает локальное усреднение по пучку, ψ_k — фазы электронов. В случае, когда поперечные размеры электронного пучка достаточно велики (т.е. $r_0^2 \gg \gamma_z^2 c^2 / \omega^2$), выражение (14) для поля пространственного заряда E_z имеет вид

$$E_z = \frac{4\pi i}{\omega} j_0(r) \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\tilde{a}_n e^{in\psi}}{n} + \text{с.с.} \quad (15)$$

Таким образом, система канонических уравнений движения (6) совместно с выражениями для электромагнитного поля (11) и (15) описывают самосогласованный процесс усиления электромагнитного излучения в ондуляторе.

4 УРАВНЕНИЯ НЕЛИНЕЙНОГО РЕЖИМА

Следуя [16–19], проведем нормализацию переменных, что позволяет не только уменьшить количество независимых параметров задачи, но и перейти к физическим переменным, имеющим ясный физический смысл: параметр усиления, параметр пространственного заряда, параметр энергетического разброса, дифракционный параметр. В случае, когда вариация параметров ондулятора проводится при постоянном факторе ондуляторности Q , система канонических уравнений (6) может быть записана в следующем нормализованном виде:

* Случай вариации параметров при постоянном периоде ондулятора рассмотрен в приложении

$$\frac{d\hat{P}}{dz} = \text{Re} [i (e^{i\nu} \hat{v} U_r + \hat{\Lambda}_{\rho}^2 U_c)],$$

$$\frac{d\psi}{dz} = \hat{C} + \hat{P} \frac{1 + \beta \hat{P}/2}{(1 + \beta \hat{P})^2} + \frac{\beta \hat{v}}{1 + \beta \hat{P}} \text{Re} [e^{i\nu} U_r], \quad (16)$$

где $\hat{P} = (\mathcal{E} - \mathcal{E}_0) \omega / \mu \Gamma$ — нормализованное отклонение энергии, $\hat{z} = Gz$ — нормализованная продольная координата, $\hat{C} = C(\hat{z}) = C/\Gamma = [k_w(\hat{z}) + \omega/c - \omega/V_{z0}] / \Gamma$ — нормализованная отстройка, $\hat{\Lambda}_{\rho}^2 = \Lambda_{\rho}^2 / \Gamma^2 = 4c^2 / (\omega^2 v_0^2 r_0^2)$ — параметр пространственного заряда, $\nu = \nu / \nu_0 = 1 / (1 + \beta \hat{P})$ — приведенный угол вращения. Параметр усиления Γ дается выражением

$$\Gamma = \left[\frac{I}{I_A} \frac{v_0^2 \omega^2 mc}{2\mu} \left(\int_0^1 \zeta S(\zeta) d\zeta \right)^{-1} \right]^{1/2},$$

где I — ток пучка, $I_A = mc^3/e$, $\gamma = \gamma_0 (1 + \beta \hat{P})$. Величины γ_0 , V_{z0} , v_0 относятся к частице с равновесной энергией \mathcal{E}_0 на входе в область взаимодействия. Параметр β равен: $\beta = \mu \Gamma / \mathcal{E}_0 \omega$. Отметим, что параметр β по порядку величины соответствует КПД η усилителя с постоянными параметрами.

Выражение для эффективного потенциала полей излучения U_r имеет вид

$$U_r = U_{ext} + \text{Re} \left[2i \int_0^{\hat{z}} \frac{d\hat{z}'}{\hat{z} - \hat{z}'} \int_0^1 \hat{r}' d\hat{r}' \tilde{j}_1(\hat{z}', \hat{r}') S(\hat{r}') \times \right. \\ \left. \times \exp \left(\frac{iB(\hat{r}'^2 + \hat{r}^2)}{2(\hat{z} - \hat{z}')} \right) J_0 \left(\frac{B\hat{r}\hat{r}'}{\hat{z} - \hat{z}'} \right) \right], \quad (17)$$

где $\hat{r} = r/r_0$, $B = \Gamma r_0^2 \omega / c$ — дифракционный параметр. Нормализованная амплитуда первой гармоники плотности тока $\tilde{j}_1 = |j_1| \cdot \exp(i\psi_1)$ вычисляется по локальному ансамблю макрочастиц.

$$|\tilde{j}_1| = \frac{1}{M} \left[\left(\sum_{k=1}^M \hat{v}_k \cos(\psi_k) \right)^2 + \left(\sum_{k=1}^M \hat{v}_k \sin(\psi_k) \right)^2 \right]^{1/2}, \\ \psi_1 = - \arctg \left[\sum_{k=1}^M \hat{v}_k \sin(\psi_k) / \sum_{k=1}^M \hat{v}_k \cos(\psi_k) \right], \quad (18)$$

где M — число макрочастиц локального ансамбля. На вход усилителя подается гауссов лазерный пучок от задающего лазера, которому

соответствует следующее выражение для U_{ext} :

$$U_{\text{ext}}(\hat{z}, \hat{r}) = - \frac{iA_0 B \hat{\omega}^2}{2(\hat{z} - \hat{z}_0) - iB\hat{\omega}^2} \times \\ \times \exp \left[\frac{2iB(\hat{z} - \hat{z}_0)r^2}{4(\hat{z} - \hat{z}_0)^2 + B^2\hat{\omega}^4} \right] \exp \left[- \frac{B^2\hat{\omega}^2 r^2}{4(\hat{z} - \hat{z}_0)^2 + B^2\hat{\omega}^4} \right], \quad (19)$$

где $\hat{\omega} = \omega/r_0$ — нормализованный размер гауссова пучка в перетяжке, $\hat{z}_0 = \Gamma z_0$ — нормализованная координата перетяжки,

$$A_0 = (8W_{\text{ext}}/W_* B \hat{\omega}^2)^{1/2}$$

— нормализованная амплитуда входного излучения, W_{ext} — мощность входного излучения, $W_* = \beta W_{\text{beam}} = \beta I \epsilon_0/e$.

Выражение для эффективного потенциала поля пространственного заряда U_c имеет вид

$$U_c = \frac{B}{\beta} \sum_{n=1}^{\infty} n e^{in\psi} \left[K_0(n\hat{r}\sqrt{B/\beta}) \int_0^{\hat{r}} \hat{r}' d\hat{r}' \tilde{a}_n(\hat{r}', \hat{z}) S(\hat{r}') I_0(n\hat{r}'\sqrt{B/\beta}) + \right. \\ \left. + I_0(n\hat{r}\sqrt{B/\beta}) \int_0^{\hat{r}} \hat{r}' d\hat{r}' \tilde{a}_n(\hat{r}', \hat{z}) S(\hat{r}') K_0(n\hat{r}'\sqrt{B/\beta}) \right]. \quad (20)$$

В случае $B/\beta \gg 1$ (что соответствует случаю широкого по пространственному заряду пучка: $r_0^2 \gg \gamma_z^2 c^2/\omega^2$) U_c принимает вид

$$U_c = S(\hat{r}) \sum_{n=1}^{\infty} e^{in\psi} \frac{\tilde{a}_n(\hat{r}, \hat{z})}{n}.$$

Величины гармоник модуляции плотности $\tilde{a}_n = |\tilde{a}_n| \exp(i\psi_n)$ вычисляются аналогично (18):

$$|\tilde{a}_n| = \frac{1}{M} \left[\left(\sum_{k=1}^M \cos(n\psi_k) \right)^2 + \left(\sum_{k=1}^M \sin(n\psi_k) \right)^2 \right]^{1/2}, \\ \psi_n = - \arctg \left[\frac{\sum_{k=1}^M \sin(n\psi_k)}{\sum_{k=1}^M \cos(n\psi_k)} \right] \quad (21)$$

Выражение для коэффициента усиления излучения по мощности G_w находится путем интегрирования уравнения

$$\frac{dG_w}{dz} = - \frac{2iW_*}{W_{\text{ext}}} \int_0^{\hat{r}} \hat{r}' d\hat{r}' \tilde{a}_1(\hat{r}', \hat{z}) S(\hat{r}') U_r + \text{с.с.} \quad (22)$$

Распределение полей излучения в ближней зоне (т. е. внутри

пучка) с точностью до несущественного множителя дается выражениями (17) и (19). На достаточно большом расстоянии от выхода усилителя излучение круглого пучка имеет вид сферической волны, амплитуда которой меняется в зависимости от угла наблюдения $\Theta = r/z$. Диаграмма направленности мощности излучения в дальней зоне пропорциональна квадрату амплитуды поля волны

$$\frac{I(\Theta)}{I(0)} = \frac{|\Xi(\Theta)|^2}{|\Xi(0)|^2}. \quad (23)$$

Амплитуда поля излучения в дальней зоне $\Xi(\Theta)$ с точностью до несущественного общего множителя дается выражением

$$\begin{aligned} \Xi(\Theta) = & \int_0^{\hat{l}_0} d\hat{z}' \int_0^1 d\hat{r}' \hat{r}' \hat{j}_1(\hat{z}', \hat{r}') S(\hat{r}') \exp\left(\frac{i\hat{\Theta}^2 \hat{z}'}{B}\right) J_0(\hat{\Theta} \hat{r}') - \\ & - \frac{i\hat{A}_0 \hat{\omega}^2 B}{4} \exp\left[-\frac{i\hat{\Theta}^2 \hat{z}_0}{2B} - \frac{\hat{\omega}^2 \hat{\Theta}^2}{4}\right], \end{aligned} \quad (24)$$

где $\hat{l}_0 = \Gamma_0 l_0$ — нормализованная длина ондулятора, $\hat{\Theta} = r_0 \omega \Theta / c$ — нормализованный угол наблюдения

Необходимо подчеркнуть, что система рабочих уравнений (16) выведена из исходного гамильтониана (5), существенных упрощающих предположений о величине изменения энергии электронов не делалось, были опущены только члены порядка $1/\gamma^2$. Следовательно, уравнения (16) позволяют производить моделирование ЛСЭ-усилителей с КПД η порядка единицы (при условии, что конечная энергия электронов остается релятивистской).

5. АЛГОРИТМ FS2RN

Вышеописанный алгоритм формализован нами в программе FS2RN, входящей в пакет программ FS2R расчета ЛСЭ-усилителей с круглым открытым пучком. Моделирование производится методом макрочастиц. Ансамбль макрочастиц готовится следующим образом: пучок разбивается на N слоев по радиусу и в каждом слое берется M макрочастиц, которые равномерно распределяются по фазе ψ от 0 до 2π . Моделирование энергетического разброса проводится дополнительным распределением макрочастиц по распределению Гаусса:

$$d\omega = \frac{1}{\sqrt{4\pi \hat{\Lambda}^2}} \exp\left(-\frac{\hat{P}^2}{4\hat{\Lambda}^2}\right) d\hat{P}, \quad (25)$$

где $\hat{\Lambda}_T^2 = \omega^2 \sigma_E^2 / 2 \mu^2 \Gamma^2$ — параметр энергетического разброса, σ_E — энергетический разброс частиц в пучке.

Полученная система $2 N M$ уравнений (16) интегрируется с помощью схемы Рунге-Кутты. Отметим, что при вычислении интеграла по z' в выражении (17) применение стандартных квадратурных формул является неэффективным ввиду особенности подинтегральной функции при $z' \Rightarrow z$. Для вычисления интеграла (17) нами был разработан специальный алгоритм. Интервал интегрирования $(0, z)$ разбивается на некоторое количество подинтервалов, на которых a_1 аппроксимируется полиномами $J_0(t)$, где $t = B \hat{r}' / (\hat{z} - \hat{z}')$, при малых значениях t аппроксимируется полиномом, а при больших значениях t используем асимптотическое разложение $J_0(t)$. В результате вычисление интеграла (17) сводится к аналитической сумме, содержащей специальные функции: интегральные синус и косинус и интегралы Френеля.

Тестирование алгоритма проводилось двумя независимыми путями:

а) в линейной стадии — с помощью программ данного пакета: FS2RD — анализ дисперсионного уравнения и FS2RL — решение начальной задачи [16];

б) в линейной и нелинейной стадии — с помощью программ пакета WG2T, разработанного для расчета ЛСЭ-усилителей с круглым пучком в круглом волноводе [21]. Тестирование проводилось в асимптотике большого радиуса волновода.

Проиллюстрируем результаты тестирования на конкретном примере круглого однородного пучка. В случае, когда мощность входного излучения достаточно мала, а длина ондулятора достаточно велика, в ондуляторе формируется мода излучения, имеющая максимальный инкремент (в представленных примерах — TEM_{00} -мода). При достаточно большой длине ондулятора и достаточно далеко от точки насыщения (т.е. в линейном режиме с большим усилением) поле усиливаемой волны может быть представлено в виде

$$\tilde{E}(r, z) = E_x + iE_y \approx F(r) \exp(\Lambda z),$$

где Λ и $F(r)$ — соответственно инкремент и собственная функция распределения поля моды излучения пучка. На рис. 1 приведены сравнительные результаты расчетов инкремента радиационной неустойчивости, полученные с помощью программы FS2RD анализа дисперсионного соотношения и в линейной стадии программой FS2RN. Видно, что при числе радиальных разбиений $N = 5$ расхождение аналитических результатов и результатов численного моделирования практически во всем интересном диапазоне дифракционного параметра B не превышает долей процента (На рис. 1 и далее на рис. 2–4 сплошная линия — аналитические результаты, кружки —

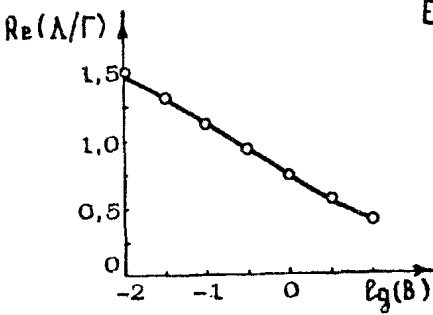


Рис. 1. Зависимость нормализованного инкремента $\hat{\Lambda} = \Lambda/\Gamma$ от дифракционного параметра B : $\hat{C} = 0$, $\hat{\Lambda}_p^2 = 0$, $\hat{\Lambda}_f^2 = 0$, $N = 5$, $M = 100$.

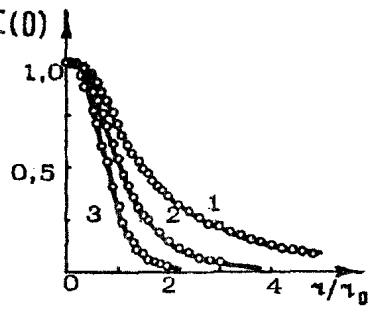


Рис. 2. Распределение поля внутри пучка по радиусу при различных значениях дифракционного параметра B : $\hat{C} = 0$, $\hat{\Lambda}_p^2 = 0$, $\hat{\Lambda}_f^2 = 0$, $N = 5$, $M = 100$ 1 - $B = 0,1$; 2 - $B = 1$; 3 - $B = 10$

расчеты алгоритма FS2RN на линейном участке). На рис. 2 и 3 для примера приведены сравнительные графики расчетов распределений поля в ближней зоне по радиусу и интенсивностей излучения в дальней зоне по углу. На рис. 4 приведены графики начальной стадии усиления, полученные с помощью программ FS2RN и FS2RL. В целом тщательное тестирование показало, что алгоритм FS2RN работает устойчиво и при соответствующем выборе параметров моделирования обеспечивает требуемую точность расчетов.

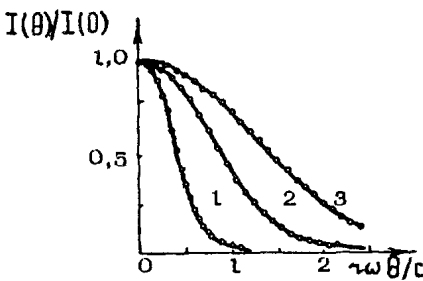


Рис. 3. Диаграммы направленности излучения в дальней зоне при различных значениях дифракционного параметра B : $\hat{C} = 0$, $\hat{\Lambda}_p^2 = 0$, $\hat{\Lambda}_f^2 = 0$, $N = 5$, $M = 100$ 1 - $B = 0,1$; 2 - $B = 1$; 3 - $B = 10$.

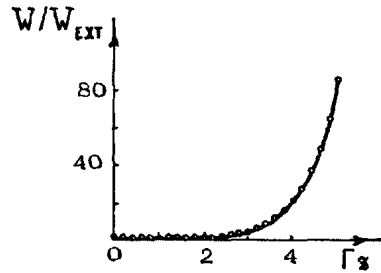


Рис. 4. Рост мощности излучения на начальном участке усиления $B = 1$, $\hat{C} = 0$, $\hat{\Lambda}_p^2 = 0$, $\hat{\Lambda}_f^2 = 0$, $N = 5$, $M = 100$, $\beta = 10^{-3}$, $\omega/r_0 = 1,2$, $W_{ext}/W_* = 10^{-6}$

Программа написана на языке Fortran-77 и работает под управлением операционной системы VAX/VMS на ЭВМ VAX-8350. При разработке кода и написании программы специальное внимание было уделено разработке машинно-независимого кода, что позволяет простым образом производить настройку программы на популярные ЭВМ с архитектурой IBM-360/370, IBM PC, CDC, ICL. Разработан также вариант пакета, работающий на ЭВМ серии PDP-11 под управлением операционной системы RSX-11M.

6. НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

В этом разделе приведем некоторые результаты численного моделирования работы ЛСЭ-усилителя с круглым однородным пучком. Во-первых, рассмотрим усилитель с постоянными параметрами. В этом случае максимальная выходная мощность достигается в режиме насыщения, когда электронный пучок перемодулируется и основная часть электронов попадает в тормозящую фазу ponderomotorного потенциала. В случае, когда мощность входного сигнала достаточно мала, $W_{ext} \ll W^*$, выходные характеристики ЛСЭ-усилителя в режиме насыщения не зависят от мощности входного сигнала и длины области взаимодействия и являются функциями четырех безразмерных параметров: \hat{C} , B , $\hat{\Lambda}_p^2$ и $\hat{\Lambda}_T^2$. Проиллюстрируем с помощью конкретного численного примера для значения дифракционного параметра $B = 1$ некоторые характерные особенности выходных характеристик усилителя при работе в режиме насыщения.

Электронный КПД. В рамках принятых приближений нормализованный КПД усилителя $\eta = \eta/\beta$ в точке насыщения является функцией четырех параметров: $\eta = \eta/\beta = f(\hat{C}, B, \hat{\Lambda}_p^2, \hat{\Lambda}_T^2)$. На рис. 5 приведены результаты численных расчетов зависимости нор-

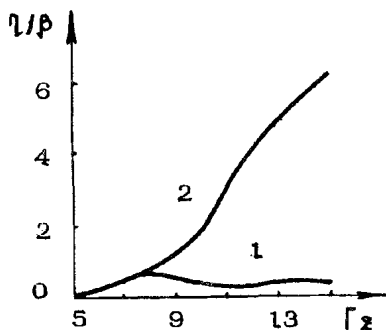


Рис. 5. Зависимость нормализованного КПД от длины области взаимодействия $B = 1$, $\hat{C} = 0$, $\hat{\Lambda}_p^2 = 0$, $\hat{\Lambda}_T^2 = 0$, $N = 5$, $M = 100$, $\beta = 10^{-3}$, $\omega/r_0 = 1,2$, $W_{ext}/W^* = 10^{-3}$. 1 — без вариации параметров; 2 — вариация параметров при постоянном факторе ондуляторности согласно формуле (26)

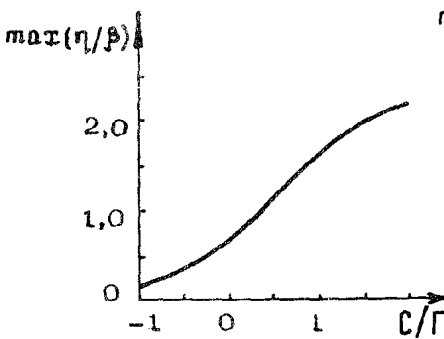


Рис. 6. Зависимость нормализованного КПД от отстройки $B = 1$, $\hat{\Lambda}_p^2 = 0$, $\hat{\Lambda}_T^2 = 0$

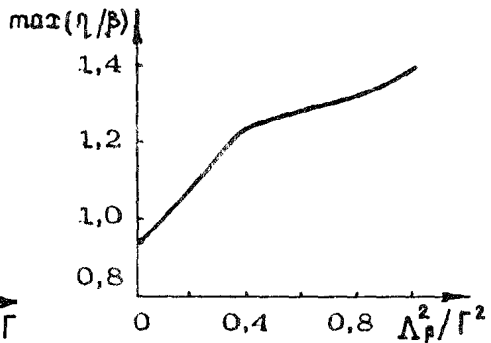


Рис. 7. Зависимость нормализованного КПД от параметра пространственного заряда $B = 1$, $\hat{\Lambda}_T^2 = 0$

мализованного КПД усилителя η . от нормализованной длины ондулятора. Видно, что рост мощности волны прекращается в режиме насыщения, когда лучок перемодулируется и значительная часть электронов попадает в ускоряющую фазу эффективного потенциала.

На рис 6 приведена зависимость максимума нормализованного КПД η . от параметра нормализованной отстройки \hat{C} Видно, что при увеличении отстройки КПД монотонно растет. Этот факт объясняется тем, что при положительных отстройках частицы, теряющие энергию, дольше находятся в резонансе с волной Здесь необходимо отметить, что такая тенденция имеет место до тех пор, пока отстройка попадает в ширину полосы усиления.

На рис. 7 приведена зависимость максимального КПД от параметра пространственного заряда $\hat{\Lambda}_p^2$ (параметр отстройки соответствует максимуму инкремента) Видно, что с увеличением параметра пространственного заряда эффективность усилителя повышается Это связано с тем,

что продольное поле пространственного заряда замедляет процесс перегруппировки частиц в режиме насыщения и тем самым делает более продолжительным взаимодействие сгруппированного пучка с электромагнитной волной Однако необходимо отметить, что при этом увеличивается также и длина области взаимодей-

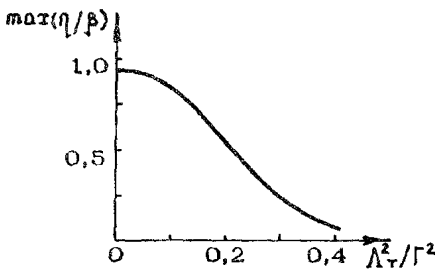


Рис. 8. Зависимость нормализованного КПД от параметра энергетического разброса. $B = 1$, $\hat{\Lambda}_p^2 = 0$

вия, при которой достигается насыщение.

На рис. 8 приведена зависимость максимального КПД усилителя от параметра энергетического разброса (параметр отстройки соответствует максимуму инкремента). Видно, что эффективность усилителя быстро падает с увеличением энергетического разброса электронов.

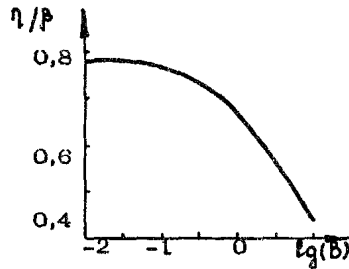


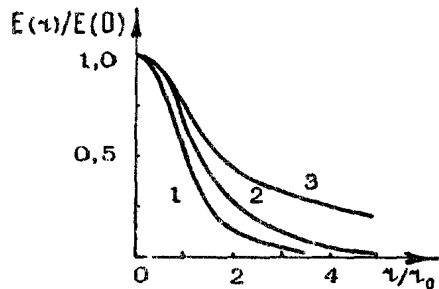
Рис. 9. Зависимость нормализованного КПД от дифракционного параметра B . $\hat{C} = 0$, $\hat{\Lambda}_p^2 = 0$, $\hat{\Lambda}_f^2 = 0$

Зависимость КПД от дифракционного параметра. Результаты расчетов КПД ЛСЭ-усилителя, приведенные выше, относились к случаю фиксированного значения дифракционного параметра B . Используя рис. 9, интересно также проследить зависимость максимального КПД усилителя, работающего в режиме насыщения, от величины дифракционного параметра B .

Распределение полей. На рис. 10 приведены результаты вычислений распределения относительной амплитуды поля излученной волны по радиусу на выходе ондулятора. Для сравнения приведено также распределение амплитуды для первой симметричной моды TEM_{00} . Как видно из этих графиков, в нелинейном режиме спадание амплитуды поля происходит медленнее, чем в линейном, так что поперечный размер пучка излучения на выходе усилителя при переходе в режим насыщения несколько увеличивается.

Диаграмма направленности. На рис. 11 приведена диаграмма направленности для случая, когда ЛСЭ-усилитель работает в режиме насыщения, и диаграмма направленности для моды TEM_{00} . Из графиков видно, что в режиме насыщения происходит некоторое уменьшение ширины лепестка диаграммы направленности по сравнению с линейным режимом. Это связано с тем, что характерный

Рис. 10. Распределение поля внутри пучка по радиусу. $B = 1$, $\hat{C} = 0$, $\hat{\Lambda}_p^2 = 0$, $\hat{\Lambda}_f^2 = 0$, $N = 5$, $M = 100$, $\beta = 10^{-3}$, $\omega/r_0 = 1,2$, $W_{ext}/W_* = 10^{-3}$. 1 — распределение на линейном участке, 2 — без вариации параметров, в режиме насыщения, 3 — при $\hat{z} = 15$, вариация параметров при постоянном факторе ондуляторности согласно формуле (26)



поперечный размер пучка излучения на выходе усилителя при переходе в режим насыщения увеличивается. Увеличение размера пучка излучения в ближней зоне приводит к уменьшению характерных углов дифракции, что, в свою очередь, приводит к уменьшению ширины лепестка диаграммы направленности излучения в дальней зоне.

Выходные характеристики. На рис. 12–14 приведены частотная, амплитудная и токовая характеристики усилителя, работающего в режиме насыщения. Используя частотную характеристику (см рис. 12) и определение нормализованной отстройки \hat{C} , можно легко установить соотношение нормализованной полосы усиления $\Delta \hat{C}$ с шириной полосы усиления по частоте $\Delta \omega / \omega = 2\beta \cdot \Delta \hat{C}$, с отклонением энергии $\Delta \mathcal{E} / \mathcal{E} = \beta \Delta \hat{C}$ и с отклонением поля ондулятора $\Delta H_w / H_w = \beta (1 + Q^2) \cdot \Delta \hat{C} / Q^2$.

Повышение эффективности вариацией параметров ондулятора. Метод повышения эффективности усилителя вариацией параметров ондулятора является широко известным методом (см книгу [7] и ссылки). Здесь приведем только сравнение характеристик усилителя, работающего в насыщении и с вариацией параметров. На рис. 5 и рис. 12–14 наряду с характеристиками усилителя в режиме насыщения приведены соответствующие графики для усилителя с вари-

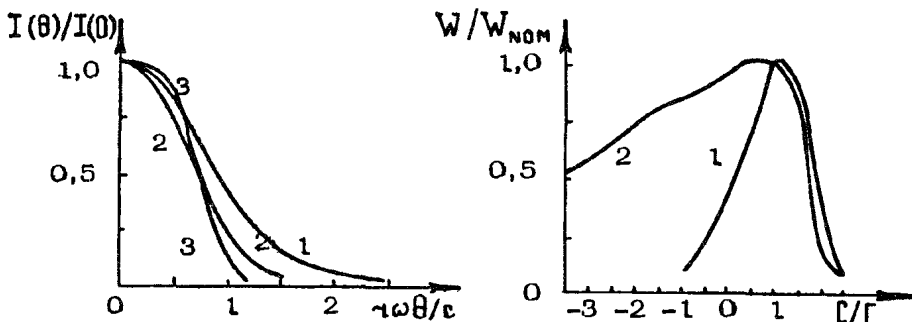


Рис. 11. Диаграммы направленности мощности излучения в дальней зоне. $B = 1$, $\hat{C} = 0$, $\hat{\Lambda}_p^2 = 0$, $\hat{\Lambda}_f^2 = 0$, $N = 5$, $M = 100$, $\beta = 10^{-3}$, $\omega/r_0 = 1,2$, $W_{ext}/W_* = 10^{-3}$. 1 — распределение на линейном участке; 2 — без вариации параметров, в режиме насыщения; 3 — при $\hat{z} = 15$, вариация параметров при постоянном факторе ондуляторности согласно формуле (26).

Рис. 12. Зависимость выходной мощности $W/W_{НОМ}$ от отстройки $B = 1$, $\hat{\Lambda}_p^2 = 0$, $\hat{\Lambda}_f^2 = 0$, $N = 5$, $M = 100$, $\beta = 10^{-3}$, $\omega/r_0 = 1,2$, $W_{ext}/W_* = 10^{-3}$. 1 — без вариации параметров, в режиме насыщения, 2 — при $\hat{z} = 15$, вариация параметров при постоянном факторе ондуляторности согласно формуле (26)

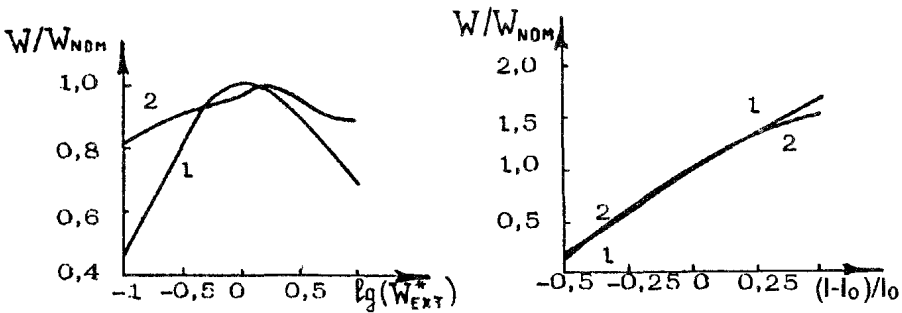


Рис. 13. Зависимость выходной мощности $W/W_{\text{НОМ}}$ от мощности входного сигнала $W_{\text{ext}}/W_{\text{ext}}^*$ $B = 1$, $\hat{C} = 0$, $\hat{\Lambda}_p^2 = 0$, $\hat{\Lambda}_T^2 = 0$, $N = 5$, $M = 100$, $\beta = 10^{-3}$, $\omega/r_0 = 1,2$, $W_{\text{ext}}^*/W_* = 10^{-3}$ 1 — без вариации параметров, в режиме насыщения; 2 — при $\hat{z} = 15$, вариация параметров при постоянном факторе ондуляторности согласно формуле (26)

Рис. 14. Зависимость выходной мощности $W/W_{\text{НОМ}}$ от тока пучка $B = 1$, $\hat{C} = 0$, $\hat{\Lambda}_p^2 = 0$, $\hat{\Lambda}_T^2 = 0$, $N = 5$, $M = 100$, $\beta = 10^{-3}$, $\omega/r_0 = 1,2$, $W_{\text{ext}}/W_* = 10^{-3}$. 1 — без вариации параметров, в режиме насыщения; 2 — при $\hat{z} = 15$, вариация параметров при постоянном факторе ондуляторности согласно формуле (26)

ацией параметров при $\hat{z} = 15$ Вариация проводилась при постоянном факторе ондуляторности по закону

$$\begin{aligned} \hat{C}(\hat{z}) &= 0 && \text{при } \hat{z} < 7, \\ \hat{C}(\hat{z}) &= \hat{z} - 7 && \text{при } \hat{z} > 7. \end{aligned} \quad (26)$$

Отметим, что в режиме с вариацией параметров поле в ближней зоне еще больше выходит за пределы пучка, а диаграмма направленности мощности излучения в дальней зоне становится уже

Асимптотика одномерной модели. Используя результаты численного моделирования при больших значениях дифракционного параметра B , обсудим предел применимости одномерного приближения [19]. Анализ работы усилителя на линейной стадии показывает, что уже при $B \sim 10$ различие в величине инкрементов не превышает для моды TEM_{00} несколько процентов (см рис 1) По аналогии с линейным режимом можно было бы ожидать, что при расчете максимального КПД усилителя, начиная со значений $B \sim 10$, достаточно ограничиться результатами анализа одномерного приближения. Однако, как видно из сопоставления кривых на рис. 15, КПД ЛСЭ-усилителя, рассчитанный по двумерной модели, получается заметно меньше, чем в одномерной теории. Для объяс-

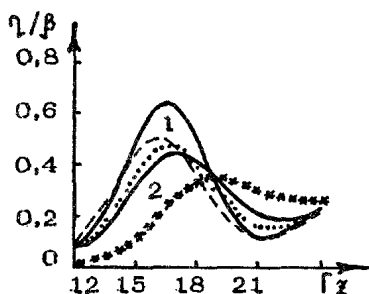


Рис. 15. Зависимость нормализованного КПД от длины взаимодействия ($\hat{C} = 0$, $\hat{\Lambda}_p^2 = 0$, $\hat{\Lambda}_r^2 = 0$). 1 — расчеты по одномерной модели. Расчеты по двумерной модели при $V = 10$: 2 — полный КПД при $r/r_0 = 0$ (---), при $r/r_0 = 0,5$ (.), при $r/r_0 = 1$ (**)

нения этого факта проанализируем графики потерь энергии частиц на разных радиусах. Видно, что с увеличением радиуса доля энергии частиц, переходящая в излучение, уменьшается. Эта несимметрия энергообмена связана с неравномерностью распределения поля излучения по поперечному сечению пучка, которая возникает в процессе усиления из-за эффектов дифракции. То, что эффекты дифракции играют роль в формировании поля излучения даже при больших значениях дифракционного параметра V , объясняется тем, что хотя при $V \sim 10$ инкремент моды TEM_{00} практически совпадает с одномерным приближением, тем не менее инкременты высших мод типа TEM_{01} , TEM_{02} и т. д. еще заметно меньше. Поэтому в процессе взаимодействия электронов и волны при большом коэффициенте усиления из-за эффектов дифракции образуется только мода TEM_{00} , амплитуда которой сильно спадает к краю пучка.

* * *

Представленный алгоритм численного моделирования является трехмерным по отношению к описанию полей излучения и одномерным по отношению к описанию движения частиц. Тем не менее такая упрощенная модель позволяет учесть основные эффекты, влияющие на работу ЛСЭ-усилителя. дифракционные эффекты, энергетический разброс электронов в пучке, продольное поле пространственного заряда. К привлекательным сторонам такого подхода можно отнести возможность аналитического тестирования алгоритма. Кроме того, построение такой упрощенной модели имеет большое методическое значение как этап на пути создания законченного трехмерного алгоритма, учитывающего бетатронные колебания электронов пучка. Надеемся, что представляемый алгоритм послужит надежной тестовой основой для более сложных алгоритмов.

СИСТЕМА РАБОЧИХ УРАВНЕНИЙ В СЛУЧАЕ ВАРИАЦИИ ПАРАМЕТРОВ ПРИ ПОСТОЯННОМ ПЕРИОДЕ ОНДУЛЯТОРА

В случае вариации параметров при постоянном периоде ондулятора λ_w система канонических уравнений движения (6) может быть записана в форме

$$\begin{aligned} \frac{d\hat{P}}{d\hat{z}} &= \operatorname{Re} [i(e^{i\psi} \hat{v} U_r + \hat{\Lambda}_p^2 U_c)], \\ \frac{d\psi}{d\hat{z}} &= \hat{C} + \hat{P} \frac{1 + \beta\hat{P}/2}{(1 + \beta\hat{P})^2} + T(\hat{z}) \frac{1 - \frac{1 + \alpha}{2\alpha} \beta T(\hat{z})}{(1 + \beta\hat{P})^2} + \\ &+ \frac{\beta\hat{v}}{1 + \beta\hat{P}} \operatorname{Re} [e^{i\psi} U_r], \end{aligned} \quad (\text{П1})$$

где приняты обозначения, идентичные обозначениям в системе (16) Приведенный угол вращения \hat{v} вычисляется следующим образом:

$$\hat{v} = \frac{v}{v_0} = \frac{1 - \frac{1 + \alpha}{\alpha} \beta T(\hat{z})}{1 + \beta\hat{P}},$$

где $\alpha = Q_0^2$, Q_0 — фактор ондуляторности на входе в область взаимодействия и

$$T(\hat{z}) = \frac{H_w(0) - H_w(\hat{z})}{H_w(0)} \frac{\alpha}{\beta(1 + \alpha)}.$$

Расширенный анализ выбора такой формы записи уравнений проведен в работе [19]. Здесь только отметим, что в случае, когда отклонение энергии частиц от номинальной энергии мало, $\hat{P} \ll 1$, второе уравнение системы (П1) становится идентичным соответствующему уравнению системы (16).

Очевидно, что длина ондулятора ограничена сверху условием на величину поля ондулятора H_w , оно должно быть достаточно велико по сравнению с полем излучения \tilde{E} $H_w \gg |\tilde{E}| / 2\gamma_z^2$ (см разд 2).

ЛИТЕРАТУРА

- 1 *Derbenev Ya. S., Kondratenko A. M., Saldin E. L.* On the possibility of using a free electron laser for polarization of electrons in storage rings // Nucl Instrum. and Methods. 1982. V. A193 P. 415–421.
- 2 Proceedings of the workshop "Prospects for a 1 Å free-electron laser". New York: Brookhaven National Laboratory, 1990. BNL 52273
- 3 *Кондратенко А. М., Пахтусова Е. В., Салдин Е. Л.* Использование лазера на свободных электронах для получения встречных фотонных пучков высоких энергий // ДАН 1982 Т. 264, N 4 С 849–852
- 4 *Jong R. A., Scharlemann E. T., Fawley W. M.* Wiggler taper optimization for free electron laser amplifiers with moderate space-charge effects // Nucl Instrum. and Methods 1988. V. A272. P. 99–105
- 5 Free-electron lasers and applications / Ed D Prosnitz Proc SPIE, 1990. V. 1227
- 6 *Yamanaka C.* Future industrial application of free electron lasers // Nucl Instrum. and Methods. 1992. V. A318 P. 1–8.
- 7 Laser Handbook V 6 Free electron lasers / Ed. W. B. Colson, C. Pellegrini, A. Renieri. Amsterdam: North Holland, 1991
- 8 *Tang C.-M., Sprangle P.* Three-dimensional numerical simulations of FELs by the transverse mode spectral method // IEEE J Quantum Electron 1985 V. QE-21 P. 970–979
- 9 *Scharlemann E. T., Fawley W. M.* Single-pass free electron laser amplifiers // Laser Handbook V 6 Free electron lasers / Ed W. B. Colson, C. Pellegrini, A. Renieri Amsterdam: North Holland, 1991 P. 291–344.
- 10 *Tran T. M., Wurtele J. S.* TDA – a three-dimensional axisymmetric code for free-electron laser (FEL) simulation // Comput Phys Commun 1989. V. 54 P. 263–272.
- 11 *Goldstein J. C., Wang T. F., Newnam B. E., McVey B. D.* A single-pass free-electron laser for soft X-rays with wavelengths < 10 nm // Proc 1987 Particle Accelerators Conference. Washington, DC 1987. V. 1 P. 202–204
- 12 *Ковалев Н. Ф., Петелин М. И.* Селекция мод в высокочастотных релятивистских электронных генераторах с распределенным взаимодействием // Релятивистская высокочастотная электроника. Вып 2 / ИПФ АН СССР Горький, 1981 С 62–100
- 13 *Гинзбург Н. С., Ковалев Н. Ф., Петелин М. И.* Канализация электромагнитных волн и эффекты сверхизлучения в неравновесных электронных ансамблях // Релятивистская высокочастотная электроника Вып 6 / ИПФ АН СССР Горький, 1990 С 3–81
- 14 *Гинзбург Н. С., Ковалев Н. Ф.* Канализация излучения релятивист-

ским ленточным пучком в ЛСЭ с плоским ондулятором // Письма в ЖТФ 1987. Т. 13, N 5. С. 234–237.

15 Гинзбург Н. С., Сергеев А. С. Коллективное индуцированное излучение пространственно-ограниченных ансамблей электронов-осцилляторов // ЖТФ. 1990. Т. 60, N 8 С. 40–52

16 Saldin E. L., Schneidmiller E. A., Yurkov M. V. On a linear theory of a FEL amplifier with an axisymmetric electron beam // Opt. Commun. in press

17. Bonifacio R, Narducci L., Pellegrini C. Collective instabilities and high-gain regime in a free-electron laser // Opt Commun 1984. V. 50, N 6 P. 373–379

18 Yu L. H, Krinsky S, Gluckstern R. L. Universal Scaling function for FEL gain // Nucl Instrum and Methods 1991. V. A304 P. 516–519

19. Салдин Е. Л., Шнейдмиллер Е. А., Юрков М. В. Методы подобия в теории ЛСЭ-усилителя // Физика элементарных частиц и атомного ядра 1992 Т. 23, N 1 С 239–294

20 Кондратенко А М, Салдин Е. Л Ускорение электронов электромагнитной волной в ондуляторе // ЖТФ 1983 Т. 53, N 7 С 1317–1324

21. Салдин Е Л., Шнейдмиллер Е. А., Юрков М. В. Численное моделирование ЛСЭ-усилителей // Вопр атомной науки и техники Сер Ядерно-физические исследования 1990 Вып 6 (14) С 90–96

ИССЛЕДОВАНИЕ ЛСЭ С СИЛЬНОЙ СПИРАЛЬНОЙ НАКАЧКОЙ И ОБРАТНЫМ ВЕДУЩИМ ПОЛЕМ

*А. А. Каминский, А. К. Каминский, С. Б. Рубин, В. П. Саранцев,
А. П. Сергеев, Н. Я. Коцаренко, А. А. Силвера*

1. ВВЕДЕНИЕ

Экспериментальные работы по ЛСЭ начались в ОИЯИ в 1984 г в ускорительном подразделении. Цель исследований можно определить следующим образом:

1) формулирование требований на параметры источников СВЧ-излучения, позволяющих достичь существенного продвижения в создании ускорителей с высоким темпом набора энергии;

2) создание макета ЛСЭ миллиметрового диапазона на основе существующей в ОИЯИ ускорительной базы и получение необходимого опыта для создания ЛСЭ с высоким КПД.

Важное значение при определении параметров источников СВЧ-мощности (длины волны излучения, величины СВЧ-мощности, цикличности и т.д.), необходимых для проведения модельных и полномасштабных исследований по созданию ускорителей с высоким ускоряющим градиентом, имела работа [1], где предложена схема реализации электронного коллайдера ТэВного диапазона, в которой обеспечивается темп набора энергии электронов ($E_{\text{э}}$), более чем на порядок превышающий значения E_{ac} , достигнутые в настоящее время в современных ускорителях. В работе обосновывается возможность решения задачи за счет перехода в СВЧ-диапазон (длина волны примерно равна 8 мм). Требуемый уровень СВЧ-мощности предполагалось получить с помощью ЛСЭ, работающего на базе индукционного линейного ускорителя электронов. В последующих работах по проектированию и оптимизации источников СВЧ-мощности для линейных коллайдеров, выполненных за рубежом [2] и в

ОИЯИ, обоснованы требования к этим источникам: диапазон длин волн — 8–20 мм, уровень СВЧ-мощности — 20–50 МВт на единицу длины ускорителя.

К этому времени в литературе было опубликовано большое количество теоретических работ по ЛСЭ, в которых (см., например, [3, 4]) были получены зависимости эффективностей и инкрементов ЛСЭ-усилителей от тока, энергии пучка, степени его моноэнергичности, от характеристик внешнего магнитного поля.

Количество экспериментальных работ было намного меньше. Из них можно выделить уникальные работы по усилению и генерации излучения в микронной области длин волн, выполненные на Стенфордском сверхпроводящем линейном ускорителе [5, 6]. Наряду с этим появились работы по генерации СВЧ-излучения миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов [7, 8], в которых в качестве источников электронов использовались ускорители с килоамперными токами. Оказалось, что КПД этих генераторов значительно выше КПД коротковолновых генераторов и, в соответствии с теоретическими предсказаниями, должны расти при увеличении тока пучка, хотя и менее быстро, чем в коротковолновых ЛСЭ. Следовательно, можно надеяться на создание мощных высокоэффективных перестраиваемых ЛСЭ-источников излучения на базе линейных индукционных ускорителей, уровень импульсной мощности пучков в которых может достигать нескольких гигаватт.

Экспериментальные исследования по ЛСЭ в ОИЯИ были начаты на базе линейного индукционного ускорителя ЛИУ-3000 с параметрами: ток пучка на выходе ускорителя $I_b = 200$ А, энергия электронов $\epsilon_b = 1,5$ МэВ. Поскольку величина тока I_b сильно уступала значениям тока, используемого в экспериментах [7, 8], на возможность получения приемлемых результатов по генерации на ЛИУ-3000 была далеко не очевидна. Поэтому при работе над созданием ЛСЭ-генераторов и ЛСЭ-усилителей серьезное внимание уделялось вопросам оптимизации инжекции и транспортировки пучка в полях магнитной системы ЛСЭ, анализу корреляций пучковых и СВЧ-сигналов [9].

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Блок-схема экспериментальной установки изображена на рис. 1. Источником электронов служит ускоритель ЛИУ-3000 с термокатодом. После ускорителя 1 — электронный пучок с параметрами: ток $I_b = 200$ А, энергия электронов $\epsilon_b = 1,5$ МэВ ($\gamma = 4$), разброс по энергии $\Delta\epsilon/\epsilon = 2\%$, длительность импульса тока $\tau_b = 200$ нс, цикличность работы 1 Гц — поступает в канал транспортировки 3. Фокусировка пучка в канале 3 обеспечивается системой одиночных

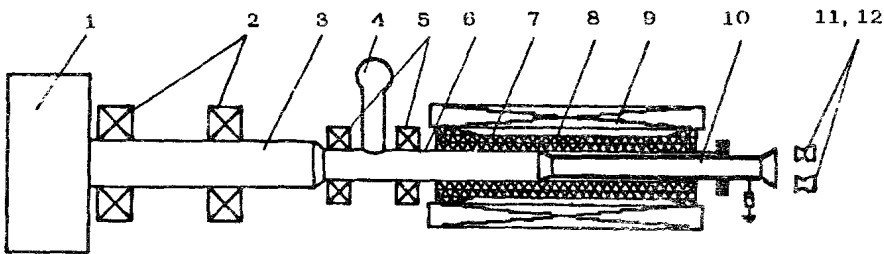


Рис. 1. Схема экспериментальной установки 1 — ускоритель, 2, 5 — линзы, 3, 6 — электропровод, 4 — магнетрон, 7 — волновод, 8 — вигглер, 9 — соленоид, 10 — коллектор тока пучка, 11, 12 — кристаллические детекторы

тонких линз 2 В линзах создается постоянное во времени магнитное поле, регулируемое в пределах 0–1 кГс, что обеспечивает транспортировку электронного пучка диаметром 1–1,5 см. Далее пучок инжектируется в область взаимодействия — волновод 7, представляющий собой тонкостенную трубу из нержавеющей стали диаметром 29 мм. Между каналом транспортировки пучка и волноводом 7 размещается согласующий участок, состоящий из отрезка 6 и линз 5 с диапазоном изменения поля до 2,5 кГс. Это дает возможность в широких пределах регулировать положение кроссовера и размер инжектируемого в волновод 7 пучка.

Длина области взаимодействия в режиме генерации определяется расстоянием между зеркалами в виде кольцевых диафрагм, устанавливаемых внутри волновода 7 Во многих экспериментах выходная диафрагма заменялась толстостенной медной трубой 10 с полированной торцевой поверхностью Труба 10 обеспечивает эффективное экранирование и продольного, и вигглерового полей. Это дает возможность регулировать длину области взаимодействия L , перемещая трубу 10 внутри волновода 7. Эта труба также использовалась как коллектор тока пучка I_p , прошедшего область взаимодействия Со стороны, противоположной по отношению к пучку, труба 10 заканчивалась рупором для вывода СВЧ-излучения в свободное пространство.

При работе ЛСЭ в режиме усиления внешнего сигнала на вход области взаимодействия подается затравочный сигнал от магнетрона 4 с выходной мощностью около 100 кВт и частотой 34,6 ГГц При этом убирается отражающая шайба на входе в область взаимодействия, а зеркальная плоская поверхность трубы 10 заменяется плавным конусом с целью минимизации отражений Из-за необходимости измерения тока пучка конус был изолирован от волновода 7, что приводило к некоторому увеличению коэффициента отражения излучения в режиме усиления, а в некоторых случаях к укорочению СВЧ-импульса вследствие пробоя.

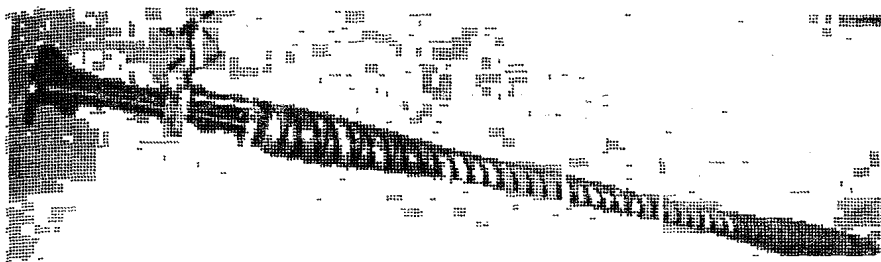


Рис 2. Бифилярный вигглер

Магнитное поле в области взаимодействия представляет собой суперпозицию продольного магнитного поля B_0 и поля B_w циркулярно поляризованного вигглера 8. Поле B_0 , создаваемое соленоидом 9, регулируется в диапазоне от -10 кГс до $+10$ кГс. Знак минус соответствует случаю, когда направление ведущего поля B_0 противоположно направлению продольной скорости электронов. Поле вигглера создается правополяризованной токовой спиралью (рис 2) и регулируется от 0 до 3 кГс. На первых пяти периодах спирали амплитуда поля ондулятора плавно нарастает от нуля до максимального значения. Начало плавного входа поля ондулятора соответствует области, в которой поле соленоида уже однородно.

3 СИСТЕМЫ ДИАГНОСТИКИ ПУЧКА И ИЗЛУЧЕНИЯ

Измерение и контроль тока пучка и смещения центра пучка от оси системы в канале 3 (см рис 1) производятся индукционными датчиками тока и положения пучка, расположенными внутри канала и перед волноводом ЛСЭ. Датчики тока (положения) представляют собой пояса Роговского, намотанные на ферритовые сердечники с катушками, включенными согласно (встречно). От электрических помех индукционные датчики защищены латунными экранами, а от высадки электронов пучка — диафрагмами из нержавеющей стали. Для измерений распределения плотности тока по сечению пучка используется ламельный датчик — линейка из 16 ламелей, которая располагается в плоскости xy , перпендикулярной направлению движения пучка (ось z), может перемещаться вдоль осей z и x и фиксироваться при повороте на 90° в плоскости xy . При горизонтальном положении линейка перекрывала размеры $dx = 40$ мм, $dy = 2,5$ мм. Измерения тока и колебаний огибающей пучка в волноводе 7 проводились с помощью цилиндра Фарадея с коллимирующей диафрагмой (КЦФ), расположенной перед коллектором тока пучка. В процессе измерений КЦФ дистанционно перемещался внутри волновода 7, что давало возможность определять пульсации тока вдоль области взаимодействия. Более точные данные о разме-

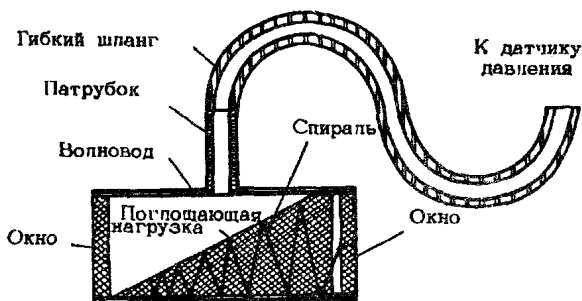


Рис. 3. Схема калориметра

рах и координатах центра пучка в волноводе 7 были получены при сопоставлении результатов измерений с КЦФ и отпечатков от пучка, полученных по методике прожигания тонкой фольги.

Измерения временных характеристик и спектрального состава излучения осуществлялись криогенными полупроводниковыми детекторами. Спектральный состав излучения определялся с помощью опорного неподвижного детектора 12 и измерительного детектора 11 с набором запредельных волноводов, имеющих длины волн отсечки в пределах 3,4 — 11,9 мм

Для измерений мощности W_s использовался калориметрический метод. Схема разработанного авторами импульсного калибруемого газонаполненного калориметра показана на рис. 3. Калориметр собран в круглом волноводе радиусом 14,5 мм и предназначен для измерения СВЧ-сигналов на моде H_{11} . Он состоит из поглотителя, представляющего собой клин из пенопласта, на боковые поверхности которого нанесен поглощающий слой из графита. Кроме того, на поверхность поглотителя намотана проволочная спираль, выводы которой присоединены к источнику тока для калибровки. Калориметр закрыт герметично с двух сторон окнами из пенопласта, прозрачными для СВЧ-излучения. Полученный объем с помощью патрубка подсоединен к импульсному датчику давления. Калориметр устанавливается на выходе ЛСЭ-генератора после выходного окна.

Коэффициент ослабления мощности поглотителем $K = -15$ дБ и КСВН = 1,08 в диапазоне частот 35–38 ГГц измерены с помощью прибора Я2Р-67. Полного поглощения в калориметре не происходит, прошедшая часть мощности излучается в свободное пространство. После калориметра на некотором расстоянии расположен криогенный полупроводниковый детектор, с помощью которого длительность и форма СВЧ-импульса определяется с достаточно высокой точностью. Данная схема позволяет измерять как полную энергию, так и импульсную мощность.

Таким образом, при проведении экспериментов контролировались входной ток I_b , выходной ток I_p , СВЧ-мощность W_s и длина

волны λ_s . Настройка оптимального режима осуществлялась регулировкой полей B_w , B_0 , длины L области взаимодействия, а также положения кроссовера инжектируемого пучка.

ИЗМЕРЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ПУЧКА

На первом этапе определялись характеристики пучка ЛИУ с целью получения и транспортировки в волноводе 7 (см. рис. 1) пучка с большой плотностью тока и малыми колебаниями ее по длине. Для оптимизации инжекции пучка в магнитную систему ЛСЭ необходимо определить относительные вклады конечного фазового объема, когерентного угла пучка, сил пространственного заряда, учесть влияние краевого поля соленоида и ряд других факторов.

Определение когерентного угла и эмиттанса пучка

Определение проекции $\alpha_x(\alpha_y)$ когерентного угла α электронного пучка на плоскость $yz(xz)$ проводилось на основе измерений координат центра пучка, полученных с помощью ламельного датчика при перемещении его вдоль оси z . Измерения проводились при таких режимах настройки пучка, при которых поясом Роговского, расположенным на входе в волновод 7, регистрировался ток 170–200 А с хорошей повторяемостью амплитуды и формы импульса. Измеренные значения составили $\alpha_x \approx \alpha_y = 35 \pm 15$ мрад [9].

Для определения эмиттанса F пучка использовалась методика, изложенная в работе [10]. При обработке результатов измерений, выполненных при различных настройках ускорителя, были получены значения F в интервале 9–17 см мрад. Большой разброс полученных результатов связан с разбросом значений координат центра пучка от импульса к импульсу, хотя значения амплитуды и длительности импульсов тока I_p были достаточно стабильными.

Выбор оптимального режима инжекции пучка

Измерения с помощью КЦФ, коллимированного диафрагмой диаметром 6 мм, показали, что через волновод 7 (см. рис. 1) в апертуре диафрагмы удается провести ток $I_p = 100$ –140 А в широком диапазоне значений поля соленоида. Однако в зависимости от условий инжекции пучка в волновод — положения кроссовера инжектируемого пучка, его размера (при $B_0 = 0$) на входе в соленоид и других параметров — наблюдались значительные колебания плотности j тока по длине системы. Экспериментально, минимизируя колебания плотности тока по длине волновода 7, мы сформулировали следующие требования к системе инжекции пучка:

а) кроссовер пучка, инжектированного в соленоид, должен находиться в точке, где поле соленоида равно 0,85—0,90 от своего амплитудного значения;

б) величина тока в кроссовере (при выключенном поле соленоида) должна быть не меньше 60—80 А в апертуре диафрагмы.

В результате оптимизации параметров системы инжекции удалось добиться прохождения пучка с током $I_p = 80\text{--}100$ А при колебаниях плотности тока по длине не больше 20%. Измерения размеров пучка по прожиганию отверстия в медной фольге показали, что диаметр пучка в канале составляет 2—2,5 мм, т. е. плотность тока пучка достигает $j = 1\text{--}3$ кА см⁻² [9], наличие у пучка когерентного угла приводит к смещению его относительно оси, но не оказывает существенного влияния на его поперечные размеры при транспортировке в волноводе.

Первые эксперименты по транспортировке пучка в волноводе с включением поля ондулятора показали, что без плавного нарастания поля на входе в ондулятор весь пучок теряется в начале области взаимодействия при любых значениях продольного поля B_0 в интервале от 0 до 10 кГс, если амплитуда поля ондулятора B_w достигает (или превышает) 300 Гс. В случае, когда обеспечивалось плавное нарастание поля ондулятора на четырех-пяти периодах, электронный пучок проходит через область взаимодействия без потерь в широкой области значений B_w , B_0 .

В литературе [11], при оценке качества электронных пучков с точки зрения перспективности их для ЛСЭ, одной из основных характеристик пучка с током I и эмиттансом F считается яркость S , определяемая как

$$S = I/\pi^2 F^2.$$

Взяв для оценок $I = 100$ А, $F = 15$ см мрад, получаем $S = 4 \cdot 10^4$ А см⁻² рад⁻², что является весьма хорошей цифрой для линейных индукционных ускорителей.

4. ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО ГЕНЕРАЦИИ СВЧ-ИЗЛУЧЕНИЯ

Совместные измерения тока I_p и СВЧ-мощности W_s , выполненные во многих экспериментах с несколькими вариантами ондуляторов, показали, что максимальные значения W_s получались при $I_p = 75\text{--}100$ А, причем величина тока на выходе ускорителя составляла $I_b = 180\text{--}200$ А.

При измерении зависимости выходной мощности W_s от магнитных полей обнаружилось, что существует несколько комбинаций

полей B_w , B_0 , при которых достигается мегаваттный уровень мощности СВЧ-излучения в выбранной области миллиметрового диапазона длин волн. Более полно были исследованы два режима генерации. В одном из них направление поля соленоида выбрано совпадающим с направлением продольной скорости электронного пучка. Оказалось, что при $B_0 = 6,5$ кГс для $\lambda_w = 7,2$ см наблюдается максимум излучения при поле ондулятора около $B_w = 200$ Гс, а его мощность составляет 2–4 МВт. Типичная осциллограмма СВЧ-импульса с полупроводникового детектора показана на рис. 4 (нижний луч), верхний луч соответствует току I_p . Видно, что длительность импульса излучения практически совпадает с длительностью импульса тока электронного пучка.

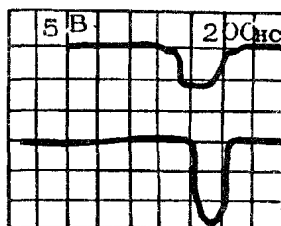


Рис. 4. Осциллограмма мощности СВЧ-излучения (верхний луч) и тока пучка (нижний луч) в режиме широкополосной генерации ($B_0 > 0$)

Отметим некоторые особенности этого режима генерации. Во-первых, амплитуда и длительность импульса генерации очень слабо зависят от тока I_p пучка. Во-вторых, экспериментально было установлено, что при изменении поля ондулятора от $B_w = 0,17$ кГс до $B_w = 0,85$ кГс соответствующей подстройкой поля соленоида удается достичь первоначального уровня сигналов с СВЧ-детектора.

На рис. 5, а приведена зависимость сигнала с детектора от диаметра запредельного волновода, помещаемого в измерительный тракт, на рис. 5, б — соответствующий спектр излучения. Видно, что на выходе генератора получается широкополосное излучение. Детальный анализ этого режима содержится в работе [12].

При изменении полярности ведущего поля нами была обнаружена генерация СВЧ-излучения при режимах B_w , B_0 , не исследо-

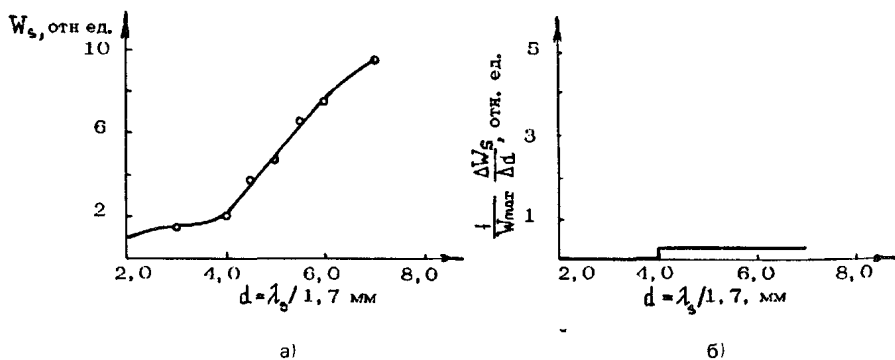


Рис. 5. Зависимость сигналов с СВЧ-детектора от диаметра запредельного волновода (а) и спектр излучения (б) — режим широкополосной генерации

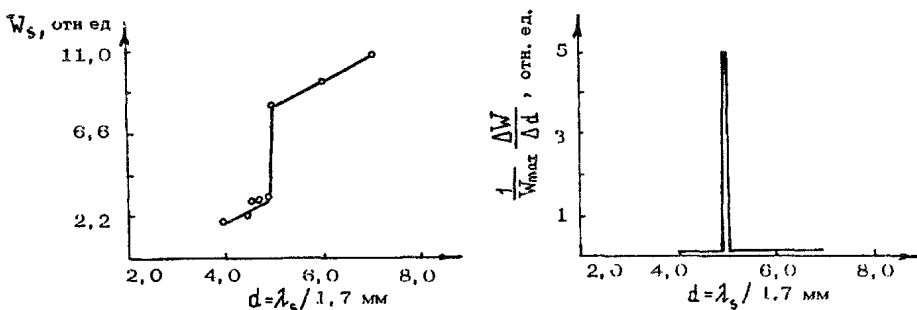


Рис. 6. Зависимость сигналов с СВЧ-детектора от диаметра запредельного волновода (а) и спектр излучения (б) — режим с обратным ведущим полем

ванных ранее Характеристики СВЧ-генератора, работающего при отрицательном ведущем поле, сильно отличались от приведенных выше Зависимость амплитуды сигнала с детектора от диаметра запредельного волновода, измеренная при $B_w = 2,1$ кГс и $B_0 = -1,4$ кГс, $\lambda_w = 7,2$ см, и соответствующий спектр излучения приведены на рис. 6, а, б. Видно, что в определенной, весьма узкой области частот усиление ЛСЭ-генератора с обратным ведущим полем оказывается значительно больше, чем для генератора с $B_0 > 0$ Измеренная мощность СВЧ-излучения, как и в предыдущем случае, составляла 2–4 мВт т. е. эффективность генератора в обоих случаях около 5% Мощность СВЧ-излучения пороговым образом зависит от тока пучка — СВЧ-сигналы не регистрировались при $I_b < 160$ А На рис 7 показаны осциллограммы тока пучка I_p (верхний луч) и излучения (нижний луч) Видно, что появление импульса генерации отстает от импульса тока пучка на 60–80 нс При отклонении значений B_w от указанных выше импульс генерации

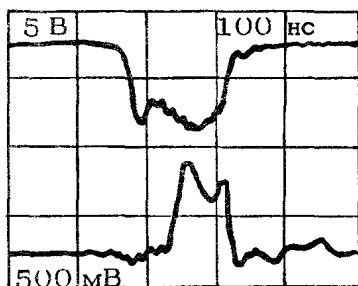
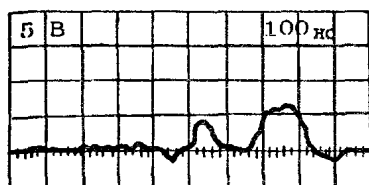


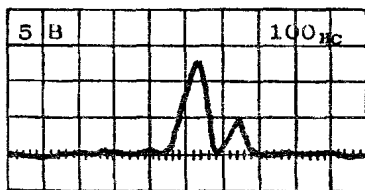
Рис 7. Осциллограмма мощности СВЧ-излучения (нижний луч) и тока пучка (верхний луч) в режиме с обратным ведущим полем

смещается к заднему фронту импульса тока, уменьшается, затем пропадает. При другой комбинации B_w , B_0 , как и при другом периоде ондулятора, наблюдаются спектральные распределения излучения, подобные приведенному на рис 6, б, но сдвинутые по длине волны

В режиме с $B_w < 0$ был реализован ЛСЭ-усилитель [13] Конструктивные особенности усилительной схемы обсуждены выше. Ввод СВЧ-излучения от магнетрона осу-



а)



б)

Рис. 8. Сигналы с СВЧ-детектора, соответствующие оптимальному генераторному (а) и оптимальному усилительному (б) режимам

ществлялся на моде H_{11} круглого волновода с помощью проволочной решетки, устанавливаемой внутри волновода 7 (см. рис. 1). При синхронизации начала импульса тока пучка с концом импульса магнетрона можно было на одной осциллограмме (рис 8, а, б) регистрировать сигналы усиления (первый максимум) и генерации (второй максимум). Переход от оптимального режима генерации к оптимальному режиму усиления осуществляется увеличением поля вигглера с $B_w = 2,1$ кГс до $B_w = 2,2$ кГс.

Осциллограмма, соответствующая усилительному режиму, приведена на рис. 8, б. На рис. 9 показана измеренная зависимость мощности СВЧ-излучения от длины области взаимодействия. Видно, что при $L = 100$ см наступает насыщение усилителя. Мощность при насыщении достигает 2–4 МВт: таким образом, эффективность усилителя, как и генератора, составляет 5%. Экстраполируя зависимость $W_s(z)$ в точку $z = 0$, можно оценить затравочную мощность в начале области взаимодействия на уровне 6–10 кВт.

Для достижения более высокой эффективности ЛСЭ-усилителя было осуществлено профилирование поля вигглера. В варианте с линейным профилированием [14], начинавшимся с точки насыщения усилителя ($z = 100$ см), экспериментально не было получено увеличения мощности на выходе ЛСЭ. Интересные результаты были получены в случае, когда плавное профилирование поля вигглера начиналось раньше, с $z = 80$ см. Профиль поля вигглера был оптимизирован при численном мо-

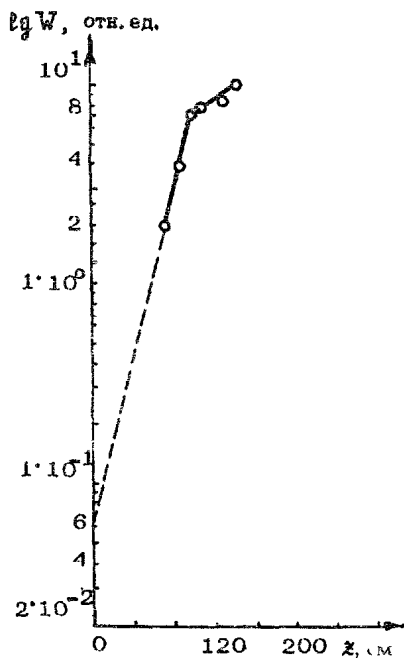


Рис. 9. Зависимость мощности СВЧ-усилителя от длины области взаимодействия L

делировании нелинейного режима ЛСЭ. Амплитуда поля B_w плавно снижалась с 2,2 кГс до 1,4 кГс на участке $80 \text{ см} < z < 180 \text{ см}$. В этом случае на выходе ЛСЭ-усилителя была достигнута мощность $W_s = 20\text{--}30 \text{ МВт}$, что соответствует КПД усилителя около 25% [15, 16]. Таким образом, в результате профилирования удалось повысить эффективность ЛСЭ-усилителя примерно в 5 раз.

5 ИССЛЕДОВАНИЕ ЛСЭ С НЕЦЕНТРАЛЬНОЙ ИНЖЕКЦИЕЙ ПУЧКА

Эксперимент

С использованием пучка ЛИУ-3000 было проведено исследование работы ЛСЭ-генератора для случая, когда пучок на выходе из ускорителя имел стабильное смещение относительно оси системы. Схема экспериментальной установки аналогична приведенной выше. В этом эксперименте не использовалась система коррекции когерентного угла пучка, на выходе ускорителя ток пучка был $I_b = 250 \text{ А}$, энергия электронов составляла $\epsilon_b = 1,0 \text{ МэВ}$, величина смещения пучка равнялась $d = 6\text{--}8 \text{ мм}$.

Оказалось, что условия стабильного токопрохождения весьма критичны к полям B_w, B_0 . При $B_w = 1,3 \text{ кГс}$, $B_0 = -1,9 \text{ кГс}$ была зарегистрирована стабильная генерация на длине волны $\lambda_s = 8 \text{ мм}$ с мощностью $W_s = 6\text{--}10 \text{ МВт}$. Величина тока I_p , прошедшего область взаимодействия, составила 150 А, т. е. эффективность генератора оказалась около 5%, как и в предыдущих экспериментах. При положительном значении ведущего поля генерация не наблюдалась, при этом пучок терялся внутри волновода. Для интерпретации этого эксперимента было проведено численное моделирование динамики смещенного пучка, результаты которого будут приведены ниже.

Теоретические замечания

Достаточно полное аналитическое рассмотрение и численное моделирование приведенных экспериментов по генерации и усилению содержится в ряде работ [12, 17, 18, 19]. Здесь приведем некоторые не опубликованные ранее результаты, касающиеся в основном динамики электронного пучка в магнитных полях ЛСЭ.

Рассмотрим движение электрона в поле вигглера [20, 21]

$$B_{wr} = 2B_w I_1(k_w r) \sin(\varphi - k_w z),$$

$$B_{w\theta} = 2B_w \frac{I_1(k_w r)}{k_w r} \cos(\varphi - k_w z),$$

$$B_{wz} = - 2B_w I(k_w r) \cos(\varphi - k_w z), \quad (1)$$

и ведущем поле $B = \pm B_0 e_z$, где знак минус указывает на то, что направление ведущего поля может быть противоположно направлению оси z , в то время как направление продольной скорости электронов принимаем совпадающим с осью z . Физический смысл отрицательного ведущего поля состоит в том, что направление циклотронного вращения электронов в этом поле и направление вращения поля вигглера противоположны. Такая ситуация, следовательно, эквивалентна случаю левополяризованного вигглера при положительном направлении ведущего магнитного поля [20]. Все же более удобно рассматривать оба случая с единой точки зрения, приписывая ведущему полю два знака, а вигглер считая правополяризованным. При таком рассмотрении стационарные траектории для отрицательного ведущего поля есть просто расширение возможных значений ведущего магнитного поля.

Для того чтобы исследовать стационарную электронную траекторию в реализуемом вигглере при встречном направлении ведущего магнитного поля, запишем уравнения движения в системе координат, вращающейся вместе с полем вигглера [22]

$$\begin{aligned} \beta_1 &= - \left[\frac{\Omega_0}{\gamma} - k_w c \beta_3 + \frac{2\Omega_w}{\gamma} I_1(\lambda) \sin(\Theta) \right] \beta_2 + \\ &+ \frac{\Omega_w}{\gamma} \beta_3 I_2(\lambda) \sin(2\Theta), \\ \beta_2 &= \left[\frac{\Omega_0}{\gamma} - k_w c \beta_3 + \frac{2\Omega_w}{\gamma} I_1(\lambda) \sin(\Theta) \right] \beta_1 - \\ &- \frac{\Omega_w}{\gamma} \beta_3 [I_0(\lambda) + I_2(\lambda) \cos(2\Theta)], \\ \beta_3 &= \frac{\Omega_w}{\gamma} [\beta_2 (I_0(\lambda) + I_2(\lambda) \cos(2\Theta)) - \beta_1 I_2(\lambda) \sin(2\Theta)], \\ \lambda &= ck_w [\beta_2 \sin(\Theta) + \beta_1 \cos(\Theta)], \\ \Theta &= - ck_w \beta_3 + ck_w \lambda^{-1} [-\beta_1 \sin(\Theta) + \beta_2 \cos(\Theta)], \end{aligned} \quad (2)$$

где $\Omega_{0,w} = eB_{0,w}/mc$, $\Theta = \varphi - k_w z$; φ — азимутальный угол, $I_n(\lambda)$ — модифицированные функции Бесселя, $\lambda = k_w r$ — нормированный радиус электронной траектории.

Видно, что, как и для случая $\Omega_0 > 0$, стационарное состояние

$$\beta_1 = \beta_{\perp}, \quad \beta_2 = 0, \quad \beta_3 = \beta_z = \beta_{\parallel} \quad (3)$$

существует при условии, что

$$\beta_{\perp} = \frac{2\Omega_w \beta_{\parallel} I_1(\lambda) / \lambda}{\Omega_0 - \gamma k_w V_{\parallel} \pm 2\Omega_w I_1(\lambda)}, \quad (4)$$

где в данном случае $\lambda = \pm \beta_{\perp} / \beta_{\parallel}$.

Зависимость нормированной продольной скорости электронов в реализуемом вигглере от значения ведущего магнитного поля также изображена на рис. 10. Следует отметить, что для отрицательного ведущего поля нижняя ветвь кривой $\beta_{\parallel} = f(\Omega_0)$ соответствует относительно большим значениям радиуса электронной траектории и поэтому едва ли может быть использована в ЛСЭ.

Отметим, что для достаточно сильного поля вигглера траектории класса I не существуют при $B_0 > 0$ так же, как и в случае идеализированного вигглера. Действительно, используем из [22] уравнение для определения λ в случае нулевого ведущего поля.

$$\left[\frac{\lambda^2}{(1 + \lambda^2)^3} \right]^{1/2} = \frac{2I_1(\lambda)}{\lambda} \cdot [(eB_w) / (\gamma mc^2 k_w \sqrt{1 - \gamma^2})]. \quad (5)$$

Левая часть уравнения (5) достигает максимального значения $2/(3\sqrt{3})$ при $\lambda = \sqrt{2}/2$. Для таких значений аргумента можно положить $2I_1(\lambda) / \lambda = 1 + \lambda^2/8$. Можно показать, что уравнение (5) не имеет действительных корней, если $B_w > B_w^{cr}$ (для используемых экспериментальных параметров $B_w^{cr} = 1.5$ кГс). Этот случай также показан на рис. 10.

Рассмотрим теперь движение частиц, которые инжектируются, а затем и движутся по периферии поля вигглера (т.е. в области, где нельзя пренебрегать неоднородностью по радиусу поля вигглера).

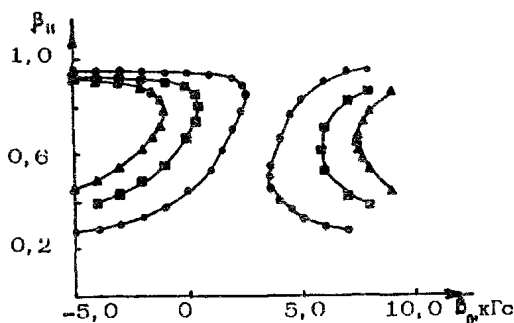


Рис. 10. Стационарные траектории электронов в реализуемом вигглере $\gamma = 3$, $\lambda_w = 7,2$ см, \bullet $B_w = 5$ кГс, \blacksquare $B_w = 1,3$ кГс, \blacktriangle $B_w = 2,0$ кГс

Этот случай будет неизбежно иметь место при использовании в качестве источников электронов ускорителей с трубчатым пучком.

Будем исходить из той же системы уравнений (2), описывающей движение электронов в полях конфигурации (1). Очевидно, что уравнение (4) для определения равновесных значений скорости через радиус орбиты электронов не имеет решения при достаточно больших значениях последнего. Вследствие этого характер движения принципиально изменяется: вместо стационарной траектории электроны движутся по квазистационарным орбитам, совершая осцилляции в поперечной плоскости относительно квазиравновесного значения радиуса.

Для того чтобы описать это движение, воспользуемся методом усреднения. Будем считать, что осцилляции по радиусу невелики (и, следовательно, невелики осцилляции поперечной скорости). Тогда, усредняя систему (2) по фазе Θ по алгоритму [24], получим

$$\langle \xi_i \rangle = \bar{f}_i + \frac{\partial \bar{f}_i}{\partial \xi_k} \hat{f}_k + \frac{\partial \bar{f}_i}{\partial \Theta} \left(A + \frac{\partial \omega}{\partial \xi_k} \hat{f}_k \right), \quad (6)$$

где угловые скобки означают усредненную величину, f_i — правая часть соответствующего уравнения (2), черта над выражением означает среднее значение, знак $\hat{}$ означает взятие переменной части от интеграла от переменной части, $A = ck_w \beta_0 \lambda^{-1} [-\beta_1 \sin(\Theta) + \beta_2 \cos(\Theta)]$, $\omega = -ck_w \beta_3$; по повторяющимся индексам предполагается суммирование. В итоге получаем следующую систему уравнений.

$$\begin{aligned} \langle \beta_1 \rangle &= - \left(\frac{\Omega_0}{\gamma} - k_w c \langle \beta_3 \rangle + \frac{\Omega_w \langle \beta_1 \rangle}{\gamma c \langle \beta_3 \rangle} I_0(\langle \lambda \rangle) \right) \langle \beta_2 \rangle, \\ \langle \beta_2 \rangle &= \left(\frac{\Omega_0}{\gamma} - k_w c \langle \beta_3 \rangle + \frac{\Omega_w \langle \beta_1 \rangle}{\gamma c \langle \beta_3 \rangle} I_0(\langle \lambda \rangle) \right) \langle \beta_1 \rangle - \\ &- \frac{\Omega_w}{\gamma} \langle \beta_3 \rangle I_0(\langle \lambda \rangle), \\ \langle \beta_3 \rangle &= \frac{\Omega_w}{\gamma} \langle \beta_2 \rangle I_0(\langle \lambda \rangle), \quad \langle \lambda \rangle = - \frac{\Omega_w \langle \beta_2 \rangle}{\gamma \langle \beta_3 \rangle} I_1(\langle \lambda \rangle). \end{aligned} \quad (7)$$

Следует отметить, что усредненные значения скоростей также удовлетворяют интегралу движения

$$\langle \beta_1 \rangle^2 + \langle \beta_2 \rangle^2 + \langle \beta_3 \rangle^2 = \beta^2 = 1 - 1/\gamma^2 = \text{const}, \quad (8)$$

выражающему закон сохранения кинетической энергии при движении электрона в магнитостатическом поле.

Из системы (7) следует, что усредненное движение характери-

зается наличием квазистационарной траектории, характеристики которой определяются, если положить равными нулю все производные по времени от медленно изменяющихся функций. При этом решение имеет вид

$$\langle \beta_1 \rangle = \beta_{\perp}, \quad \langle \beta_2 \rangle = 0, \quad \langle \beta_3 \rangle = \beta_{\parallel}, \quad \langle \lambda \rangle = \lambda_0, \quad (9)$$

где константы движения в данном приближении связаны соотношением

$$\beta_{\perp} = \frac{\Omega_w \beta^2 I_0(\lambda_0) / \beta_{\parallel}}{\Omega_0 - \gamma k_w \beta_{\parallel} c}. \quad (10)$$

Полученные результаты можно проиллюстрировать точным численным решением уравнений движения, изображенным на рис. 10. Видно, как при адиабатическом нарастании поля вигглера электроны действительно выходят на квазистационарную орбиту, описанную выше. Впервые орбиты, соответствующие такому движению, были обнаружены в [23] при численном решении системы уравнений движения при специальном выборе начальных условий и названы *rossett/antirosett trajectories*.

Интересно отметить, что проведенный анализ не исчерпывает всех особенностей движения электронов при инжекции их на периферии поля вигглера. В самом деле, следуя идеологии метода усреднения, проведем в уравнении (2) замену переменных

$$\beta_1 = \beta_0 \cos(\Theta_1), \quad \beta_2 = \beta_0 \sin(\Theta_1),$$

чтобы избавиться от наличия относительно больших сомножителей в правых частях уравнений. При этом движение электрона описывается системой уравнений:

$$\beta_0 = \frac{\Omega_w}{\gamma} \beta_3 [I_2(\lambda) \sin(2\Theta - \Theta_1) - I_0(\lambda) \sin(\Theta_1)],$$

$$\beta_3 = -\frac{\Omega_w}{\gamma} \beta_0 [I_2(\lambda) \sin(2\Theta - \Theta_1) - I_0(\lambda) \sin(\Theta_1)],$$

$$\lambda = c k_w \beta_0 \cos(\Theta - \Theta_1),$$

$$\Theta = c k_w \beta_3 - c k_w \beta_0 \lambda^{-1} \sin(\Theta - \Theta_1),$$

$$\Theta_1 = \left[\frac{\Omega_0}{\gamma} - c k_w \beta_3 + \frac{2\Omega_w}{\gamma} I_1(\lambda) \sin(\Theta) \right] -$$

$$- \frac{\Omega_w \beta_3}{\gamma \beta_0} [I_2(\lambda) \cos(2\Theta - \Theta_1) + I_1(\lambda) \cos(\Theta_1)]. \quad (11)$$

Фигурирующая здесь фаза Θ_1 может быть интерпретирована как фаза

циклотронного вращения. Таким образом, система уравнений движения в общем случае является многопериодной (многочастотной), и, как известно, проведенное выше усреднение закономерно только в случае отсутствия резонансов вида

$$2\Theta - \Theta_1 = 0, \quad \Theta + \Theta_1 = 0, \quad \Theta - \Theta_1 = 0, \quad \Theta_1 = 0. \quad (12)$$

Таким образом, в системе (11) при приближении к выполнению указанных соотношений должны возникать особенности. Анализ соотношений (12) позволяет сделать вывод, что первый из резонансов соответствует условию

$$\Omega_0 / \gamma \approx -k_w c \beta_{||} \quad (13)$$

и поэтому может быть назван антициклотронным. Наличие этого резонанса обусловлено тем, что при нецентральной инжекции поле ондулятора, действующее на невозмущенной траектории электрона, может быть представлено как совокупность право- и левополяризованной компонент, амплитуды которых для винтового ондулятора пропорциональны I_0 и I_2 [18]. Условие (13) соответствует резонансу с левополяризованной компонентой*.

Следующий резонанс возникает при приближении к условию

$$\Omega_0 / \gamma \approx 2k_w c \beta_{||}$$

и может быть назван полуциклотронным. Эти резонансы действительно наблюдаются при численном решении системы (2) (см. далее рис. 15)

Далее, в случае выполнения $\Theta - \Theta_1 = 0$ (что физически означает малое фокусирующее поле) также принципиально изменяется характер движения электрона, который в таком случае медленно дрейфует по радиусу.

Последнее условие (12) $\Theta_1 = 0$ соответствует циклотронному резонансу, который имеется и при центральной инжекции электронов в поле вигглера.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Динамика электронов в полях ЛСЭ изучалась также при помощи численного моделирования. При этом учитывались краевые поля соленоида и вигглера, радиальное распределение поля вигглера, различные начальные радиусы и скорости электронов при влете в магнитную систему ЛСЭ, фактор замагниченности пучка.

Результаты моделирования движения одиночного электрона,

* Поле волноводной моды на невозмущенной траектории частицы также представляет собой совокупность циркулярнополяризованных компонент. Поэтому коэффициент связи электронов с волной определяется суммой произведений одноименных компонент [18]

инжектированного с начальным смещением R_d от оси показаны на рис. 11. Сплошной линией приведена зависимость продольной скорости β_z от продольной координаты z для электрона, инжектированного с $R_d = 8$ мм, и штриховой линией — для электрона, инжектированного по оси ($R_d = 0$). Видно, что колебания продольной скорости β_z при $R_d = 8$ мм становятся весьма значительными (около 2%)

Далее рассмотрим результаты моделирования динамики электронного пучка, представляющего собой набор невзаимодействующих друг с другом частиц. Начальное пространственное распределение электронов выбрано однородным внутри круга заданного радиуса r_b . Проанализируем поведение величины $\langle \beta_z \rangle = \frac{1}{N} \sum \beta_{zi}$, представляющей собой продольную скорость, усредненную по всем частицам пучка, находящимся в плоскости $z = \text{const}$.

На рис. 12 приведена зависимость $\langle \beta_z \rangle$ от продольной координаты z . Расчет проводился для осесимметричного ($R_d = 0$) сплошного немагнитического пучка радиусом $r_b = 2$ мм. Видно, что полученная зависимость подобна кривой β_z от z для одной частицы (см рис. 11). Вертикальными линиями на рис. 12 показаны значения мгновенных разбросов скоростей, появляющихся в пучке и обусловленных раз-

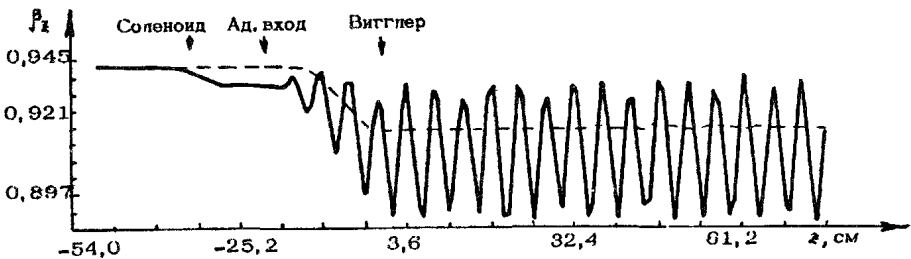


Рис. 11. Зависимость $\langle \beta_z \rangle$ от z для одиночного электрона

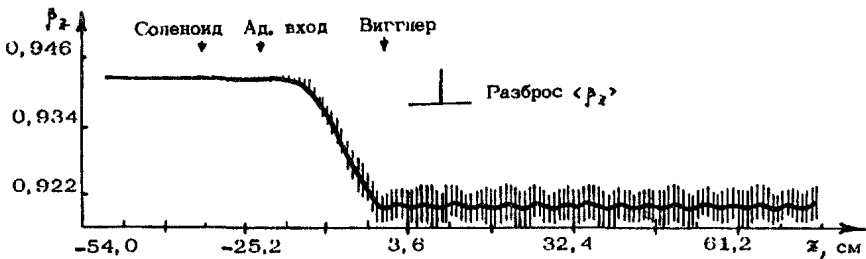


Рис. 12. Зависимость $\langle \beta_z \rangle$ от z для сплошного несмещенного пучка, $r_b = 2$ мм

lichem координат частиц инжектируемого пучка. Аналогичное распределение $\langle \beta_z \rangle$ от z для сплошного немагнитического пучка радиуса $r_b = 2$ мм, инжектированного со смещением $R_d = 8$ мм, показано на рис. 13. Из сравнения с предыдущим случаем видно значительное увеличение колебаний $\langle \beta_z \rangle$ (с $8 \cdot 10^{-4}$ до $3 \cdot 10^{-2}$), хотя величина мгновенного разброса почти не изменилась. На рис. 14 дается зависимость $\langle \beta_z \rangle$ от z для пучка $r_b = 8$, $R_d = 1$ мм ("толстый" малосмещенный пучок). Из проведенных расчетов можно сделать вывод, что когерентное смещение пучка от оси системы приводит, в основном, к увеличению осцилляций скорости, в то время как увеличение размеров пучка обуславливает рост мгновенного разброса скоростей в пучке.

Указанным выше методом проанализируем динамику электронного намагнитического трубчатого пучка в режиме "антициклотронного резонанса" (см. выше). Зависимость $\langle \beta_z \rangle$ от z для $R_d = 0$, $r_d = 8$ мм, $B_w = 4,0$ кГц, $B_w = -1,9$ кГц приведена на рис. 15. Характерная длина развития неустойчивости в данном случае равна приблизительно пяти периодам вигглера. Получившиеся колебания скорости и радиуса настолько велики, что использование пучка для

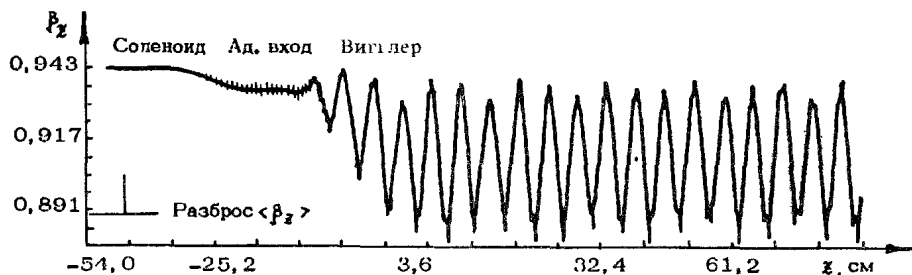


Рис. 13. Зависимость $\langle \beta_z \rangle$ от z для сплошного пучка с $R_d = 8$ мм, $r_b = 2$ мм

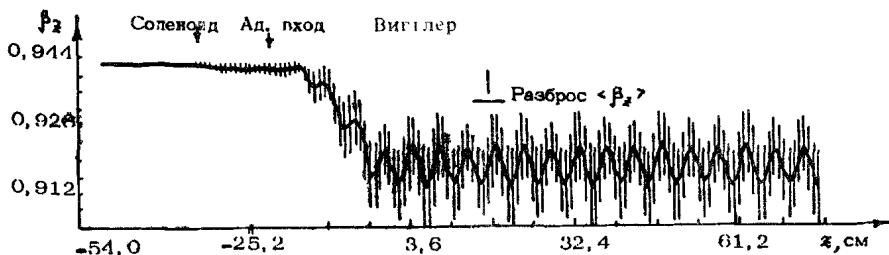


Рис. 14. Зависимость $\langle \beta_z \rangle$ от z для сплошного пучка, с $R_d = 1$ мм, $r_b = 8$ мм

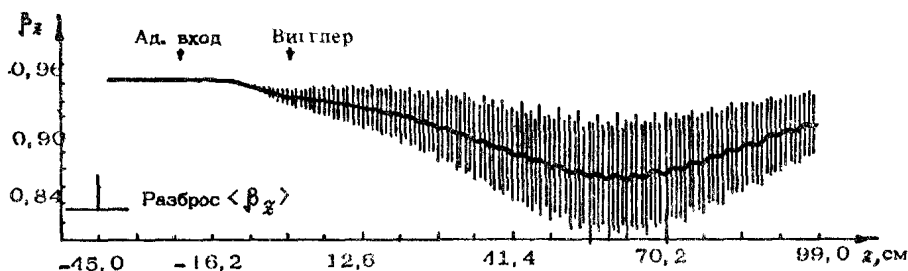


Рис. 15. Антициклотронный резонанс. зависимость $\langle \beta_z \rangle$ от z для замагниченного трубчатого пучка, с $r_b = 5$ мм, $R_d = 0$, $B_w = 1,3$ кГс, $B_0 = -4$ кГс

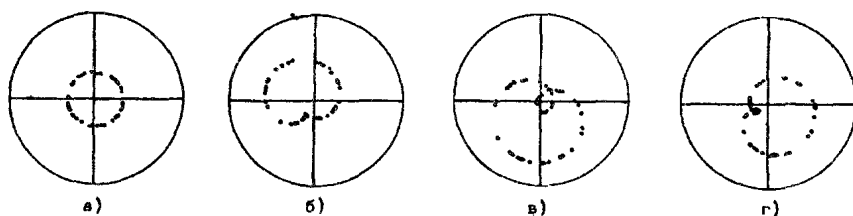


Рис. 16. Распределение электронов пучка в поперечной плоскости для различных значений продольной координаты z : $z = -32$ см (а), $z = 23$ см (б), $z = -54$ см (в), $z = -90$ см (г)

генерации при таких режимах вряд ли возможно. Для иллюстрации развития неустойчивости на рис. 16 показаны расчетные распределения частиц в плоскости xy для нескольких значений координаты z . Аналогичные резонансные явления наблюдаются и при полуциклотронном резонансе. В этом режиме амплитуда колебаний $\langle \beta_z \rangle$ несколько меньше, чем в предыдущем случае.

Существенно, что указанные выше резонансы не связаны с коллективными эффектами. Они обусловлены нелинейностями полей ЛСЭ.

По нашему мнению, именно "антициклотронный резонанс" наблюдался в работе [25], где отмечено ухудшение токопрохождения и значительное уменьшение выходной мощности ЛСЭ-генератора с отрицательным ведущим полем.

Авторы выражают искреннюю благодарность Н. И. Карбушеву за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

- 1 *Hopkins D. B., Kuening R. W.* The two – beam accelerator structure studies and 35 GHz experiments // IEEE Trans. Nucl. Sci 1985 NS-32, N 5. P. 3476.
- 2 *Palmer R. B.* The Interdependence of Parameters for TeV Linear Colliders. SLAC – PUB – 4295 April 1987 (A).
- 3 *Kroll N. M., Mc Mullin V. A.* Stimulated emission from relativistic electron passing through a spatially periodic magnetic field // Phys. Rev. A 1978. V 17, N 1. P 300–308.
- 4 *Sprangle P., Smith R. A., Granatstein V. L.* Free electron lasers and stimulated scattering from relativistic electron beams. NRL Memorandum Report 3911. Washington, D. C 1978. P. 70.
- 5 *Elias L. R., Madey J. M. J., Smith T. I.* The free – electron transverse B laser 10,6 gain measurements // Opt Commun. 1976 V. 18, N 1. P. 129.
- 6 *Deacon D. A. G., Elias L. R., Madey J. M. J. e. a.* First operation of a free – electron laser // Phys Rev Lett. 1977. V. 38, N 16. P 892–894
- 7 *Mc Dermott D. B., Marshall T. C., Schlesinger S. P. e. a.* High – power free electron laser on stimulated Raman backscattering // Phys. Rev. Lett. 1978 V. 41, N 20. P. 1368–1371.
- 8 *Grossman A. A., Marshall T. C.* A free – electron laser oscillator based on a cyclotron – undulator interaction // IEEE J Quantum Electron 1983 V. QE – 19, N 3. P 334–338.
- 9 *Викторов Ю. Б., Каминский А. К., Косухин В. В. и др.* Формирование плотного электронного пучка и его транспортировка в поле соленоида. // Сообщение ОИЯИ. 9–89–388, Дубна, 1989 г
- 10 *Аносов В. Н., Богач А. В., Данилов В. И. и др.* Измерение эмиттанса пучка ионного источника на линии с ЭВМ ЕС-1010 // Сообщение ОИЯИ. 9–12361, Дубна, 1979
- 11 *Roberson C. W., Sprangle P.* A review of free-electron lasers // Phys. Fluids B. 1989. V. 1, N 1. P. 3–42.
- 12 *Victorov Ju. B. e. a.* Broadband instability in free electron lasers // Opt commun. 1990 V. 79. P. 81
- 13 *Викторов Ю. Б., Каминский А. К., Рубин С. Б. и др.* Эксперименты по усилению в ондуляторе излучения миллиметрового диапазона // Труды XI Всесоюз совещ по ускорителям заряженных частиц Дубна, 1989. Т 2 С. 95–98
- 14 *Кролл Н., Мортон П., Розенблюм М.* // Генераторы когерентного излучения на свободных электронах / Под ред. А. А. Рухадзе. М. Мир, 1983 С. 69
- 15 *Каминский А. А., Каминский А. К., Рубин С. Б. и др.* Эксперименты

по повышению эффективности ЛСЭ-усилителя на базе ЛИУ-3000 // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерно-физические исследования 1990. Вып. 6(14), С. 75

16. *Kaminsky A. A., Kaminsky A. K., Rubin S. B. et al.* Experiments on the efficiency increase of FEL amplifier on the base of LIU-3000 // Particle Accelerators 1989 V. 33 P. 89–94

17. *Карбушев Н. И., Рухадзе А. А., Шаткус А. Д.* К линейной теории лазеров на свободных электронах в цилиндрических объемах взаимодействия // ЖТФ 1984 Т. 54, N 3 С. 534–541

18. *Bratman V. L., Denisov G. G., Ginzburg N. S., Petelin M. I.* FEL's with Bragg Reflection Resonators. Cyclotron Autoresonance Masers Versus Ubitrons // IEEE J. Quantum Electron. 1983. V. QE-19, N 3 P. 282–296

19. *Гинзбург Н. С., Новожилова Ю. В., Песков Н. Ю.* Теория ЛСЭ с адиабатически включающимся полем ондулятора и однородным продольным магнитным полем // Релятивистская высокочастотная электроника. Вып. 6. Горький ИПФ АН СССР, 1990. С. 82

20. *Diament P.* Electron orbits and stability in realizable and unrealizable wigglers of free electron lasers // Phys. Rev. A 1981 V. 48. P. 2537–2552

21. *Friedland L., Hershfield J. L.* Free electron lasers with a strong axial magnetic field // Phys. Rev. Lett. 1980. V. 44. P. 1456–1460

22. *Freund H. P., Johnston S., Sprangle P.* Three dimensional theory of Free-electron lasers with an axial guide field // IEEE J. Quantum Electron. 1983 V. QE-19, N 3 P. 322–326

23. *Takeda H., Segal S., Diament P., Luccio A.* Stable off-axis electron orbits and their radiation spectrum in a helical wiggler // NIMPR 1985 V. A237. P. 145–153.

24. *Морозов А. И., Соловьев Л. С.* Движение заряженных частиц в электромагнитных полях // Вопросы теории плазмы 1963 Вып. 2 С. 177–261.

25. *Conde M. E., Bekefi G.* Experimental study of a 33.3-GHz Free-Electron-Laser Amplifier with a Reversed Axial Guide Magnetic Field // Phys. Rev. Lett. 1991. V. 67. N 22. P. 3082–3085

ЛИНЕЙНЫЕ ИНДУКЦИОННЫЕ УСКОРИТЕЛИ ДЛЯ СВЧ-ГЕНЕРАТОРОВ

А. И. Павловский, В. С. Босамыкин, В. Д. Селемир, В. С. Гордеев,
А. Е. Дубинов, В. В. Иванов, А. П. Клементьев, В. Г. Корнилов,
В. Е. Ватрунин, В. С. Жданов, И. В. Коновалов, И. Г. Приходько,
В. Г. Суворов, К. В. Шибалко

ВВЕДЕНИЕ

За последние два десятилетия в сильноточной релятивистской электронике достигнут значительный прогресс в решении проблем генерации мощного когерентного СВЧ-излучения. Освоен гигаваттный уровень импульсных потоков излучения в сантиметровом диапазоне длин волн, намечается практическое осуществление мощных генераторов когерентного излучения в миллиметровом диапазоне.

Развитие этого направления технической физики тесно связано с успехами в технике сильноточных ускорителей электронов и в методах формирования электронных потоков. Основные направления релятивистской СВЧ-электроники определяются применением вакуумных электродинамических систем [1–3], возбуждаемых электронными пучками с током меньше предельного вакуумного, а также вакуумных и плазменных электродинамических структур, с током пучка, превышающим предельный [4–6]

До последнего времени в качестве генераторов электронных пучков, применяемых в релятивистской СВЧ-электронике, использовались ускорители прямого действия. Формирование электронного потока осуществлялось при разряде одиночной или двойной формирующей линии на высоковольтный диод. Несмотря на эффективную передачу энергии из источника питания в пучок заряженных частиц, проблемы электропрочности устройств по отношению к полному ускоряющему напряжению в значительной степени приводят к усложнению установок и росту их весогабаритных характеристик при повышении энергии ускорения

Как показывают исследования физических процессов в мощных СВЧ-генераторах черенковского типа с вакуумными электродинамическими структурами, повышение коэффициента полезного действия в таких устройствах и возможность формирования мощных потоков когерентного излучения в миллиметровом и субмиллиметровом диапазоне длин волн тесно связаны с формированием электронных пучков, обладающих малым угловым и энергетическим разбросом при энергии частиц, превышающей 2 МэВ. При этом для релятивистской СВЧ-электроники перспективны установки с возможно большей энергией ускорения при сравнительно небольших габаритах и энергозапасе ускорителя. Определенные перспективы в этой области связаны с использованием устройств, выходные напряжения которых действует только вдоль ускорительного тракта, а электрическое поле возбуждается между двумя участками внутренней поверхности замкнутой проводящей полости — линейных индукционных ускорителей.

ЛИНЕЙНЫЕ ИНДУКЦИОННЫЕ УСКОРИТЕЛИ С ИНДУКТОРАМИ НА ОСНОВЕ ТОРОИДАЛЬНЫХ КОНТУРОВ

В линейном индукционном ускорителе (ЛИУ) напряжение между двумя точками ускорительного тракта равно

$$U = \oint E dl = - \frac{\partial}{\partial t} \sum_{i=1}^N \Phi_i,$$

где $\Phi_i = \oint B dS$ — величина магнитного потока в одном из индукторов.

Индуктор представляет собой одновитковый трансформатор, первичный контур которого, выполненный в виде проводящего тора, возбуждается внешним источником переменного тока, а вторичный контур тороидальной геометрии концентрирует ускоряющее индукционное электрическое поле в области вакуумного ускорительного тракта. Существует два подхода к конструкции индукторов на основе тороидальных контуров, различающихся выбором среды, в которой возбуждают переменный магнитный поток. На первом этапе широкое распространение приобрели ускорители, использующие в индукционной системе ферромагнитные материалы [7]

К наиболее впечатляющим достижениям этого направления ускорительной техники следует отнести ускоритель АТА [8]. В первичном контуре индуктора ускорителя АТА используются специально разработанные ферритовые тороиды. Каждый индуктор запитывается импульсом амплитудой 250 кВ, длительностью на полувысоте 70 нс и фронтом 15 нс, формируемым генератором Блюмляйна на

основе 12-омных линий с водяной изоляцией. При длине ускоряющей системы 85 м на установке АТА реализованы электронные пучки с током до 10 кА, энергией электронов 47,5 МэВ, с частотой следования импульсов 1 кГц при посылке 10 импульсов. Ускоритель АТА предназначен для исследования генерации излучения в лазерах на свободных электронах.

В совместных экспериментах ИПФ (г. Нижний Новгород) и ОИЯИ (г. Дубна) ЛИУ используются для исследования мазеров на циклотронном резонансе. Проведенные эксперименты продемонстрировали возможность формирования в СВЧ-генераторах на ЛИУ излучений миллиметрового [9, 10] и субмиллиметрового [11] диапазонов при характерных токах электронных пучков от сотен до тысяч ампер.

С конца 60-х годов развитие получили индукционные системы без применения ферромагнитных материалов — так называемые безжелезные ЛИУ [12].

Для повышения напряженности ускоряющего электрического поля выгодно объединить все элементы, образующие первичную цепь импульсного безжелезного трансформатора, в тороидальный колебательный контур (рис. 1). Переменный магнитный поток возбуждается при разряде кольцевого конденсатора C на индуктивность L в азимутальном зазоре которого расположен кольцевой коммутатор P . При срабатывании коммутатора P нагрузка (электронный пучок) непосредственно подключается к емкости C через электроды, образующие вторичный контур индуктора.

На основе индукторов по схеме рис. 1 в 1967 году был создан первый безжелезный индуктор ЛИУ-2 [13], который обеспечивал ток пучка электронов до 2 кА при энергии 2 МэВ и длительности импульса на полувысоте 40 нс. Для транспортировки пучка по тракту длиной 2,5 м использовалось магнитное ограничение аксиальным полем B в качестве кольцевых емкостных накопителей применялись заряжаемые в импульсе параллельно соединенные керамические конденсаторы К-15-4 с рабочим напряжением 50 кВ, коммутация осуществлялась четырехканальными разрядниками с "возмущением поля".

Разработка новых диэлектрических материалов с большим значением диэлектрической проницаемости и приемлемым уровнем электропрочности может возродить интерес к схемам безжелезных индукторов с точки зрения применений в релятивистской СВЧ-элек-

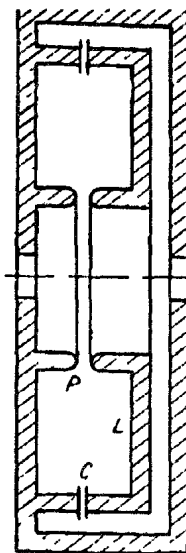


Рис. 1. Схема индуктора безжелезного ЛИУ

тронике при реализации импульсно-периодических режимов излучения.

Проведенные в работах [14–16] демонстрационные эксперименты по возможности преобразования энергии взрывомагнитных генераторов в СВЧ-излучение показали, что одной из важных проблем в этой области является создание устройства преобразования энергии взрывомагнитного генератора в электрический импульс с параметрами, определяемыми характеристиками диода. Такое устройство может быть создано на основе последовательно соединенных безжелезных индукторов, заполненных диэлектриком с большим значением ϵ , запитываемых предварительно обостренным (например, взрывом электрических проводников) импульсом взрывомагнитного генератора. Второй возможный путь решения этой проблемы — применение взрывомагнитного генератора как зарядного устройства емкостных накопителей безжелезных индукторов [17].

ЛИНЕЙНЫЕ ИНДУКЦИОННЫЕ УСКОРИТЕЛИ С ИНДУКТОРАМИ НА ЛИНИЯХ С РАСПРЕДЕЛЕННЫМИ ПАРАМЕТРАМИ

Последовательное развитие идей безжелезных индукторов в ЛИУ привело к развитию нового типа ЛИУ на радиальных линиях с распределенными параметрами [12, 18]. В этих ускорителях сочетаются возможность изменения энергии ускорения при вариации масштабов ускоряющей системы и сильноточность, свойственная прямому разряду низкоимпедансных линий. Последовательная модульная структура ускоряющей системы с индукторами на линиях с распределенными параметрами является одним из важных преимуществ ЛИУ, так как однотипность и заменяемость модулей позволяет, используя результаты одной разработки, формировать различные ускорительные структуры, отличающиеся как выходными параметрами, так и возможными применениями

Развитие этого направления ускорительной техники потребовало решения ряда электрофизических проблем, среди которых отметим

- создание многоэлементной ускоряющей системы, использующей сотни включаемых по заданной программе с субнаносекундной точностью разрядников, коммутирующих низкоимпедансные ($\rho \approx 1 \text{ Ом}$) водяные линии;

- разработку методов формирования и транспортировки на значительные ($\approx 10 \text{ м}$) расстояния сильноточных, с током десятки килоампер, электронных пучков

Успешное решение этих проблем завершилось введением в эксплуатацию в 1977 году первого образца таких установок — ЛИУ-10 [19] Ускоряющая система ЛИУ-10 состоит из 16 последова-

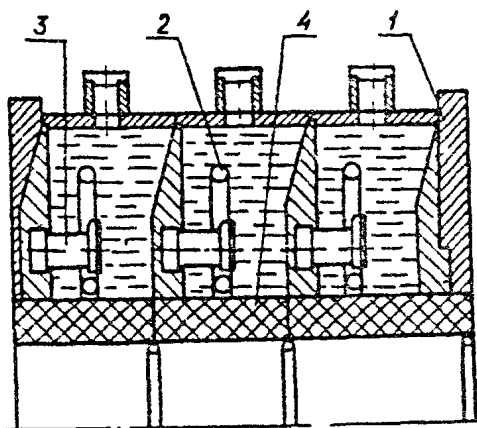


Рис. 2. Блок индукторов ЛИУ-10: 1 — корпус, 2 — кольцевой высоковольтный электрод, 3 — многоканальный кольцевой коммутатор, 4 — ускорительная трубка

тельно соединенных модулей, вклад каждого в энергию ускорения электронов примерно 1 МэВ. Отдельный ускорительный модуль представляет собой совокупность трех функционально связанных узлов — блока индукторов, генератора импульсных напряжений ГИН-500, обеспечивающего импульсную зарядку емкости блока индукторов, и генератора, формирующего импульсы запуска коммутаторов индукторов. Модули автономны как по конструкции, так и по электрической схеме.

Важнейшим узлом ЛИУ является блок индукторов (рис. 2). Он состоит из трех последовательно соединенных секций на радиальных линиях с изоляцией из деионизированной высокоомной воды, связанных параллельно по зарядной цепи с одним ГИП-500. Отдельный индуктор образован торообразным заземленным корпусом, разорванным на внутреннем диаметре, с установленным внутрь кольцевым высоковольтным электродом. Радиальная линия индуктора замыкается по периметру одного из выходных зазоров на его внутреннем радиусе с помощью многоканального кольцевого коммутатора. При этом другой выходной зазор через тот же коммутатор подключается к нагрузке — электронному пучку. Кольцевой коммутатор образован десятью (в других модификациях восемью) отдельными газонаполненными разрядниками тригatronного типа на 500 кВ. Разброс времени включения разрядников не превышает 1 нс.

В приосевой области блока индукторов размещена ускорительная трубка из полиэтилена, отделяющая вакуумную полость ускорительного тракта от полости индуктора, заполненной деионизированной водой. Внутренний диаметр ускорительной трубки составляет 380 мм или 280 мм в различных вариантах блоков индукторов.

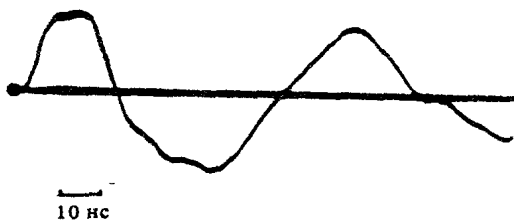


Рис. 3. Осциллограмма выходного напряжения блока индукторов ЛИУ-10

Ненагруженный индуктор с однородными линиями в идеале генерирует прямоугольные импульсы ускоряющего напряжения с амплитудой, близкой к величине зарядного напряжения. Длительность первого импульса по основанию 20 нс, второго и последующих импульсов чередующейся полярности 40 нс. Неоднородность линий, влияние индуктивностей разрядников и линии с конечной электрической длиной между собственно индуктором и нагрузкой приводит к некоторым искажениям идеальной формы импульса, что иллюстрируется рис. 3

Параметры блока индукторов: зарядное напряжение 500 кВ; длительность зарядного импульса 0,8 мкс; максимальная амплитуда ускоряющего напряжения 1,4 МВ; ток короткого замыкания 180 кА.

Габариты. внешний диаметр 1 м; продольный размер 0,45 м.

Емкость блока индукторов заряжается от генератора ГИН-500, выполненного по модифицированной схеме Аркадьева—Маркса. Пять каскадов ГИН-500 образованы конденсаторами ИК-100—0,25, газонаполненными коммутаторами тригatronного типа на 100 кВ, жидкостными резисторами и токоведущими шинами. Изоляция осуществляется трансформаторным маслом. Все разрядники, за исключением разрядника первого каскада, запускаются от импульсов, формируемых при срабатывании разрядников предыдущего каскада с помощью резистивных цепей. Разброс времени включения разрядника ГИН при постоянном напряжении 100 кВ составляет ± 3 нс при запасе электропрочности газового зазора равном двум. Электрический контур ГИН экранирован заземленным металлическим корпусом, который соединен с блоком индукторов коаксиальным высоковольтным вводом на 500 кВ, содержащим фильтр для подавления обратных импульсов, распространяющихся по вводу при коммутации линий индукторов. Энергозапас одного генератора 6,25 кДж, импульсный ток 50 кА, зарядное напряжение 100 кВ. Размеры ГИН 1,3 × 0,75 × 0,75 м.

Запуск ГИН осуществляется импульсом амплитудой 50 кВ, длительностью 30 нс, с фронтом 10 нс.

Для запуска многоканальных коммутаторов блока индукторов

необходимо 30 (в другой модификации 24) одновременных импульсов положительной полярности с фронтом до 5 нс, длительностью не менее 15 нс, амплитудой порядка 65 кВ в режиме распространения по кабельной линии. Формирующий их генератор (ГЗС) представляет собой двойную формирующую линию с глицириновой изоляцией, включаемую при срабатывании одноканального триггерного разрядника. Для обострения переднего фронта до 2 нс используется встроенный газонаполненный разрядник-обостритель с кольцевыми электродами, работающий в режиме многокорового газового разряда. Импеданс ДФЛ составляет 3,3 Ом, импульсное зарядное напряжение — 100 кВ, длительность зарядки — 0,8 мкс. Пуск ГЗС осуществляется одним импульсом с теми же параметрами, что реализованы на его выходе. При этом достигается разброс времени срабатывания каждого ГЗС не хуже 1 нс.

На основе ускорительных модулей были созданы генераторы электронных пучков, ускоряющая система которых содержала 2, 3 и 4 блока индукторов. Суммарное напряжение последовательно соединенных блоков индукторов подается на автоэмиссионный коаксиальный вакуумный диод с магнитной изоляцией продольным магнитным полем. Основная концепция диодной системы этих установок — максимально возможное уменьшение индуктивности диода за счет выбора формы электродов и обеспечение требуемой электропрочности с помощью магнитной изоляции системы в целом. С этой целью диодные электроды размещаются в продольном магнитном поле, формируемом соленоидом, расположенным на поверхности ускорительной трубки (рис. 4). Минимизация индуктивности достигается приданием катододержателю и внешней поверхности анода конической формы. Экспериментально установлено, что для предотвращения токов утечки напряженности электрических полей на поверхности электродов не должны превышать 150 кВ/см.

В диодной системе формируется трубчатый электронный пучок, поперечные размеры которого определяются геометрией диода и напряженностью изолирующего магнитного поля.

Генерация индуктором цуга импульсов разной полярности позволяет реализовать работу установок на основе ускорительных модулей как на первой, так и на второй полуволнах ускоряющего напряжения. На рис 5 и 6 приведены осциллограммы тока в диоде

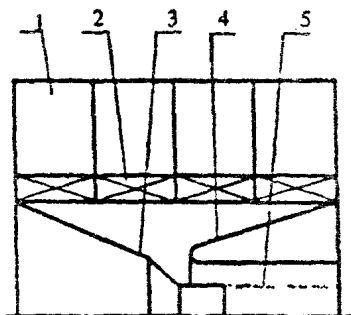


Рис. 4. Коаксиальный диод с магнитной изоляцией ускорителя ЛИУ-10: 1 — блок индукторов, 2 — соленоид, 3 — катод, 4 — анод, 5 — электронный пучок

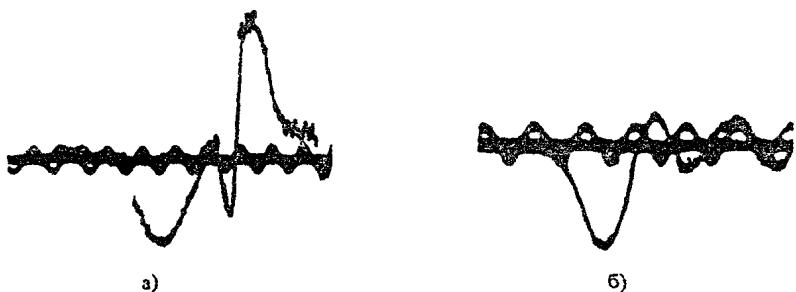


Рис. 5. Осциллограммы тока в трехблочном ускорителе при работе на первой полуволне напряжения: *а* — ток в диоде, *б* — ток электронного пучка. Метки 100 МГц

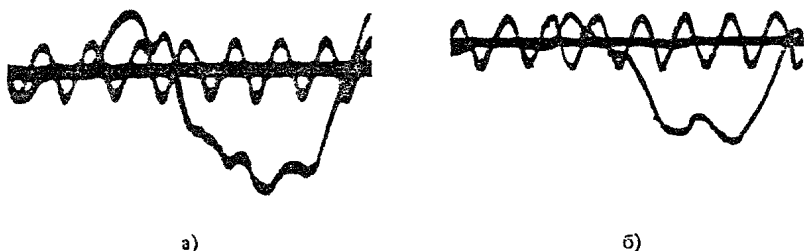


Рис. 6. Осциллограммы тока в трехблочном ускорителе при работе на второй полуволне напряжения *а* — ток в диоде, *б* — ток электронного пучка. Метки 100 МГц

и тока электронного пучка в области дрейфа в трехблочном ускорителе, при работе на первой и второй полуволнах ускоряющего напряжения. Амплитуда выходного тока достигает 35–40 кА при длительности импульса по основанию соответственно 22 и 45 нс. Возможность целевого изменения программы запуска индукторов в этом ускорителе позволяет варьировать как формы импульса тока, так и его амплитуды.

Необходимо отметить, что реализованный способ магнитной изоляции приводит к эффективному подавлению радиальных токов утечки с катода. Однако наличие силовых линий, одновременно пересекающих поверхность катододержателя и анода, приводит к возможности формирования аксиальных токов утечки, что может несколько снизить выходные характеристики инжектора. С целью предотвращения этого процесса использована система, обеспечивающая полную магнитную изоляцию катодного электрода. В этом случае, за счет введения во внутреннюю полость катододержателя проводящего тела со специально рассчитанной формой, удастся

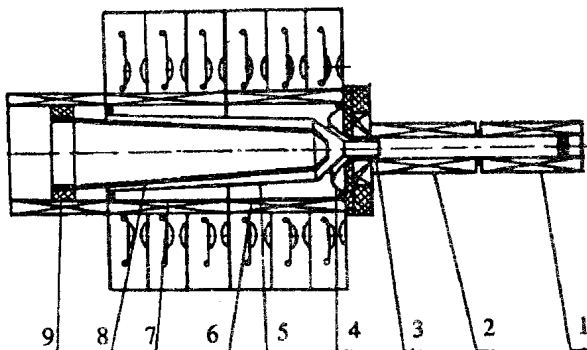


Рис. 7. Схема двухблокового ускорителя с магнитной изоляцией всего катодного электрода и с deflectором магнитного поля (при работе на второй полувольте напряжения) 1, 2 — соленоиды тракта транспортировки пучка; 3 — катод; 4 — анод; 5 — катодный держатель; 6, 7 — соленоиды магнитного поля в диоде; 8 — deflectор магнитного поля 9 — дополнительный соленоид

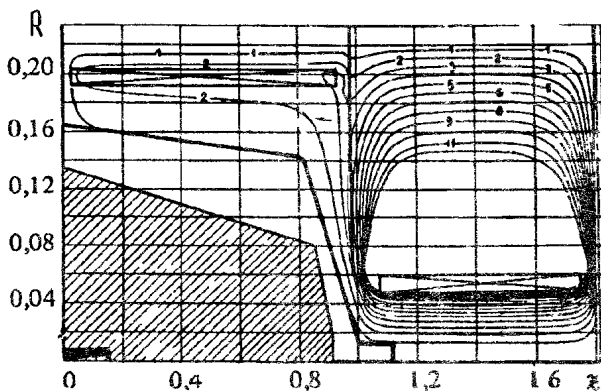


Рис. 8. Расчетная конфигурация магнитного поля в двухблоковом ускорителе с deflectором магнитного поля (deflectор заштрихован)

сформировать магнитное поле, одна из силовых линий (поверхностей равного потока) которого совпадает с поверхностью катододержателя и катода (рис. 7, 8) Это обстоятельство, а также отсутствие силовых линий, одновременно пересекающих анодный и катодный электроды, приводит к снижению токов утечки более чем в 2 раза К настоящему времени авторами реализованы двухмодульный и трехмодульный варианты ускорителей Отметим, что в трехмодульном варианте с полной магнитной изоляцией катодного электрода выходной ток достигает 80% тока в диоде

В ускорителях на основе индукторов на линиях с распределен-

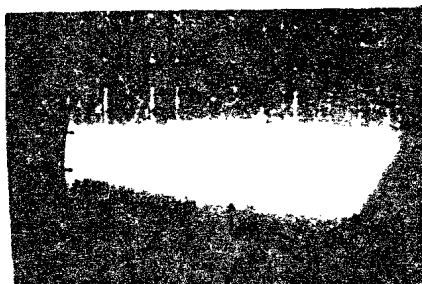
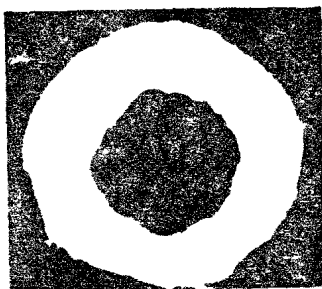


Рис. 9. Автограф пучка на выходе ускорителя ЛИУ-10

Рис. 10. Картина свечения воздуха при выводе пучка ЛИУ-10 в атмосферу

ными параметрами реализованы следующие характеристики электронных потоков:

— в двухмодульном: ток пучка $I = 30$ кА, энергия электронов $\epsilon \approx 1,5$ МэВ;

— в трехмодульном: $I = 40$ кА, $\epsilon = 2,1$ МэВ,

— в четырехмодульном: $I = 45$ кА, $\epsilon = 2,6$ МэВ.

Длительность импульса тока во всех установках составляет ≈ 20 нс при работе на первой и ≈ 40 нс при работе на второй полуволне ускоряющего напряжения.

Четырехмодульный ускоритель, разработанный авторами [19], использовался в качестве инжектора установки ЛИУ-10, ускоряющая система которой состояла из 4 инжекторных и 12 ускорительных блоков. На выходе мощного ускорителя ЛИУ-10 реализован электронный пучок с током порядка 35 кА и энергией электронов 14 МэВ при длительности импульса 20 и 40 нс соответственно, при работе на первой и на второй полуволнах ускоряющего напряжения. Транспортировка пучка в ускорительном тракте осуществляется в режиме магнитного ограничения полем амплитудой 0,5 Тл. Автограф сечения электронного пучка на выходе ускорительного тракта ЛИУ-10 показан на рис. 9. Типичная картина свечения воздуха при выводе пучка из однородного магнитного поля иллюстрируется рис. 10.

Одним из методов увеличения напряжения, генерируемого группой последовательно соединенных индукторов ЛИУ, является подключение к их выходу передающей линии с большим волновым сопротивлением. Этот метод, применяемый в высоковольтных генераторах однополярных импульсов [20], более эффективен при исполь-

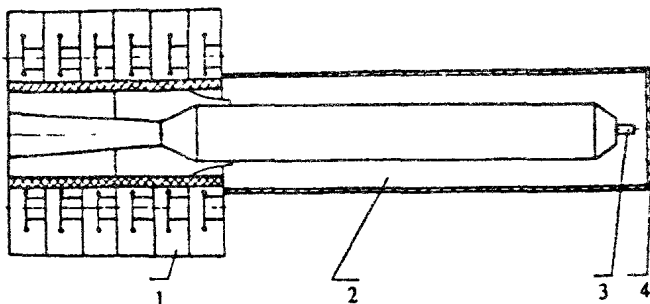


Рис. 11. Схема ускорителя И-3000: 1 — блок индукторов, 2 — передающая линия высокого напряжения, 3 — катод, 4 — анод

зовании генераторов двуполярных импульсов, к которым относятся индукторы безжелезных ЛИУ. При включении нагрузки (электронного пучка) в момент прихода к выходу передающей линии электрической длиной равной ct второго импульса ускоряющего напряжения с длительностью $2t$ напряжение на нагрузке определяется соотношением

$$U = 4U_0 R W^2 (W_0 + W)^{-2} (R + W)^{-1},$$

где $W = \frac{1}{2} W_0 (1 + \sqrt{1 + 8R/W_0})$ — оптимальное волновое сопротивление передающей линии при заданном общем волновом сопротивлении группы индукторов W_0 и сопротивлении нагрузки R , U_0 — эффективное зарядное напряжение группы индукторов, включенных последовательно. При $R/W_0 = 10$ выходное напряжение составит $1,85U_0$. Согласно расчетам при использовании двух инжекторных модулей ЛИУ и двухкаскадной передающей линии с длиной и волновым сопротивлением первого и второго каскадов, равными соответственно 0,8 м, 15 Ом, 80 Ом, отношение U/U_0 достигает значения 2,6 при токе пучка 20 кА.

Во ВНИИЭФ на основе двух модулей ЛИУ и коаксиальной вакуумной передающей линии ($W = 43$ Ом) длиной 2 м реализован ускоритель И-3000 (рис. 11). Линия образована заземленным электродом внутренним диаметром 510 мм и консольным высоковольтным электродом диаметром 240 мм. Габариты ускорителя: длина 3,5 м, ширина 3,7 м, высота 2,3 м. Вес установки 2,3 т.

Выходные характеристики электронного пучка ускорителя И-3000: энергия электронов до 3 МэВ, ток пучка 10–20 кА, длительность импульса на полувысоте 16 нс.

Приведенные данные свидетельствуют о широких возможностях варьирования параметров электронных пучков, формируемых ЛИУ с индукторами на радиальных линиях. Вместе с тем применение

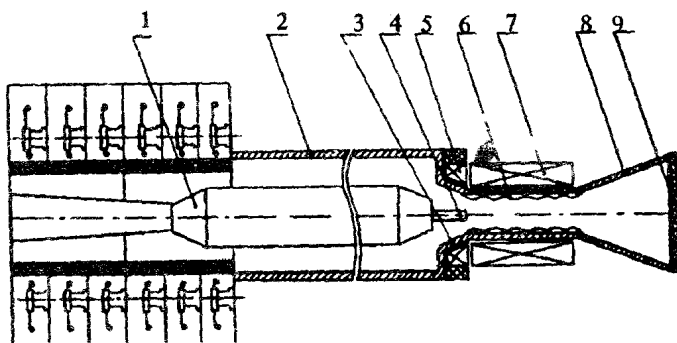


Рис. 12. СВЧ-генератор черенковского типа на базе ускорителя И-3000
 1 — катододержатель, 2 — передающая линия, 3 — анод, 4 — катод,
 5 — дополнительный соленоид, 6 — электродинамическая структура,
 7 — соленоид магнитного поля, 8 — рупор, 9 — окно вывода СВЧ-излучения

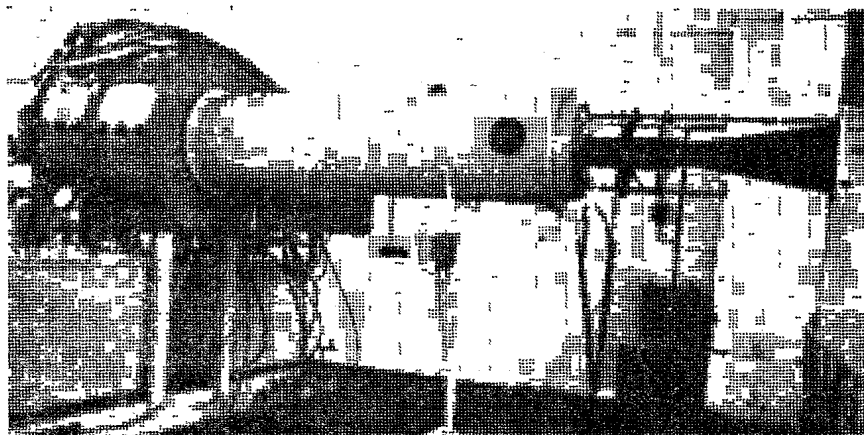


Рис. 13. Общий вид СВЧ-генератора на базе ускорителя И-3000

таких ускорителей в релятивистской СВЧ-электронике требует отдельного рассмотрения. С целью экспериментального исследования этой проблемы был использован ускоритель И-3000.

Параметры электронного потока, реализованные в этом ускорителе, представляют наибольший интерес для изучения формирования СВЧ-излучения в черенковских генераторах при энергии электронов, превышающей 2 МэВ*.

Конструктивная схема генератора СВЧ-излучения черенковского типа представлена на рис. 12, а его общий вид на рис. 13. Электрон-

* См доклады, сделанные на 7-м семинаре по высокочастотной релятивистской электронике (Томск, 1991) Селемир В. Д., Иязов В. В., Коновалов И. В. и др. "Мощный генератор СВЧ-излучения И-3000-СВЧ" Павловский А. И., Босамыкин В. С., Селемир В. Д. и др. "Линейные индукционные ускорители для СВЧ генераторов"

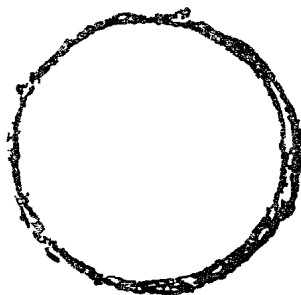
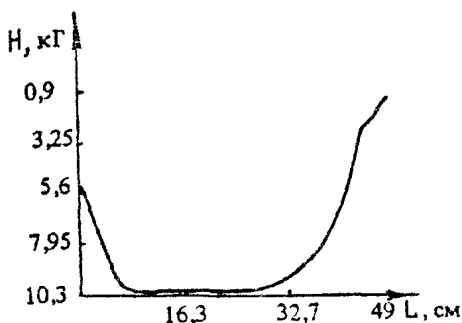


Рис. 14 Распределение магнитного поля вдоль оси генератора И-3000 СВЧ

Рис. 15 Автограф пучка в генераторе И-3000 СВЧ на 200 мм от кромки катода

ный пучок, инжектируемый катодом, проходя через электродинамическую СВЧ-структуру, взаимодействует с ее пространственными гармониками поля, генерируя на выходе мощный импульс СВЧ-излучения. Для вывода излучения из СВЧ-генератора использовался конический рупор и вакуумное окно из полиэтилена или тефлона. Формирование электронного пучка осуществляется в коаксиальном диоде с магнитной изоляцией. Магнитная система генератора состоит из двух соленоидов — основного и корректирующего. Специальными расчетами с последующей экспериментальной доводкой реализована конструкция диодной системы, в которой профиль катода и профиль конического анода совпадают с силовой линией магнитного поля. При напряженности магнитного поля в системе от 4 до 20 кЭ указанная конфигурация электродов и силовых линий обеспечивает магнитную изоляцию диода на первой (с положительной полярностью катодного электрода) и формирование электронного пучка высокого качества с малой угловой и пространственной дисперсией на второй полуволнах ускоряющего напряжения. На рис. 14 показано распределение магнитного поля на оси генератора. Крестиком отмечена продольная координата эмитирующей кромки катода в области однородного магнитного поля. Отпечаток сечения электронного пучка, в цилиндрической области дрейфа на расстоянии 200 мм от катода, иллюстрируется рис. 15. Диаметр пучка (35 мм) практически совпадает с диаметром полого цилиндрического катода, его толщина $\approx 1,5$ мм, смещение его относительно оси генератора незначительно (≈ 1 мм). На рис. 16 показана форма импульса тока с амплитудой ≈ 15 кА, реализованная в эксперименте. Граничная энергия электронов пучка зависит от зарядного напряжения ГИН и может изменяться в пределах 2,4–3,5 МэВ. На рис. 17 приведена спектрограмма пучка электронов при зарядном напряжении 85 кВ,

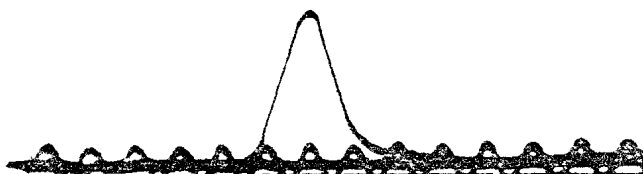


Рис. 16. Осциллограмма импульса тока в генераторе И-3000 СВЧ. Метки 100 МГц

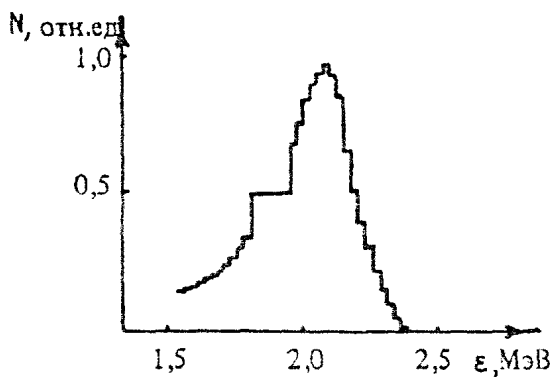


Рис. 17. Спектрограмма пучка электронов ускорителя И-3000

полученная с помощью спектрометра с тороидальным диспергирующим полем [21]. В этом случае граничная энергия электронов достигает значения 2,4 МэВ. При увеличении расстояния между кромкой катода и входом в электродинамическую структуру ускоритель И-3000 формирует два следующих друг за другом через промежуток времени 40 нс импульса электронного тока. Их амплитуда соответственно 12 и 10 кА, длительность по основанию 20 нс (рис. 18).

В экспериментах использована электродинамическая структура, представляющая собой синусоидально гофрированный цилиндрический волновод с цилиндрическими входным и выходным участками из нержавеющей стали. Внутренняя поверхность для обеспечения электропрочности полирована. Цикл расчетов взаимодействия электронного пучка с электродинамической структурой, выполненный методом определения дисперсионных характеристик гофрированного волновода с учетом электронного пучка [22, 23] и коэффициента усиления [24], показал, что в генераторе реализуется режим лампы бегущей волны с распределенной по длине структуры обратной связью. Стартовый ток возбуждения электромагнитного

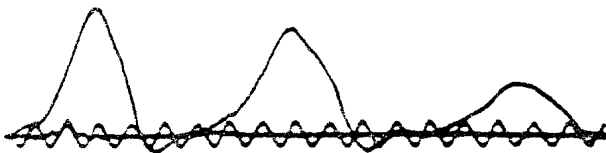


Рис. 18 Осциллограмма следующих друг за другом импульсов тока в генераторе И-3000 СВЧ при увеличении диодного промежутка. Метки 100 МГц

поля с пространственными характеристиками, подобными моде E_{01} цилиндрического волновода, составляет величину порядка 8 кА. Оптимальная глубина гофрировки 6 мм. Частота генерации близка к 9,5 ГГц. Электродинамическая структура расположена в металлической трубе из нержавеющей стали, внутри которой, так же как и в ускорителе, поддерживается вакуум не хуже 10^{-5} мм. рт. ст.

Характерные размеры отдельных элементов СВЧ-генератора: диаметр катода 30–35 мм, средний диаметр электродинамической структуры 59 мм, период гофрировки 16 мм, диаметр вакуумного цилиндрического объема 76 мм, длина рупора для вывода СВЧ-излучения в атмосферу 850 мм, его апертура 300 мм.

Диагностика выведенного в атмосферу СВЧ-излучения осуществлялась калиброванными детекторами на основе эффекта изменения подвижности носителей тока в полупроводниковых материалах при воздействии электромагнитного поля [25] в двух исполнениях при азотной и комнатной температуре полупроводникового элемента. Количество детекторов (до 20) достаточно для измерения диаграммы направленности излучения различной поляризации в одном импульсе генератора. Спектральный состав СВЧ-излучения оценивался набором полосовых перестраиваемых резонансных фильтров, разработанных ИПФ РАН (г. Нижний Новгород). Визуализация СВЧ-излучения осуществлялась при помощи панно из неоновых лампочек, либо регистрацией свечения воздуха в окрестности выходного окна рупора установки.

Диагностический комплекс установки создан на основе быстродействующих регистраторов типа СРГ-5, СРГ-7, ЕЛОР-04

Проведенные экспериментальные исследования показали, что электронные потоки, формируемые в ЛИУ, при взаимодействии с электродинамической системой типа "гофрированный волновод", генерируют мощный импульс СВЧ-излучения. Регистрация этого излучения осуществлена набором детекторов, размещенных в волновой зоне рупорной антенны на расстоянии до 9 м от выходного окна установки. Рис. 19 иллюстрирует характерную осциллограмму импульса СВЧ-излучения. Длительность этого импульса (≈ 20 нс по

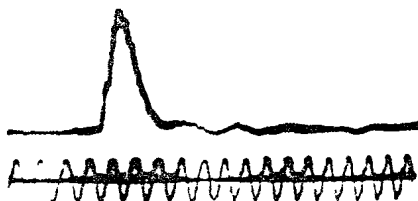


Рис. 19. Осциллограмма импульса СВЧ-излучения. Метки 100 МГц

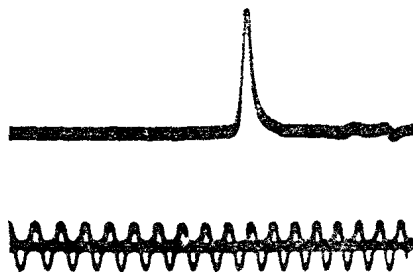


Рис. 20. Укороченный импульс СВЧ-излучения Метки 100 МГц

основанию) практически совпадает с длительностью импульса тока генерируемого пучка электронов, что свидетельствует о высоком коэффициенте усиления электродинамической структуры, и качественно подтверждает соответствие полученных данных результатам расчета. Интегрирование мощности по диаграмме направленности излучения с учетом радиальной и угловой поляризации дает значенные мощности выведенного в атмосферу излучения 3 ГВт. Повышенные зарядного напряжения ГИН установки И-3000, и соответственно увеличение мощности электронного пучка, приводит к укорочению длительности импульса по основанию до 10 нс (рис. 20). В этих режимах явления пробоев были обнаружены не только на выходном окне рупора, но и на выходе электродинамической структуры. Повидимому, можно считать, что укорочение длительности импульса связано именно с этими явлениями и, возможно, с отражением излучения от плазмы, образованной при пробое. При этом плотность плазмы достигает значений, достаточных для полной экранировки СВЧ-излучения за время 10 нс от начала импульса.

Осциллограмма СВЧ-импульсов, формируемых СВЧ-генератором при увеличенном расстоянии между кромкой катода и входом в электродинамическую структуру, когда ускоритель формирует два импульса электронного тока, соответствующие второй и четвертой полуволнам ускоряющего напряжения индукторов, приведена на рис. 21. Амплитуда первого СВЧ-импульса на 15% больше амплитуды второго, длительность импульсов по основанию 20 и 15 нс, время между импульсами соответствует времени между второй и четвертой полуволной ускоряющего напряжения и составляет 45 нс.

Одной из важнейших характеристик СВЧ-генератора является длина волны генерируемого излучения. Измерения резонансным методом показали, что практически вся энергия находится в полосе частот 9,5–10 ГГц, что соответствует длине волны 3,16–3 см и удовлетворительно совпадает с расчетными данными.

Дополнительные данные о степени монохроматичности генерируемого СВЧ-излучения получены при исследовании светящегося

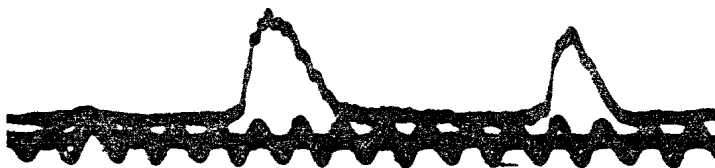


Рис. 21. Оциллограмма следящих друг за другом импульсов СВЧ-излучения. Метки 100 МГц

кольцевого разряда с периодической структурой, возникающего при отражении СВЧ-волны плоским металлическим зеркалом, перпендикулярным направлению излучения.

Фотография интегрального свечения разряда при расстоянии между выходным окном и металлическим зеркалом 60 см представлена на рис. 22. Характерный диаметр светящейся области 20 см. Анализ изображения СВЧ-пробоя позволяет определить длину волны СВЧ-излучения по расстоянию между кольцевыми разрядами. Соответствующие измерения приводят к значению $\lambda = 3,0-3,2$ см, что согласуется с данными измерений резонансными фильтрами.

Аксиальная симметрия разряда, его азимутальная однородность, а также возникновение интерференционной картины при сложении диаметрально противоположных частей волнового поля при отражении волны под углом 45° свидетельствует не только о монохроматичности, но и о когерентности генерируемого излучения

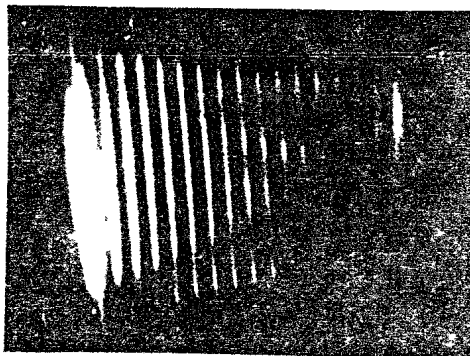


Рис. 22. Свечение СВЧ-разряда в стоячей волне в воздухе

ПРИМЕНЕНИЕ УСКОРИТЕЛЕЙ С ИНДУКТОРАМИ НА ЛИНИЯХ С РАСПРЕДЕЛЕННЫМИ ПАРАМЕТРАМИ В РЕЛЯТИВИСТСКОЙ СВЧ-ЭЛЕКТРОНИКЕ

Первые демонстрационные эксперименты применения ЛИУ на радиальных линиях для генерации СВЧ-импульсов привели к созданию одного из самых мощных генераторов СВЧ-излучения. Высокое качество электронных пучков, возможность варьирования энергий ускорения, реализация больших мощностей электронных потоков при сравнительно небольших габаритах и энергозапасе ускорителя и, наконец, стабильность характеристик установок — наиболее существенные моменты, определяющие перспективность этого направления исследований. Проведенные эксперименты далеко не исчерпывают возможностей применения ЛИУ в СВЧ-электронике.

Ускорители с индукторами на радиальных линиях формируют цуг импульсов чередующейся полярности, величина тока пучка зависит от конструкции диода и, в частности, может превышать предельный вакуумный ток, что позволяет использовать эти ускорители для экспериментов с генераторами на основе виртуального катода как в режиме виркатора и его модификаций, так и в режиме отражательного триода. На рис. 23 представлен вариант виркатора, построенный на основе двухблокового ЛИУ. Особенностью данного генератора является осевая токонесящая нить для создания допол-

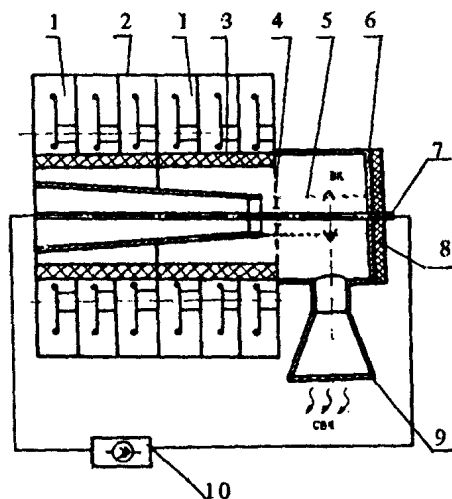


Рис. 23. Схема виркатора на основе двухблокового ЛИУ (при работе на второй полуволне напряжения): 1 — блок индукторов, 2 — токонесящая нить, 3 — катод, 4 — сетчатый анод, 5 — пучок, 6 — коллектор электронов, 7 — контакт, 8 — изолятор, 9 — окно вывода излучения, 10 — источник тока

нительного азимутального магнитного поля, что позволяет обеспечить равенство частот колебаний электронов в потенциальной яме "катод — виртуальный катод" и циклотронного вращения электронов виртуального катода в суммарном азимутальном поле. Отметим, что малоиндуктивная гальваническая развязка токонесущей нити от электродов диода ускорителя конструктивно возможна только в ЛИУ.

Дополнительные возможности возникают при параллельном соединении двух блоков индукторов. При этом вход и выход одного из модулей инвертированы относительно второго, а катодный электрод подсоединен к их общему электроду (рис. 24). Электронный пучок распространяется между двумя коаксиальными анодами. Такая конфигурация анода представляет интерес для исследования генераторов дифракционного типа.

Многомодульная структура ускорителей на блоках индукторов с радиальными линиями позволяет формировать несколько электронных пучков (рис. 25) с различными энергиями. Исследование их взаимодействия в общей резонансной системе представляет интерес для исследования электронно-волновых генераторов

Оформление пространства взаимодействия в виде набора коаксиальных цилиндров, экранирующих электронные пучки друг от друга, позволит изучить методы когерентного сложения потоков излучения, формируемых в наборе коаксиальных электродинамических структур. Отметим, что в этом случае требуется использование по крайней мере двух пар последовательно соединенных блоков индукторов (рис. 26). Последние предложения предполагают исполь-

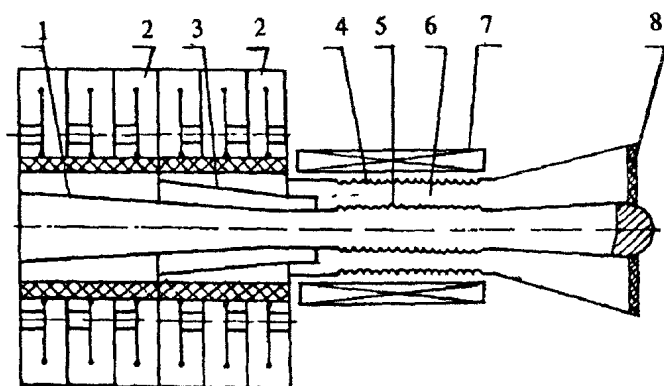


Рис. 24. Схема дифракционного генератора на основе ЛИУ (при работе на второй половине напряжения): 1 — анододержатель, 2 — блок индукторов, 3 — катод, 4 — внешняя электродинамическая структура, 5 — внутренняя электродинамическая структура, 6 — пучок, 7 — соленоид, 8 — коаксиальное окно вывода излучения

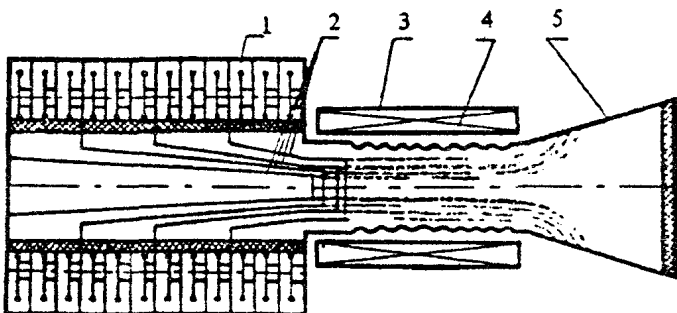


Рис. 25. Схема многопучкового СВЧ-генератора на основе 4 блоков ЛИУ: 1 – блок индукторов, 2 – катоды, 3 – соленоид, 4 – электродинамическая система, 5 – рупор

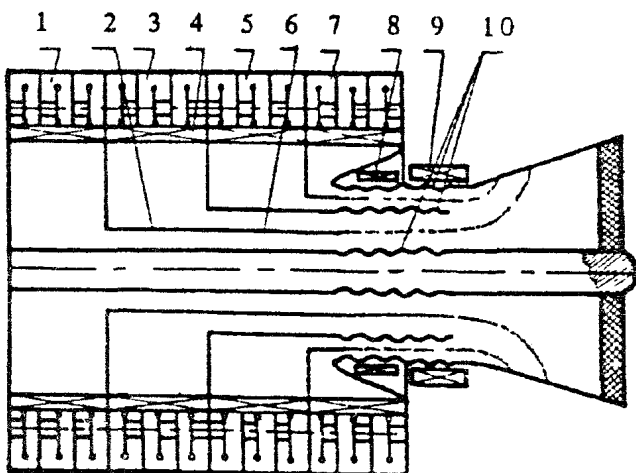


Рис. 26. Схема многопучкового СВЧ-генератора на основе двух коаксиальных электродинамических структур с фазированным сложением мощностей 1, 3, 5, 7 – блоки индукторов, 2 – катододержатель, 4 – соленоид, 6 – катод, 8, 9 – соленоиды, 10 – электродинамические структуры

зование резонансных структур с большим отношением диаметра к длине волны, что объединяет их с многоволновыми черенковскими генераторами, но вместе с тем позволяет существенно увеличить общий ток и, соответственно, мощность электронного потока, взаимодействующего с вакуумной электродинамической структурой

Наиболее существенная особенность ЛИУ с индукторами на линиях с распределенными параметрами – сочетание большой, в десятки

килоампер, амплитуды тока с возможностью ускорения электронов до энергии в десятки МэВ — открывает возможность создания сверхмощных генераторов СВЧ-излучения, реализующих потоки электромагнитной энергии с предельными характеристиками, лимитированными электропрочностью электродинамических систем. В модернизированном ускорителе ЛИУ-10М предполагается реализовать пиковую мощность $1,25 \cdot 10^{12}$ Вт при токе пучка порядка 50 кА, энергии частиц 25 МэВ и длительности импульса 25 нс, что при успешной разработке электродинамических систем достаточно для постановки экспериментов и реализации исследований по возможности создания СВЧ-генераторов с мощностью, превышающей 10^{11} Вт.

Отметим также, что возможности, представляемые ЛИУ по повышению энергии ускорения частиц, перспективны для освоения миллиметровой и субмиллиметровой области длин волн излучения при больших, характерных для ЛИУ на линиях с распределенными параметрами токах электронного пучка.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ковалев Н. Ф., Петелин М. И., Райзер М. Д., Сморгонский А. В., Цопп Л. Э. Генерация мощных импульсов электромагнитного излучения потоком релятивистских электронов // Письма в ЖЭТФ. 1973. Т. 18, N 4. С 232–235.
2. Nation J. A. On the coupling of a high current relativistic electron beam to a slow-wave structure // Appl. Phys. Lett. 1970. V 17, N 11. P 491–494.
3. Релятивистские многоволновые СВЧ-генераторы / Бугаев С. П., Канавец В. И., Кошелев В. И., Черепенин В. А. Новосибирск: Наука Сиб отделение, 1991
4. Bromborsky A., Agee F., Bollen M. et al. On the path to a terawatt, high power experiments at Aurora // SPIE. V. 873 Microwave and Particle Beam Sources and Propagation, 1988. P. 51–61.
5. Кузелев М. В., Рухадзе А. А., Филиппычев Д. С. Плазменные СВЧ усилители и генераторы. Плазменные ускорители электронных потоков // Релятивистская высокочастотная электроника. Проблемы повышения мощности. Горький: ИПФ АН СССР, 1981. С 170–203.
6. Kato K. G., Benford G., Tzsch D. Detailed spectra of high-power broadband microwave radiation from interaction of relativistic electron beams with weakly magnetized plasmas // Phys. Fluids. 1983. V 26, N 12. P. 3636–3649.
7. Вахрушин Ю. П., Анацкий А. И. Линейные индукционные ускорители. М.: Атомиздат, 1978
8. Goor E. G., Bix D. L., Reginato L. L. The advanced test accelerator a

high-current induction LINAC // IEEE. Trans. Nucl.Sc. 1983. V. NS-30, N 2. P. 1381–1386

9. Братман В. Л., Денисов Г. Г., Коровин С. Д. и др. Релятивистские электронные генераторы диапазона миллиметровых волн // Релятивистская высокочастотная электроника. Вып 4 Горький: ИПФ АН СССР, 1984. С 249–274

10. Orzechowski T. J., Anderson B. R., Fawley W. M e a High gain and high extraction efficiency from a free electron laser amplifier operating in the millimeter wave regime // Nucl. Instr Meth. Phys Res. 1986 V A250, N 1–2 P. 144–149.

11. Throop A. L., Fawley W. M., Jong R. A. e. a. Experimental results of a high-gain microwave FEL operating at 140 GHz // Nucl. Instr Meth. Phys Res 1988. V. 272, N 1–2. P. 15–21

12 Павловский А. И., Босамыкин В. С. Безжелезные линейные индукционные ускорители // Атомная энергия. 1974 Т 37, N 3 С 228–233.

13 Павловский А. И., Герасимов А. И., Зенков Д. И. и др Безжелезный индукционный ускоритель // Атомная энергия. 1970 Т 28, N 5 С 432–434

14 Бродский А. Я., Вдовин В. А., Корженевский А. В и др Преобразование энергии взрыва в электромагнитное излучение микроволнового диапазона // ДАН СССР. 1990. Т. 314, N 4. С. 846–849

15 Павловский А. И., Кравченко А. С., Селемир В. Д и др. Использование магнитной энергии ВМГ для генерации мощных импульсов электромагнитного излучения микроволнового диапазона // Sixth international conference on Megagauss magnetic field generation and related topics // V. 8–11 1992. Albuquergue, New Mexico (USA).

16 Азаркевич Е. И., Диденко А. Н., Долгополов П. В и др. Генерация импульсного СВЧ излучения с помощью энергии химических взрывчатых веществ // ДАН СССР. 1991 Т. 319, N 2 С. 352–355.

17. Павловский А. И., Босамыкин В. С. Линейные индукционные ускорители на радиальных линиях // Вопросы современной экспериментальной и теоретической физики Л. Наука, 1984. С 138–148.

18 Павловский А. И., Босамыкин В. С., Кулешов Г. Д и др. Многоэлементные ускорители на радиальных линиях // ДАН СССР 1975 Т 222, N 4 С. 817–820

19. Павловский А. И., Босамыкин В. С., Савченко В. А. и др. Мощный электронный ускоритель ЛИУ-10 // ДАН СССР. 1980. Т 250, N 5. С. 1118–1122

20 Моругин Л. А., Глебович Г В Наносекундная импульсная техника. М. Сов радио, 1964.

21. Минашкин Н. В., Селемир В. Д., Степанов Н. В Способ определения

спектра импульсного электронного потока Авт. свидетельство N 1681658
МКИ: G01T1/29

22 *Курилко В. И., Кучеров В. И. Островский А. О., Ткач Ю. В.* К теории устойчивости релятивистского электронного пучка в гофрированном цилиндрическом волноводе // ЖТФ 1978 Т. 49, N 12. С. 2569–2575.

23 *Swegle J., Poukey J. W., Leifeste G. T.* Backward wave oscillators with rippled wall resonators analytic theory and numerical // Phys. Fluids. 1985. V. 28, N 9. P. 2882–2894.

24 *Рухадзе А. А., Богданкевич Л. С., Росинский С. Е., Рухлин В. Г.* Физика сильноточных релятивистских электронных пучков // М.: Атомиздат, 1980.

25. *Райзер М. Д., Цопп Л. Э.* Детектирование и измерение мощности СВЧ излучения наносекундной длительности // Радиотехника и электроника 1975 Т 20, N 8 С. 1691–1693

УСКОРЕНИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ ВОЛНАМИ ПЛОТНОСТИ ЗАРЯДА В ПЛАЗМЕ

*Я. Б. Файнберг, А. К. Березин, В. А. Балакирев,
Ю. П. Блюх, В. А. Киселев, В. В. Мухин,
И. Н. Онищенко, Г. В. Сотников*

Дальнейшее увеличение энергии и светимости пучков ускоренных частиц, которые необходимы для развития физики высоких энергий, практически становится уже недостижимым на пути простого увеличения параметров и масштабов традиционных ускорителей. Можно ожидать, что в ближайшие годы возможности традиционных ускорителей будут в значительной степени исчерпаны. Поэтому для успешного развития физики высоких энергий и элементарных частиц жизненно необходимы совершенно новые физические принципы ускорения заряженных частиц.

Вполне очевидно, что появление и развитие новых принципов может быть достигнуто при объединении различных областей физики — физики ускорителей, физики плазмы, астрофизики, плазменной электроники и физики сильноточных ускорителей заряженных частиц.

Высказанные в 1956 г. Векслером, Будкером и Файнбергом идеи об использовании коллективных полей для ускорения заряженных частиц не получили в последующие годы достаточного экспериментального развития по двум основным причинам. Во-первых, не были разработаны методы получения сильноточных релятивистских пучков, сверхмощных СВЧ-генераторов и лазеров, необходимых для возбуждения волн плотности заряда в плазме. Во-вторых, необходимо было развитие нелинейной теории явлений, протекающих в плазме, и их машинного моделирования. Тем не менее теоретические и экспериментальные исследования в этой области непрерывно продолжались, и в них были обнаружены процессы и явления, существенно содействовавшие дальнейшему развитию этих методов ускорения.

Начиная с 1971 г. разрабатываются эффективные методы формирования сильноточных релятивистских пучков заряженных частиц и создаются сверхмощные генераторы микроволнового излучения, одновременно был достигнут значительный прогресс в развитии нелинейной теории взаимодействия пучков с плазмой. Благодаря этому уже в 1979 г. появились новые модификации коллективного метода ускорения заряженных частиц с помощью волн плотности заряда в плазме и нескомпенсированных пучках, предложенного в 1956 г. Я. Б. Файнбергом [1].

Наибольший интерес и перспективы развития имеют предложенные Даусоном и Таджимой [2] механизм ускорения частиц волнами плотности заряда, возбуждаемыми лазерным излучением, и метод ускорения с помощью кильватерных полей, возбуждаемых отдельными сгустками или их последовательностью в плазме [3].

Возможность ускорения этим методом была указана Файнбергом и Болотовским [4, 5]. Очень существенное и фундаментальное развитие этот метод получил в работе Кацулеса [6].

Можно ожидать, что метод ускорения с помощью волн плотности заряда, возбуждаемых сгустком релятивистских частиц, позволит получить напряженность ускоряющих полей $1 + 10$ ГВ/м и больше.

В настоящее время достигнут весьма значительный прогресс как в развитии аналитической теории и машинного моделирования, так и, что очень важно, в реальных экспериментах. Получены напряженности ускоряющих полей (пока еще на малых длинах) до 10 МВ/см в методе биения лазерных лучей и до 80 МВ/м в методе кильватерных полей для случая плазмы малой плотности. (Напомним, что максимально достижимые ускоряющие поля $\sim \sqrt{n_p}$). Поэтому в методе кильватерного поля при переходе к достаточно большим плотностям напряженность поля будет такого же порядка, как в лазерном методе и даже больше.

В последнее время особые достижения получены в методе кильватерного поля в работах Розенцвайга (Fermi-Lab) [7], Огаты (KEK) [8] и в методе биения лазерных лучей в работах [9, 10] (Chalk-River, UCLA).

Очень многообещающие перспективы открывает метод кильватерных полей для фокусировки пучков заряженных частиц в сверхмощных коллайдерах. Эквивалентные фокусирующие поля теоретически достигают 10 ГГц. Подробнее обсуждение методов кильватерных полей и биений лазерных лучей приводится ниже. Здесь же следует отметить, что кильватерный метод, не будучи резонансным, предъявляет значительно меньше требований к однородности плазмы. Кроме того, ряд опасных неустойчивостей не успевает развиваться.

В методе биений необходимо очень точно поддерживать резонанс между частотой волны пространственного заряда и разностной

частотой лазерных лучей и, следовательно, очень точно поддерживать плотность плазмы. Благодаря работам Резерфордской лаборатории [11] и Ecole Polytechnique [12] достигнуты высокие степени однородности плотности плазмы ($\sim 1\%$).

В последнее время приобретает все большее значение метод ускорения с помощью кильватерного поля, создаваемого очень коротким лазерным импульсом. Этот метод не требует большой степени однородности плазмы, он свободен также от неустойчивостей, характерные обратные инкременты которых меньше длительности импульса

Есть также указания на то [13], что предельно достижимые поля в нестационарном режиме могут быть еще больше.

1. КИЛЬВАТЕРНОЕ ПОЛЕ, ВОЗБУЖДАЕМОЕ В ПЛАЗМЕ ОТДЕЛЬНЫМ СГУСТКОМ

1.1. Электромагнитное поле заряда (точечного сгустка)

Рассмотрим кильватерное поле в простейшем случае точечного заряда, движущегося в холодной ($T_e = 0$, T_e — температура электронов плазмы) однородной плазме, свободной от внешних полей. Заряд движется равномерно и прямолинейно. Частица, двигаясь в плазме, возмущает электронную компоненту плазмы. В линейном приближении, которым мы здесь ограничимся, возмущение плотности электронов n_1 описывается уравнением осциллятора

$$\frac{\partial^2 n_1}{\partial t^2} + \omega_p^2 n_1 = -\omega_p^2 N_0 \frac{\delta(r)}{2\pi r} \frac{1}{v_0} \delta(t - z/v_0),$$

решение которого имеет вид

$$n_1 = -\omega_p N_0 \frac{\delta(r)}{2\pi r} \frac{1}{v_0} \Theta(t - z/v_0) \sin \omega_p(t - z/v_0),$$

где ω_p — плазменная частота, v_0 — скорость частицы, $\Theta(x)$ — функция, равная единице при $x > 0$ и нулю при $x < 0$, N_0 — число частиц в сгустке.

Заряд оставляет за собой след в виде волнового возмущения плотности плазмы, фазовая скорость которого совпадает со скоростью движения заряда.

Электромагнитное поле заряда

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_s - \nabla \Phi_w, \quad H_\varphi = H_{qs}, \quad (1)$$

содержит потенциальную часть

$$\Phi_w = 2eN_0 k_p K_0(\eta) \Theta(\tau) \sin \tau, \quad (2)$$

которая, собственно, и является кильватерным полем, и квазистатическое поле

$$H_{\varphi s} = - e N_0 k_p^2 \beta_0 \gamma_0 \frac{\eta}{(\eta^2 + \zeta^2)^{3/2}} (1 + \beta_0 \sqrt{\eta^2 + \zeta^2}) \times \\ \times \exp(-\beta_0 \sqrt{\eta^2 + \zeta^2}), \quad (3)$$

где $\eta = k_p r$, $k_p = \omega_p / v_0$, $\tau = \omega_p (t - z / v_0)$, $\zeta = \gamma_0 \tau$, $\beta_0 = v_0 / c$, $\gamma_0 = (1 - \beta_0^2)^{-1/2}$, K_0 — функция Макдональда.

В предельном случае $\omega_p \rightarrow 0$ выражение (3) переходит в формулу для поля заряда, движущегося в вакууме. Квазистатическое поле в плазме экспоненциально убывает с удалением от частицы. Причиной затухания поля является его экранировка плазмой. В поперечном направлении поле затухает на глубине скин-слоя c / ω_p , а в продольном — на масштабе $c / \omega_p \gamma_0$, обратно пропорциональном релятивистскому фактору.

Кильватерное поле (2) имеет особенность на оси $\eta = 0$. Если учесть тепловое движение электронов плазмы, то поле на оси становится конечным:

$$E_{\varphi z} = e N_0 k_p^2 \operatorname{Re} [e^{-i\alpha\tau} Ei(\alpha\tau)], \quad E_{\varphi z} = - \frac{\partial \Phi_{\varphi}}{\partial z}, \quad \alpha = \frac{v_{T,e}^2}{2v_0^2},$$

$v_{T,e}$ — тепловая скорость,

$$Ei(x) = \int_x^{\infty} \frac{e^{is}}{s} ds.$$

В плазме с конечной температурой плазменные колебания имеют групповую скорость. Излучение плазменных колебаний из приосевой области устраняет особенность поля на оси и приводит к убыванию амплитуды волны $E_{\varphi z} \sim 1/\tau$ на больших расстояниях $\alpha\tau \gg 1$ от заряда.

В случае сгустка частиц особенность кильватерного поля на оси устраняется также учетом конечности поперечных размеров сгустка. Для амплитуды продольной компоненты электрического поля на оси в этом случае имеем следующее выражение:

$$E_{\varphi} = 2e N_0 k_p^2 K_0(\eta_b), \quad (4)$$

где $\eta_b = k_p r_b$, r_b — радиус сгустка. Для того чтобы оценить порядок величины кильватерных полей в плазме, рассмотрим численный пример. Сгусток с числом частиц $N_0 = 10^9$, $\eta_b = 0,4$, $v_0 = c$ возбуждает в плазме с плотностью частиц 10^{16} см^{-3} кильватерное поле с длиной волны 0,33 мм и напряженностью 12 МэВ/см.

1.2. Электромагнитные поля в плазме цилиндрических сгустков

Электромагнитное поле в плазме сгустка с заданным распределением частиц находится простым суммированием полей элементарных зарядов. Будем рассматривать сгустки с распределением плотности тока

$$j_z = j_b R(\eta_0) T(\tau_0), \quad (5)$$

где $R(\eta_0)$ описывает зависимость плотности сгустка от радиуса $\eta_0 = k_p r_0$ (поперечный профиль), а $T(\tau_0)$ — плотность в различные моменты времени влета $\tau_0 = \omega_p t_0$ (продольный профиль), $j_b = I_b/s_b$, I_b — максимальный ток сгустка,

$$s_b = 2\pi \int_0^{\infty} R(r_0) r_0 dr_0$$

— эффективная площадь поперечного сечения. Потенциальное кильватерное поле (индекс "w") сгустка типа (5) описывается следующими выражениями.

$$\Phi_w = \Phi_0 \Pi_{||}(\eta) Z_{\perp}(\tau), \quad (6)$$

$$E_{wz} = E_0 \Pi_{||}(\eta) Z_{||}(\tau), \quad E_{wr} = E_0 \Pi_{\perp}(\eta) Z_{\perp}(\tau), \quad (7)$$

где

$$E_0 = 4\pi I_b / s_b \omega_p,$$

$$\Phi_0 = 4\pi I_b / s_b \omega_p k_p,$$

$$\Pi_{||}(\eta) = \int_0^{\infty} R(\eta_0) G(\eta, \eta_0) \eta_0 d\eta_0,$$

$$Z_{\perp}(\tau) = \int_{-\infty}^{\tau} T(\tau_0) \sin(\tau - \tau_0) d\tau_0, \quad (8)$$

$$\Pi_{\perp}(\eta) = - \frac{\partial \Pi_{||}(\eta)}{\partial \eta}, \quad Z_{||}(\tau) = \frac{\partial Z_{\perp}(\tau)}{\partial \tau}, \quad (9)$$

$$G(\eta, \eta_0) = \begin{cases} I_0(\eta_0) K_0(\eta), & \eta \geq \eta_0, \\ I_0(\eta) K_0(\eta_0), & \eta \leq \eta_0. \end{cases}$$

Что касается квазистатического поля (индекс "s"), то в общем случае выражения для него имеют громоздкий вид. Их можно упростить в ультрарелятивистском пределе $\gamma_0 \gg 1$ [14], если

учесть, что поле элементарного заряда (функция Грина) очень быстро убывает с удалением от него вдоль оси. В результате вычислений получим

$$E_{zs} = 0, \quad E_{rs} = -E_0 T(\tau) \Pi_{\perp}(\tau), \quad H_{\varphi s} = \beta_0 E_{rs}. \quad (10)$$

Возмущение плотности электронов плазмы описывается выражением

$$n_w = -n_b R(\eta) Z_{\perp}(\tau), \quad (11)$$

где $n_b = I_b / e v_0 s_b$ — максимальная плотность частиц сгустка. Радиальные профили сгустка и возмущения плотности n_w совпадают. Полный заряд в плазме равен нулю. Легко убедиться, что наведенный в плазме положительный заряд в точности равен полному заряду сгустка. Распределение суммарного объемного заряда в плазме описывается формулой

$$n_{tot} = -n_b R(\eta) T_{\perp}(\tau), \quad T_{\perp}(\tau) = Z_{\perp}(\tau) - T(\tau). \quad (12)$$

Поперечная динамика сгустка определяется силой Лоренца $F_r = -e W_r$, где

$$W_r = E_0 \Pi_{\perp}(\eta) [T_{\perp}(\tau) + \beta_0^2 T(\tau)]. \quad (13)$$

В тех случаях, когда объемный заряд сгустка сильно скомпенсирован $|T_{\perp}(\tau)| \ll T(\tau)$, собственное магнитное поле сгустка будет определять его радиальную динамику и может, в частности, приводить к самосжатию (пинчеванию) сгустка.

1.3. Кильватерные поля сгустков с симметричным профилем

Исследуем характер распределения кильватерных полей вдоль системы от формы сгустка. Рассмотрим сгусток с симметричным продольным профилем плотности $T(\tau_0) = T(-\tau_0)$. Плотность сгустка имеет максимум в центре $\tau_0 = 0$ и спадает до нуля с удалением от него $T(\tau_0 \rightarrow \pm \infty) \rightarrow 0$. Распределение кильватерного поля в направлении движения описывается функцией $Z_{\parallel}(\tau)$. За сгустком $\tau \rightarrow \infty$ кильватерное поле имеет вид плазменной волны

$$Z_{\parallel}(\tau \rightarrow \infty) = 2\hat{T} \cos \tau, \quad (14)$$

где

$$\hat{T} = \int_0^{\infty} T(\tau_0) \cos \tau_0 d\tau_0 \quad (15)$$

— амплитуда фурье-компоненты функции $T(t_0)$ на плазменной частоте. С другой стороны, в точке максимальной плотности тормозящее поле оказывается в два раза меньше амплитуды кильватерной волны

$$Z_{||}(\tau = 0) = \hat{T}. \quad (16)$$

Таким образом, коэффициент трансформации энергии симметричного сгустка равен двум.

В качестве примера рассмотрим сгусток с модельным профилем [15]

$$T(\tau_0) = \exp(-|\tau_0|/\tau_*), \quad (17)$$

где τ_* — характерная длительность импульса. Для такого сгустка

$$Z_{||}(\tau) = \frac{\tau_*}{1 + \tau_*^2} \begin{cases} \exp(\tau/\tau_*), & \tau < 0, \\ 2\cos \tau - \exp(-\tau/\tau_*), & \tau > 0. \end{cases} \quad (18)$$

На переднем фронте поле монотонно нарастает с приближением к центру сгустка, а за ним наряду с экспоненциально убывающим полем имеется кильватерная волна. Степень компенсации объемного заряда сгустка существенно зависит от длительности импульса. В случае короткого импульса $\tau_* \ll 1$ объемный заряд сгустка практически не скомпенсирован. За времена существенно меньшие плазменного периода вытеснение электронов плазмы объемным зарядом сгустка не успевает произойти. Если длительность сгустка существенно превосходит плазменный период $\tau_* \gg 1$, то объемный сгусток сильно скомпенсирован. Суммарная плотность заряда в области сгустка в τ_*^2 раз меньше плотности заряда самого сгустка.

1.4. Несимметричные сгустки

Для повышения коэффициента трансформации энергии, и соответственно максимальной энергии ускоренных частиц, в работе [16] предложено использовать несимметричные сгустки с пологим передним и крутым задним фронтами.

Рассмотрим несимметричный сгусток с экспоненциальными фронтами разной длительности

$$T(\tau_0) = \begin{cases} \exp(\tau_0/\tau_+), & \tau_0 < 0, \\ \exp(-\tau_0/\tau_-), & \tau_0 > 0, \end{cases} \quad (19)$$

где τ_{\pm} — безразмерные длительности переднего и заднего фронтов. Коэффициент трансформации энергии R_E в наиболее интересном случае длинного переднего фронта ($\tau_* \gg 1$) равен

$$R = \tau_* / \sqrt{1 + \tau_*^2}.$$

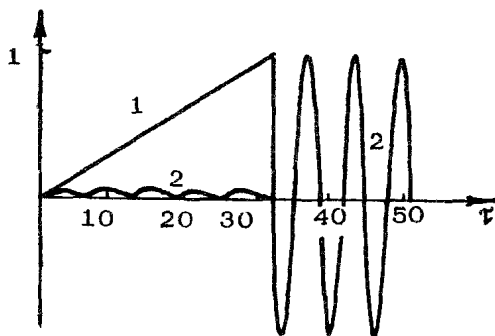


Рис. 1. Профиль и кильватерное поле сгустка 1 — $T(\tau)$, 2 — $Z_{\parallel}(\tau)$

Для сгустка с коротким задним фронтом ($\tau_r \ll 1$) коэффициент трансформации не зависит от длительности заднего фронта, а определяется отношением длительности переднего фронта к плазменному периоду: $R = \tau_r = 2\pi t_r / T_p$, $T_p = 2\pi / \omega_p$. В случае длинного заднего фронта в масштабе плазменного периода, но короткого по отношению к переднему фронту ($\tau_r \gg 1$) коэффициент трансформации определяется отношением длительностей переднего и заднего фронтов и не зависит от плотности плазмы.

Рассмотрим еще один простой несимметричный профиль. Плотность сгустка нарастает по линейному закону, а затем резко падает до нуля на заднем фронте (рис. 1). В предельном случае сгустка большой длительности ($\tau_r \gg 1$) коэффициент трансформации энергии

$$R = \tau_r / 2 = \pi L_s / \lambda_p \quad (20)$$

определяется числом длин волн $\lambda_p = 2\pi v_0 / \omega_p$, укладываемых в сгустке длиной L_s . На рис. 1 представлено распределение продольной компоненты электрического кильватерного поля вдоль системы. Продольная компонента электрического поля в сгустке имеет как постоянную составляющую, которая тормозит сгусток как целое и ускоряет электроны плазмы, так и осциллирующую.

1.5. Оптимальный профиль сгустка

Градиент продольного электрического поля в сгустке будет приводить к деформации его профиля. В частности, осциллирующая компонента продольного поля будет вызывать модуляцию плотности, т. е. разбиение его на микробунчи с характерным периодом порядка длины плазменной волны [15]. Для сохранности продольного профиля, и соответственно увеличения длины ускорения частиц, желатель-

но исключить осциллирующую часть поля и добиться максимальной степени однородности тормозящего поля в области сгустка. Определим оптимальный профиль сгустка, удовлетворяющий этим требованиям [17, 6]. Пусть переднему фронту соответствует $\tau_0 = 0$. Тогда продольное поле в сгустке определяется интегралом

$$Z_{\parallel}(\tau) = \int_0^{\tau} T(\tau_0) \cos(\tau_0 - \tau) d\tau_0. \quad (21)$$

Выберем следующее распределение тормозящего поля в области сгустка:

$$Z_{\parallel}(\tau) = C \begin{cases} \sin \tau, & \pi/2 > \tau > 0, \\ 1, & \tau > \pi/2, \end{cases} \quad (22)$$

C — постоянная, которую определим в дальнейшем из условия нормировки $\max T(\tau_0) = 1$. На четверти длины волны тормозящее поле в сгустке нарастает, а затем остается постоянным на остальной части сгустка. Решение уравнения (21) относительно функции $T(\tau_0)$ легко найти методом преобразования Лапласа. В результате получим следующий профиль ("doorstep"):

$$T(\tau_0) = C \begin{cases} 1, & \pi/2 > \tau_0 > 0, \\ 1 - \pi/2 + \tau_0, & \tau_0 > \pi/2, \end{cases} \quad (23)$$

где $C = 1/(1 - \pi/2 + \tau_0)$. График функции (23) изображен на рис. 2. Сравнивая амплитуду кильватерного поля

$$Z_{\parallel}(\tau > \tau_0) = \sin(\tau - \tau_0) + C \cos(\tau - \tau_0) \quad (24)$$

и тормозящего поля в области сгустка, находим коэффициент трансформации

$$R = \sqrt{1 + (1 - \pi/2 + \tau_0)^2}. \quad (25)$$

В случае длинного сгустка $\tau \gg 1$ коэффициент трансформации

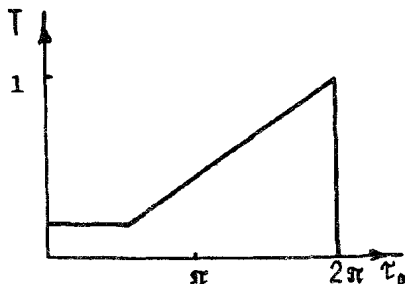


Рис. 2. Оптимальный профиль сгустка

$R = \tau = 2\pi L_s / \lambda_p$ в два раза больше по сравнению со сгустком, плотность которого нарастает по линейному закону (см. (20)). В основном объеме сгустка, за исключением четвертьволновой переходной области, объемный заряд полностью скомпенсирован. Соответственно отсутствует радиальное электрическое поле. Магнитное поле имеется по всей длине сгустка.

Таким образом, для получения большого значения коэффициента трансформации энергии необходимо использовать сгустки, плотность которых медленно в масштабе длины (периода) волны нарастает на переднем фронте и быстро падает на заднем. Физической причиной ослабления поля в области сгустка является компенсация его объемного заряда при медленном нарастании плотности. Поскольку в области сгустка заряд скомпенсирован, то после прохождения данной областью плазмы заднего фронта в плазме возникает недостаток электронов. Плотность электронов плазмы меньше плотности ионов на величину плотности сгустка. Избыточный положительный заряд за задним фронтом вызывает интенсивные колебания электронов плазмы — кильватерную волну.

1.6. Радиальная структура кильватерных полей

Перейдем к исследованию радиальной структуры кильватерных полей в плазме. Рассмотрим простейшую модель однородного в поперечном сечении сгустка с резкими границами [14]. Для такого профиля сгустка функция $\Pi_{\parallel}(\eta)$, описывающая зависимость продольной компоненты электрического поля от радиуса, имеет вид

$$\Pi_{\parallel}(\eta) = \begin{cases} 1 - \eta_b K_1(\eta_b) I_0(\eta), & \eta \leq \eta_b, \\ \eta_b I_1(\eta_b) K_0(\eta), & \eta \geq \eta_b, \end{cases} \quad (26)$$

где $\eta_b = \omega_p r_b / v_0$. Вне сгустка поле экспоненциально убывает с удалением от границы. Продольная компонента электрического поля на оси системы за несимметричным сгустком описывается выражением

$$E_{wz} = \frac{4I_b}{c r_b} F(\eta_b) \cos \tau, \quad (27)$$

где

$$F(\eta_b) = \eta_b^{-1} - K_1(\eta_b). \quad (28)$$

При фиксированном радиусе сгустка функция $F(\eta_b)$ описывает зависимость амплитуды кильватерной волны от плотности плазмы [18]. График функции $F(\eta_b)$ представлен на рис. 3 (кривая 1). В точке $\eta_b \approx 1$ функция F достигает максимального значения $F_{\max} \approx 0,4$. Следовательно, для каждого радиуса сгустка имеется

оптимальное значение плотности плазмы

$$n_{\text{opt}} = \frac{mc^2}{4\pi e^2 r_b^2} = 3,3 \cdot 10^{12} r_b^{-2} \text{ (см}^{-3}\text{)}, \quad (29)$$

при котором амплитуда кильватерного поля максимальна

$$E_w = 1,6I_b / cr_b. \quad (30)$$

Для сгустка радиусом 0,05 см оптимальная плотность плазмы равна $1,3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. При токе сгустка 1,7 кА максимальная напряженность электрического поля составляет 2 МВ/см. На рис. 3 (кривая 2) изображена также зависимость $F(\eta_b)$ для более реалистического поперечного профиля с непрерывной плотностью

$$R(\eta_0) = \begin{cases} J_0(\lambda_1 \eta / \eta_b), & \eta \leq \eta_b, \\ 0, & \eta \geq \eta_b, \end{cases} \quad (31)$$

где $\lambda_1 = 2,405$ — первый корень функции Бесселя $J_0(x)$. Максимального значения $F_{\text{max}} \approx 0,55$ функция F достигает в точке $\eta_b = 2$. Увеличение напряженности кильватерного поля при одинаковых I_b , r_b связано с тем, что плотность тока на оси в случае профиля (31) выше.

Как уже отмечалось, важную роль в динамике сгустка играют поперечные компоненты электромагнитного поля. В частности, собственное магнитное поле может приводить к пинчеванию сгустка и разрушению его продольного профиля. Важно найти условия, при которых сгусток успеет отдать основную часть своей энергии на возбуждение кильватерной волны до того, как произойдет его деформация в результате пинчевания.

Оценка необходимых условий сохранения профиля сгустка может быть получена из сравнения поперечного $W_r = E_r - \beta_0 H_\phi$ и

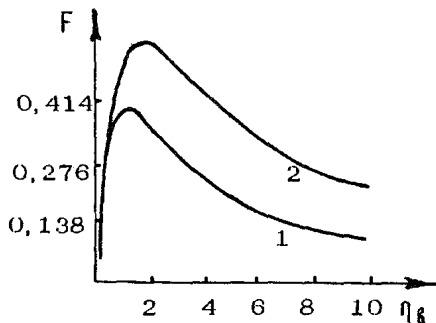


Рис. 3. Графики функций $F(\eta_b)$ 1 — ступенчатый профиль, 2 — непрерывный профиль

продольного E_z полей в сгустке [14]. Отвлекаясь от факторов, зависящих от деталей профиля, для отношения указанных полей получим оценку

$$|W_r / E_z| - R \Pi_{\perp}(\eta) / \Pi_{\parallel}(\eta). \quad (32)$$

В случае сгустка малого поперечного размера $\eta_b \ll 1$ это отношение велико: $|W_r / E_z| \gg 1$. Это означает, что поперечная сила существенно превосходит продольную, тормозящую сгусток как целое. Поэтому сгустки малых поперечных размеров будут подвергаться сильному пинчеванию. Этот вывод не зависит от конкретного вида поперечного профиля.

В случае сгустков больших поперечных размеров ($\eta_b \gg 1$) оценка на отношение полей (32) качественно меняется:

$$|W_r / E_z| \sim R / \eta_b, \quad \eta_b \geq \eta, \quad (33)$$

Для несимметричного сгустка $R \sim \tau$, поэтому условие $|W_r / E_z| \ll 1$ выполнено, когда $r_b \gg L$, т.е. для сгустков, у которых поперечный размер превосходит продольный. Радиальная сила в этом случае мала, поэтому эффект пинчевания сгустка будет проявляться слабо. Оценка (33) получена для поперечного профиля (31)

Ослабление собственного магнитного поля сгустков больших поперечных размеров обусловлено их токовой компенсацией обратным плазменным током [14].

В случае тонкого сгустка ($\eta_b \ll 1$) обратный ток распространяется в плазме вне сгустка, поэтому токовой компенсации не происходит. Ток сгустков с большими поперечными размерами скомпенсирован.

1.7. Фокусировка частиц полями в плазме

Эффект пинчевания сгустков малых поперечных размеров может быть использован для фокусировки частиц сверхвысоких энергий. Градиент фокусирующего поля W_r / r , действующий на частицы сгустка в плазме, можно оценить по формуле

$$W_r / r = 2\pi n_b e^2 = 3 \cdot 10^{-9} n_b \quad (\text{см}^{-3}) \text{ Гс/см}.$$

Для проекта коллайдера с энергией 5 ТэВ, числом частиц в сгустке $4 \cdot 10^8$, радиусом сгустка $3 \cdot 10^{-3}$ см и длиной сгустка 0,3 см получаем $W_r / r = 1,2$ МГс/см [19]. Это на четыре порядка превышает фокусирующую силу квадрупольных магнитов. Теория плазменных линз развита, например, в работах [20–22].

1.8. Самосогласованная динамика сгустков

Анализ поперечных полей показал, что радиальная динамика сгустка определяется его поперечными размерами. Сгустки малых поперечных размеров ($\omega_p r_b / c \ll 1$) скомпенсированы по заряду, но не скомпенсированы по току. Под действием собственных магнитных полей такие сгустки будут сжиматься в поперечном направлении. Сгустки больших поперечных размеров скомпенсированы как по заряду, так и по току. Спонтанные радиальные поля в этом случае малы. Однако такие сгустки неустойчивы относительно электромагнитной филаментационной неустойчивости (неустойчивости Вейбеля). В результате этой неустойчивости первоначально однородный поток разбивается на токнесущие нити. Физический механизм филаментационной неустойчивости связан со взаимным притяжением токов, текущих в одном направлении.

Нелинейная динамика радиально ограниченных сгустков исследовалась численными методами в работах [14, 6].

В работе [6] исследована динамика сгустка в двухмерной плоской геометрии. Детальному моделированию цилиндрических сгустков посвящена работа [14]. Продольный профиль сгустка был выбран в форме "doorstep" (23). Общая длительность сгустка равна $\omega_p t_s = 10,52$. Этому же значению равен и коэффициент трансформации энергии. Плотность сгустка на заднем фронте составляла $0,2n_p$, начальная энергия 10 МэВ, максимальный ток 3,4 кА. Численный анализ показал, что сгусток малых размеров $\omega_p r_b / c = 2$ подвержен сильному пинчеванию. Пинчевание неоднородно по длине и максимально в области заднего фронта. Сильное сжатие сгустка происходит за время, примерно равное $40/\omega_p$. Пинчевание разрушает продольный профиль сгустка. Эффективность ускорения частиц кильватерным полем падает.

Динамика сгустка больших поперечных размеров ($\omega_p r_b / c = 20$, $r_b \approx 2L_s$) существенно иная. Незначительное пинчевание наблюдалось только в окрестности границы сгустка. В целом сгусток сохранял свою форму значительно дольше ($t = 80 - 100 \omega_p^{-1}$), чем сгусток малых поперечных размеров. И лишь позднее развивается филаментационная неустойчивость, разрушающая в конечном счете сгусток. За ведущим сгустком размещался сгусток ускоряемых частиц длиной в одну плазменную длину волны и с той же начальной энергией, что и у ведущего сгустка. Энергия ускоренных частиц достигала 35 МэВ, что примерно в три раза меньше максимально возможной при выбранном значении коэффициента трансформации.

Таким образом, пинчевание и филаментационная неустойчивость являются серьезным препятствием на пути реализации ускорения кильватерными полями в плазме. Филаментационная неустой-

чивость может быть стабилизирована внешним продольным магнитным полем с напряженностью [23]

$$H > \frac{mc \omega_p}{e} \sqrt{\gamma_0 n_b / n_p} .$$

Для плотности плазмы 10^{14} см^{-3} , $\gamma_0 = 80$, $n_b / n_p = 0,2$, магнитное поле должно превышать 120 кГс. Второй путь в борьбе с филаментационной неустойчивостью — введение поперечной температуры сгустка. Поперечный энергетический разброс не срывает филаментационную неустойчивость, но приводит к существенному (на 1–3 порядка) уменьшению инкремента. Введения поперечной температуры порядка 50 кэВ достаточно для предотвращения филаментационной неустойчивости [19].

1 9. Возбуждение нелинейной плазменной волны релятивистским электронным сгустком

При высокой интенсивности электронного сгустка возбуждаемая им плазменная кильватерная волна становится нелинейной. Впервые нелинейные свободные волны рассмотрены еще в работе [24]. Речь идет о нелинейных простых волнах, распространяющихся в плазме с постоянной скоростью без изменения своей формы. В рамках нерелятивистской теории частота нелинейной волны равна электронной плазменной частоте. Учет релятивизма в движении электронов плазмы приводит к зависимости частоты от амплитуды.

Возбуждение нелинейных кильватерных волн в холодной плазме релятивистским электронным сгустком рассмотрено в работах [25–32].

В одномерном приближении уравнение, описывающее возбуждение нелинейных колебаний в холодной плазме релятивистским сгустком с постоянной плотностью, имеет вид [28]

$$\frac{d^2 x}{d\tau^2} = \frac{1}{2} (x^{-2} - 1 + 2\alpha), \quad (34)$$

где $\alpha = n_b / n_p$, $x = \sqrt{(1 - \beta) / (1 + \beta)}$, $\beta = v / c$, v — скорость электронов плазмы, $\tau = \omega_p (t - z / c)$. При получении (34) мы пренебрегли отличием скорости сгустка от скорости света. Перед сгустком колебаний нет ($\tau \leq 0$, $\beta = 0$, $E = 0$), поэтому $x(0) = 1$, $x'(0) = 0$. Вид зависимости потенциальной энергии $U(x) = 1/2x + (1/2 - \alpha)x$ нелинейного осциллятора (34) и соответственно качественный характер решения $x(\tau)$ определяется параметром α . На рис. 4 изображены качественные зависимости $U(x)$ для трех значений α : $\alpha < 1/2$, $\alpha = 1/2$, $\alpha > 1/2$. При $\alpha < 1/2$ уравнение (34)

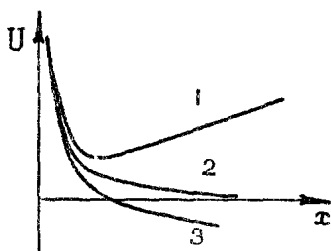


Рис. 4. Зависимости $U(x)$ 1 — $\alpha < 1/2$, 2 — $\alpha = 1/2$, 3 — $\alpha > 1/2$

имеет периодическое решение. Электрическое поле $E = E_{cr} x'(\tau)$. $E_{cr} = mc \omega_p / e$, изменяется вдоль сгустка по периодическому закону. Если $\alpha > 1/2$, то поле монотонно нарастает от переднего фронта к заднему. Случай $\alpha = 1/2$ является промежуточным. С удалением от переднего фронта электрическое поле вначале возрастает, а затем выходит на постоянное значение

$E = E_{cr}$, максимально возможное в рамках нерелятивистской теории. Это поле тормозит сгусток как целое и ускоряет электроны плазмы. На длине сгустка плазменные электроны приобретают энергию $mc^2 \tau$.

Амплитуда нелинейной волны за сгустком равна [24]

$$|E_{\max}| = E_{cr} \sqrt{2(\gamma_m - 1)}, \quad (35)$$

где γ_m — максимальное значение релятивистского фактора электронов плазмы. При $\gamma_m \gg 1$ амплитуда нелинейной плазменной волны существенно превышает предельное поле, которое следует из нерелятивистской теории. Для определения постоянной γ_m необходимо считать на заднем фронте поля в области сгустка и за ним. В результате для коэффициента трансформации энергии длинного сгустка $\tau \gg 1$ получим

$$R = \sqrt{\tau} = \sqrt{2\pi L / \lambda_p}. \quad (36)$$

Таким образом, коэффициент трансформации пропорционален корню из числа плазменных длин волн (в линейном приближении), укладывающихся в сгустке. Важными достоинствами возбуждения нелинейных кильватерных волн являются, во-первых, большие напряженности ускоряющих полей и, во-вторых, отсутствие необходимости профилирования сгустков, которое является сложной задачей, особенно получение короткого в масштабе плазменного периода заднего фронта. Выше рассмотрена простейшая форма сгустка — прямоугольный импульс. Результаты численных расчетов показывают [33], что и в случае более реалистических плавных симметричных профилей сгустка, например гауссовского, можно получить большие значения коэффициента трансформации, причем при переходе к сгусткам с несимметричным профилем в нелинейной плазме коэффициент трансформации возрастает.

Рассмотрим численный пример, иллюстрирующий возможности

метода [28]. Для плотности плазмы $n_p = 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ($\lambda_p = 0,1 \text{ см}$), числа частиц в сгустке $N_0 = 2 \cdot 10^{13}$, при радиусе сгустка $2\lambda_p$ получаем ускоряющее поле $0,12 \text{ ГэВ/см}$.

В рассмотренной выше идеализированной модели не учтено движение ионов. Рассмотрение с учетом ионов проведено в работе [32]. Отметим также работы [29, 31], в которых исследовано влияние теплового движения электронов плазмы на возбуждение нелинейной кильватерной волны.

Возбуждение плазменной волны ультрарелятивистским плотным сгустком цилиндрической конфигурации рассмотрено в работе [34]. Радиальное распределение плотности сгустка было выбрано гауссовым с $\eta_b = 1$. Продольный профиль несимметричный. Задний фронт намного короче переднего. Максимальная плотность сгустка составляла $0,6 n_p$. Численные расчеты показали, что такой сгусток возбуждает плазменную кильватерную волну с амплитудой $0,3 E_{cr}$.

1 10 Кильватерные поля в магнитоактивном плазменном волноводе

В гиротропном плазменном волноводе имеются две возможности получения больших коэффициентов трансформации. Первая из них обусловлена возникновением объемно-поверхностной волны [35], имеющей максимум продольного электрического поля не на оси системы, а в объеме плазмы. Вторая — интерференцией гармоник циклотронной ветви колебаний, приводящей к значительному возрастанию амплитуды кильватерного поля за сгустком.

Пусть электронный сгусток в форме бесконечно тонкого кольца с числом частиц N_0 движется параллельно оси плазменного волновода радиуса a .

Исследуем влияние гиротропии плазменного волновода на возможность получения больших коэффициентов трансформации. Как известно [35], в конечном магнитном поле дисперсионное уравнение, определяющее резонансные частоты, возбуждаемые сгустком, имеет особенность, связанную с тем, что поперечные волновые числа, определяющие поперечную волновую структуру полей, становятся комплексными при вещественных частотах $\omega \leq \omega_p$. В этом случае поле приобретает гибридный объемно-поверхностный характер с немонотонной зависимостью продольной компоненты электрического поля от радиуса [35]. Для такой конфигурации поля электронный сгусток в отличие от случая замагниченного плазменного волновода необходимо инжектировать в приосевую область, а ускоряемые частицы в область максимума продольного электрического поля. Из рис. 5, на котором изображена зависимость коэффициента транс-

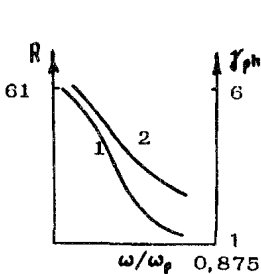


Рис. 5. Зависимость коэффициента трансформации γ_{ph} от частоты

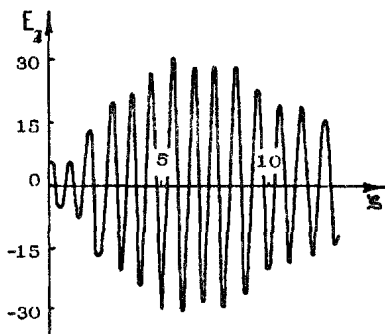


Рис. 6. Зависимость продольного электрического поля от расстояния до сгустка

формации $R = |E_{z \max} / E_z(0)|$ от частоты (кривая 1), видно, что он может достигать больших значений порядка нескольких десятков. На этом же рисунке (кривая 2) приведена зависимость γ_{ph} ($\gamma_{ph} = \gamma_0$, γ_0 — релятивистский фактор электронов сгустка) от частоты. Из этой зависимости следует, что с ростом энергии сгустка увеличивается значение коэффициента трансформации.

Перейдем теперь к учету возбуждения сгустком верхнегибридной (циклотронной) ветви колебаний плазменного волновода. Рассмотрим случай, когда энергия сгустка настолько велика, что он оказывается закритическим к возбуждению плазменной ветви колебаний. В реальных условиях экспериментов для ультрарелятивистских сгустков это условие легко выполняется. Так как сгусток возбуждает бесконечное число радиальных гармоник циклотронной ветви колебаний, то для устранения возникающей вследствие этого расходимости в выражении для кильватерного поля будем предполагать, что сгусток имеет конечные размеры с гауссовским распределением электронов в поперечном направлении, центрированным относительно оси волновода.

На рис. 6 приведена нормированная на $4eN_0/a^2$ зависимость продольного электрического поля E_z от безразмерного расстояния до сгустка $\zeta = c(t - z/v_0)$ для следующих параметров: плотность плазмы $n_p = 3,8 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, $H_0 = 10 \text{ кГц}$, $a = 1 \text{ см}$, характерный поперечный размер сгустка $r_b = 0,1 \text{ см}$, $\gamma_0 = 100$. Продольное электрическое поле приведено для текущего радиуса $r = 0,1 \text{ см}$, при котором поле внутри сгустка максимально. Из рис. 6 следует, что максимальное значение кильватерного поля достигается на расстоянии $\zeta_{\max} = 6 \text{ см}$, в то время как в сгустке оно имеет минимальное значение. Коэффициент трансформации для приведенного случая равен 5,6. Для числа частиц в сгустке $N_0 = 10^{11}$

максимальное значение кильватерного поля $E_{z \max} = 1,6$ мВ/см.

Исследование зависимости коэффициента трансформации от плотности плазмы показывает, что требования на величину флуктуации плотности плазмы являются нежесткими, чтобы рассматривать приведенный механизм ускорения в качестве перспективного.

1.11. Кильватерные поля в плазменно-диэлектрических структурах

В одной из рассматриваемых схем ускорения с помощью кильватерных полей в качестве замедляющей среды используется диэлектрик. К существенным трудностям реализации кильватерного ускорения в диэлектрической структуре относится резкое спадание продольного поля волны от границы диэлектрика на больших частотах. С этой точки зрения представляет интерес исследование плазменно-диэлектрической замедляющей системы, сочетающей в себе достоинства диэлектрической системы [36] и плазменного волновода [37].

Рассматриваемая замедляющая структура представляет собой металлический волновод радиуса b , заполненный изотропным диэлектриком с относительной диэлектрической проницаемостью равной ϵ . Внутри диэлектрика имеется отверстие радиуса a , полностью заполненное плазмой с плотностью n_p . В плазме сгусток электронов распространяется в виде бесконечно тонкого кольца радиуса r_b . Подробные исследования такой ускоряющей структуры приведены в работе [38]. Суммируем здесь основные результаты.

На рис. 7 приведена зависимость максимального продольного электрического поля от плотности плазмы, рассчитанная для параметров: $a = 1,6$ см, $b = 1,9$ см, $\epsilon = 10$, $r_b = 1,0$ см, $\gamma_0 = 3$. Максимум напряженности продольного электрического поля для вакуумной структуры равен 0,36. Для числа частиц в сгустке $N_0 = 10^{12}$ это соответствует 83 кВ/см. Фурье-анализ продольной компоненты кильватерного поля для вакуумной структуры показывает, что сгусток электронов излучает в основном на частоте 7 ГГц, амплитуда фурье-гармоники на частоте 22,1 ГГц значительно меньше. С увеличением плотности плазмы амплитуда про-

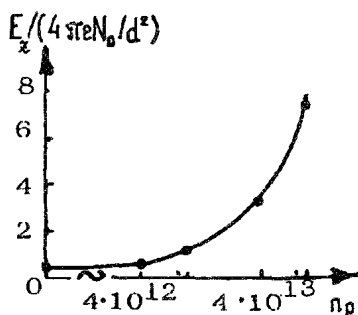


Рис. 7. Зависимость максимального кильватерного поля, возбуждаемого сгустком в плазменно-диэлектрическом волноводе, от плотности плазмы

дольной компоненты кильватерного поля возрастает. Так, для $n_p = 10^{13}$ максимум кильватерного поля в три раза больше, чем для вакуумного случая. В этом случае наряду с возбуждением диэлектрической ветви колебаний на частоте 26,9 ГГц возбуждается плазменная волна на частоте 17,8 ГГц. Амплитуда гармоник излучения сгустка на обеих частотах приблизительно одной величины. При дальнейшем увеличении плотности плазмы наблюдается обогащение спектра излучения более высокочастотными гармониками, причем наибольшей амплитудой обладает гармоника, частота ω_n которой приблизительно равна плазменной частоте.

Численные оценки на амплитуду кильватерного поля для числа частиц $N_0 = 10^{12}$ дают $E_z = 760$ кВ/см при $n_p = 4 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ и $E_z = 1,4$ мВ/см при $n_p = 10^{14} \text{ см}^{-3}$.

Таким образом, в гибридной структуре благодаря увеличению поля в области ускорения существенно возрастает темп ускорения. При этом обеспечивается одновременная радиально-фазовая фокусировка. По сравнению с вакуумным вариантом гибридные плазменно-диэлектрические структуры обеспечивают большую устойчивость волны и являются менее чувствительными к временным и пространственным изменениям плотности плазмы.

2. КИЛЬВАТЕРНЫЕ ПОЛЯ В ПЛАЗМЕ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТИ СГУСТКОВ

2.1. Однородная плазма

Для получения больших напряженностей полей в плазме можно использовать последовательности сгустков [3, 34, 39]. Эффект когерентного сложения кильватерных полей отдельных сгустков позволяет возбудить интенсивную плазменную волну даже при сравнительно низкой плотности (токе) каждого сгустка.

Рассмотрим систему из последовательности релятивистских сгустков, движущихся в холодной плазме. Сгустки следуют вдоль общей оси z . В предельном случае малых размеров, по сравнению с плазменной длиной волны, их можно рассматривать как точечные. Кильватерное поле отдельного точечного сгустка рассмотрено ранее в разд. 1.1. Кильватерное поле цепочки сгустков является суперпозицией волн, излучаемых отдельными сгустками. В приближении заданного движения сгустков выражение для кильватерного поля за последним сгустком имеет вид

$$E_{\omega z} = E_N \text{Re}[\Lambda_N(\varphi) e^{i\varphi}], \quad (37)$$

$$\Lambda_N(x) = \frac{1}{N} \frac{1 - \exp(-iNx)}{1 - \exp(-ix)}, \quad (38)$$

где N – число сгустков, $\varphi = 2\pi|T_0 - T_p|/T_p$, $T_p = 2\pi/\omega_p$ – плазменный период, T_0 – период следования сгустков, $E_N = NE_w$ – максимальная амплитуда плазменной волны, которую возбуждают сгустки при периоде следования, совпадающем с периодом плазменной волны $\varphi = 0$. Если период следования отличается от плазменного периода, то происходит ослабление результирующего кильватерного поля. С увеличением числа сгустков уменьшается допустимое отклонение $\varphi \ll 1/\pi N$.

Рассмотрим теперь динамику возбуждения кильватерных полей в самосогласованной постановке, оставаясь в рамках приближения точечных сгустков. Имеется в виду учет взаимодействия сгустков посредством кильватерных полей. Самосогласованная система уравнений, описывающая взаимодействие сгустков в релятивистской области энергий, имеет вид

$$\frac{d\Gamma_i}{d\xi} = -\mu \sum_{n=0}^{N-1} \Theta(\tau_i - \tau_n) \cos(\tau_i - \tau_n), \quad (39)$$

$$\frac{d\tau_i}{d\xi} = \frac{1}{2}(\Gamma_i^2 - 1), \quad (40)$$

где $\Gamma_i = \gamma_i/\gamma_0$, γ_i – релятивистский фактор, $\tau_i = \omega_p(t_{Li} - z/v_0)$, t_{Li} – лагранжево время, $\xi = \omega_p z/c\gamma_0^2$, $\mu = \gamma_0 E_w/E_{cr}$. Сгустки имеют одинаковую начальную энергию $mc^2\gamma_0$ и инжектируются через интервал времени, кратный плазменному периоду.

Движение точечных сгустков в плазме описывается системой уравнений связанных нелинейных осцилляторов (39). Связь между осцилляторами носит односторонний характер, т.е. данный сгусток посредством кильватерного поля оказывает влияние на движение сгустков, расположенных только за ним.

На небольших расстояниях, когда смещения сгустков малы по сравнению с плазменной длиной волны, кильватерное поле за последним сгустком описывается выражением (37), в котором теперь $\varphi = \mu\xi^2/2$. Из этой формулы следует, что с ростом ξ ($N\varphi < 1$) амплитуда плазменной волны уменьшается. Сила торможения, действующая на каждый сгусток, пропорциональна номеру сгустка от головы цепочки. Это приводит к нарушению периодичности следования сгустков и ослаблению результирующего поля. Из условия $N\varphi = \pi$ можно оценить длину, на которой произойдет ослабление излучения $\xi_c \sim (2\pi/\mu N)^{1/2}$. При выполнении условия

$(2\pi/\mu N)^{1/2} \gg 1$ все сгустки цепочки потеряют свою энергию до существенного ослабления кильватерного поля из-за интерференции колебаний. Если же $(2\pi/\mu N)^{1/2} \ll 1$, то нарушение периодичности следования сгустков и ослабление кильватерного поля произойдет до того, как сгустки потеряют заметную долю своей энергии

Второй сгусток совершает в кильватерном поле первого фазовые колебания, которые при $\mu \ll 1$ описываются уравнением математического маятника. Такой нелинейный осциллятор излучает набор плазменных волн с волновыми числами

$$k = (\omega_p + n\omega_b)/v_0, \quad n = 0, \pm 1, \dots, \quad (41)$$

где ω_b — частота фазовых колебаний второго сгустка. Третий сгусток движется в поле волн (41). Каждой из этих волн соответствует нелинейный резонанс. Если резонансы перекрыты, то движение третьего сгустка будет хаотическим. Более детальное рассмотрение показывает [39], что критерий перекрытия резонансов выполнен. Численный анализ для пяти сгустков подтверждает вывод о хаотическом движении третьего и последующих сгустков [39]. Кильватерное поле за последним сгустком, наряду с регулярной компонентой от первых двух сгустков, содержит хаотическую компоненту, возбуждаемую последующими сгустками.

2.2. Кильватерные поля в неоднородной плазме

В экспериментальных условиях плазма всегда неоднородна. Поэтому важно исследовать влияние неоднородности плазмы на возбуждение кильватерных полей релятивистскими электронными сгустками [6, 39].

Остановимся кратко на возбуждении кильватерного поля в неоднородной плазме профилированным сгустком. В рамках одномерной теории кильватерное поле в неоднородной плазме описывается выражением

$$E_{wz} = E_w(z) Z_{||}(\tau(z)), \quad (42)$$

где $E_w(z) = 4\pi j_b / \omega_p(z)$, $\tau(z) = \omega_p(z)(t - z/v_0)$. Для сгустка профиля "doorstep" функция $Z_{||}(\tau)$ определена соотношением (22), (24), в которых $\tau = \omega_p(z)t$. В неоднородной плазме частота и амплитуда кильватерной волны зависят от продольной координаты. В случае нарастающей плотности плазмы амплитуда волны за сгустком E_w убывает как $n_p^{-1/2}$. По такому же закону уменьшается длина волны. Сокращение плазменной длины волны при неизменной фазовой скорости сгустка, равной скорости сгустка, приводит к эффекту "подтягивания" кильватерной волны к сгустку [6]. Действительно, в случае нарастающей плотности плазмы расстояние L_w от

заднего фронта, например, до максимума с номером w уменьшается: $L_w = \pi v_0 (w - 1/2) / \omega_p(z)$. Волна как бы догоняет сгусток. Кроме этого, коэффициент трансформации энергии R становится зависящим от продольной координаты. Для нарастающей плотности он увеличивается как $n_p^{1/2}$.

Метод возбуждения плазменной волны отдельным сгустком является нерезонансным — это его существенное достоинство. Амплитуда кильватерной волны слабо зависит от градиента плотности плазмы, поэтому основную роль неоднородность плазмы будет играть в процессе ускорения заряженных частиц.

В ультрарелятивистской области энергии можно пренебречь смещением ускоряемых частиц в поле волны. В этом случае изменение фазы волны вдоль траектории частицы будет происходить только за счет изменения плазменной частоты вследствие неоднородности плотности плазмы. В этом приближении из уравнений движения следует выражение для релятивистского фактора ускоряемой частицы

$$\gamma = \gamma_0 + \alpha \frac{\omega_{p0}}{c} \int_0^z \frac{\sin(\psi_0 f)}{f(z)} dz, \quad (43)$$

где $\alpha = n_b / n_{p0}$, $\omega_p(z) = \omega_{p0} f(z)$, $f(0) = 1$, $n_{p0} = n_p(0)$, ψ_0 — начальная фаза (фаза волны в момент влета частицы в плазму). Для линейного закона изменения плотности ($f^2(z) = 1 + z/L_p$) энергия частицы изменяется по периодическому закону

$$\gamma = \gamma_0 - \frac{2\alpha}{\psi_0} \cdot \frac{\omega_{p0} L_p}{c} [\cos(\psi_0 f) - \cos \psi_0]. \quad (44)$$

Колебания энергии объясняются тем, что в результате изменения плотности плазмы чередуются области ускоряющих и тормозящих фаз, в которые попадает частица. Выберем для определенности $\psi_0 = \pi/2$. Тогда максимальное приращение энергии

$$\Delta \gamma = \gamma - \gamma_0 = 4\alpha \omega_{p0} L_p / \pi c$$

частица получает на длине $3L_p$. Если приращение энергии в неоднородной плазме существенно меньше величины $R \gamma_0$, характерной для однородной плазмы, то происходит срыв процесса ускорения. Отсюда следует условие на допустимый градиент неоднородности

$$L_p \gg \pi R \gamma_0 c / 4\alpha \omega_{p0}.$$

Чем выше начальная энергия частиц, тем более жесткие требования на градиент плотности плазмы.

Для плотности плазмы $n_{p0} = 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $R_E = 25$, $\alpha = 1/5$, $\gamma_0 = 100$

находим, что $L_p \gg 1,8$ м при длине ускорения 2 м. Если принять $L_p = 10$ м, то на длине ускорения допустимое изменение плотности составляет около 20%.

Рассмотрим возбуждение кильватерных полей в неоднородной плазме цепочкой сгустков [39]. Кильватерное поле за последним сгустком описывается выражением

$$E_{wz} = E_N \operatorname{Re} \Lambda_N(x) \exp(-i \omega_p(z)(t - z/v_0)), \quad (45)$$

где $x = |\omega_p(z) T_0 - 2\pi|$, T_0 — период следования сгустков, $E_N = NE_w$, E_w — амплитуда кильватерной волны одного сгустка. Функция $\Lambda_N(x)$ определена соотношением (38). В частном случае профиля плотности плазмы $n_p = n_{p0}(1 + z/L_p)^2$ для частоты следования, совпадающей с локальной плазменной частотой в точке $z = -0$, имеем $x = \pi z/L_p$. В точках $z_n = nL_p/N$, $n = 1, 2, \dots$, амплитуда кильватерного поля обращается в нуль, а в точках $z_n = nL_p$ достигает максимального значения. Наиболее эффективно плазменные колебания возбуждаются в точках, где плазменная частота совпадает или кратна частоте следования сгустков. Поля сгустков складываются. Во всех других точках возникает разность фаз плазменных колебаний, возбуждаемых отдельными сгустками. Результирующая амплитуда при этом уменьшается или обращается в нуль. С ростом числа сгустков минимальное расстояние $z_m = L_p/N$, на котором гасятся плазменные колебания, убывает как $1/N$.

3. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ МОДУЛИРОВАННОГО ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА С ПЛАЗМОЙ

Электромагнитные поля, возбуждаемые модулированным электронным пучком в резонансной плазме, когда плазменная частота кратна частоте следования сгустков, можно рассматривать как совокупность кильватерных полей последовательности сгустков. При этом максимальное кильватерное поле будет определяться явлением захвата сгустков в поле возбуждаемой волны.

Рассмотрим безграничную диссипативную плазму, в которую инжектируется модулированный по плотности моноэнергетический электронный пучок. Форма модуляции — периодическая последовательность прямоугольных импульсов. Исследование взаимодействия такого пучка с плазмой проведено в работах [40, 41]. Для бесстолкновительной плазмы основные результаты этого исследования состоят в следующем. На линейной стадии скорость нарастания электромагнитного поля увеличивается с уменьшением фазового размера

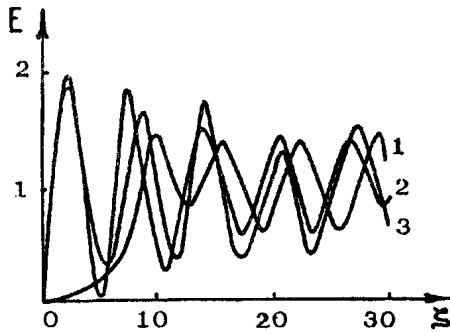


Рис. 8. Зависимость амплитуды плазменной волны от координаты при различных фазовых размерах сгустков: 1 - $\theta_0 = 2\pi$, 2 - $\theta_0 = \pi/2$, 3 - $\theta_0 = \pi/4$

сгустка. Для точечных сгустков амплитуда плазменной волны растет по закону

$$C = \varepsilon_0 + \zeta + \frac{i}{24} \zeta^4, \quad (46)$$

где ε_0 - начальная амплитуда волны, $\zeta = \delta z$ - продольная координата, δ - пространственный инкремент пучково-плазменной неустойчивости [40], который близок к линейному. Для изменения фазовой скорости волны из (46) получаем $\dot{\alpha} = \zeta^2/8$ ($\zeta \gg \varepsilon_0$).

Так как для немодулированного пучка $\dot{\alpha} = 2^{-4/3}$, то возбужденная волна замедляется по сравнению с возбуждающим пучком, что затрудняет ее использование для ускорения ультрарелятивистских частиц. Для взаимодействия модулированного пучка с резонансной плазмой как и для отдельных сгустков [3] эта трудность устраняется, так как на расстояниях $\zeta \leq 1$, $\dot{\alpha} \ll 1$, т. е. фазовая скорость возбуждаемой волны практически совпадает со скоростью пучка. Такие же результаты дает и численное моделирование этой задачи.

Для изучения нелинейной динамики взаимодействия модулированного электронного пучка с бесстолкновительной плазмой необходимо численное интегрирование системы уравнений [40]. На рис. 8 показаны зависимости амплитуды плазменной волны от координаты при различных значениях фазового размера сгустка. В случае сильно модулированного пучка ($\theta_0 = \pi/4$) на начальной стадии возбуждения волны ее амплитуда, в соответствии с результатами линейной теории, растет по линейному закону в согласии с (46). Фазовое смещение сгустка и его деформация еще малы. Поэтому на этой стадии пучок возбуждает волну практически как заданный ток. Линейный рост амплитуды в дальнейшем сменяется осцилляциями,

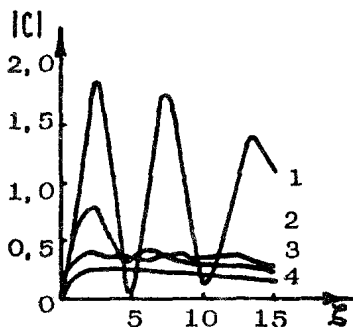


Рис. 9. Зависимость амплитуды волны, возбуждаемой модулированным пучком, от координаты: 1 — $\kappa = 0$, 2 — $\kappa = 1$, 3 — $\kappa = 2$, 4 — $\kappa = 5$

обусловленными фазовыми колебаниями сгустков в потенциальных ямах, создаваемых волной. Глубина осцилляций с расстоянием уменьшается и выходит на постоянный уровень. Амплитуда волны в первом максимуме E^* и размах первой осцилляции амплитуды волны возрастают с уменьшением фазового размера сгустков и достигают максимального значения для точечных сгустков. В установившемся состоянии размах фазовых колебаний амплитуды, а также ее среднее значение практически не зависят от глубины модуляции пучка и по своей величине примерно такие же, как и в случае немодулированного пучка. Это

обусловлено постепенным увеличением фазовых размеров сгустков примерно до размеров сгустков первоначально немодулированного пучка.

Важным выводом проведенного в работе [40] исследования является слабая зависимость взаимодействия модулированного пучка от величины неоднородности плазмы, причем при уменьшении фазового размера сгустка влияние неоднородности плазмы ослабевает.

Перейдем к анализу взаимодействия модулированного РЭП со столкновительной плазмой. На рис. 9 представлены зависимости амплитуды возбуждаемой волны от координаты при различных величинах диссипации $\kappa = v_{эф} / 2v_0 \delta k$ ($v_{эф}$ — эффективная частота столкновений, δk — инкремент неустойчивости). Как следует из рис. 9, скорость роста амплитуды волны слабо зависит от параметра диссипации κ . Хотя значение максимальной амплитуды и уменьшается с ростом κ , однако в значительно меньшей степени, чем для немодулированного пучка.

Представленная нелинейная теория взаимодействия модулированного пучка с плазмой позволяет определить количество сгустков, необходимое для того, чтобы вывести кильватерное поле периодической последовательности сгустков на насыщение. Используя выражение (4) для величины E_w кильватерного поля отдельного сгустка, получим, что первые $N = E^* / E_w$ сгустков возбуждают максимальное кильватерное поле равное захватному E^* .

4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ КИЛЬВАТЕРНЫХ ПОЛЕЙ В ПЛАЗМЕ, ВОЗБУЖДАЕМЫХ ЭЛЕКТРОННЫМ СГУСТКОМ

Среди проведенных к настоящему времени экспериментов наиболее значительным и искусно выполненным является исследование Аргонской лаборатории (AATF) [42]. Кильватерное поле в плазме плотностью $n_p = (0,4 + 7,0) 10^{13} \text{ см}^{-3}$ (однородность менее 6%), протяженностью $L = 33$ см возбуждалось плотным сгустком релятивистских электронов с энергией $W_b = 21$ МэВ, числом частиц в сгустке $N_0 = 2,5 \cdot 10^{10}$ (заряд $Q = 4$ пКл) и средними размерами $\sigma_z = 2,1$ мм (продольный), $\sigma_r = 1,4$ мм (поперечный). Для непосредственного измерения кильватерных полей использовался слабоинтенсивный сгусток — "свидетель", отщепленный от основного на угольной мишени и имеющий энергию 15 МэВ и такие же размеры. Изменением длины пути этого сгустка с помощью подвижных магнитов регулировалась временная задержка его влета в плазму от 0,2 до 1 нс. Измерения показали, что за основным сгустком возбуждается кильватерная волна (≈ 18 длин волн) с напряженностью 5,3 МэВ/м. Аналитическая теория и численное моделирование для этих условий нелинейного режима дают близкие значения 6 МэВ/м и 7 МэВ/м соответственно.

В Национальной лаборатории физики высоких энергий (КЕК) экспериментально исследовалось [8] возбуждение кильватерных полей в плазме серией из шести сгустков электронов с энергией $W_b = 250$ МэВ и 500 МэВ и общим зарядом $Q = 5 + 10$ пКл. Импульсный пучок длительностью 4 пс, предварительно сжатый до 2 пс, нарезался ВЧ-резонатором на сгустки, следующие с частотой $f = 2856$ МГц и имеющие размер $\sigma_z = 3$ мм и $\sigma_r = 1 + 1,5$ мм. При инжекции их в резонансную плазму плотностью $(4 + 9) 10^{11} \text{ см}^{-3}$ и длиной 20 см, обеспечивающую кратный резонанс $\omega_p/2\pi = f_m$ между частотой возбуждаемой волны и частотой следования сгустков, получены следующие экспериментальные результаты. Для сгустков малой плотности и меньшей энергии ($\sigma_r = 1,5$ мм, $W_b = 250$ МэВ) торможение 4 и 5 сгустков составляло, соответственно, 3 МэВ и 4 МэВ при плотности плазмы $n_p = 4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ ($m = 2$). В случае плотных высокоэнергетичных сгустков ($\sigma_r = 1$ мм, $W_b = 547$ МэВ) максимальные потери самого интенсивного сгустка при плотности плазмы $n_p = 9 \cdot 10^{11}$ ($m = 3$) равнялись 12 МэВ, что соответствовало напряженности электрического поля 60 МВ/м на длине 0,3 м.

В Харьковском физико-техническом институте (ХФТИ) были выполнены работы [43] по инжекции серии из $N = 6 \cdot 10^3$ сгустков полученных на линейном электронном ускорителе, в резонансную

плазму плотностью $n_p = 10^{11} \text{ см}^{-3}$, в которой возбуждались и суммировались когерентные кильватерные поля отдельных сгустков.

Такие эксперименты были повторены и расширены на случай взаимодействия последовательности сгустков с диссипативной плазмой и гибридной плазменно-диэлектрической структурой [44].

Максимальное поле, как следует из теории [40], в этом случае определяется амплитудой захвата $E_{\text{max}} \leq E^*$. Отметим, что такой же механизм стабилизации роста возбуждаемого поля имеет место и в экспериментах по инъекции периодической последовательности сгустков в плотную нерезонансную плазму ($n_p \approx 10^{16} \text{ см}^{-3}$) [46], в которых напряженность СВЧ-полей достигала 400 кэВ/см. Однако в нерезонансном случае [45,46] процесс возбуждения (пучково-плазменная неустойчивость) существенно отличается от случая кильватерных полей прежде всего тем, что в нем наблюдается уменьшение фазовой скорости плазменной волны, обусловленное реальной частью инкремента неустойчивости, что имеет принципиальное значение для ускорения заряженных частиц в такой волне. Кроме того, амплитуда захвата значительно выше для кильватерного случая. Для диссипативной плазмы амплитуда насыщения в условиях проведенных экспериментов определяется меньшим, чем захватное, значением E_* , обусловленным затуханием возбуждаемого поля. Энергия сгустков $W_b = 2 \text{ МэВ}$, число электронов в сгустке $n = 2 \cdot 10^9$ ($Q = 0,32 \text{ пКл}$), размеры сгустка $\sigma_z = 1,7 \text{ см}$, $\sigma_r = 1 \text{ см}$. Плазма создавалась независимо коаксиальной плазменной пушкой или путем ионизации газа непосредственно пучком. Изменение энергии сгустков определялось по динамике энергетических спектров, снятых с помощью магнитных анализаторов. Одновременно зондами измерялась амплитуда возбуждаемых в плазме полей. Показано, что первые $4 \cdot 10^3$ сгустка теряют энергию. В течение этого времени электрическое поле нарастает. Последующие сгустки приобретают дополнительную энергию, что сопровождается уменьшением напряженности ВЧ-поля. Суммарный энергетический спектр содержит как смещенный в сторону малых энергий максимум, так и хвост быстрых электронов. По энергии последних оценивалась напряженность поля ускоряющей волны. Эта величина оказалась равной 0,2 МэВ/м на длине 1 м. Реальная длина ускорения будет установлена в дальнейших экспериментах и может оказаться меньше. Динамика спектров в диссипативном случае и случае плазменно-диэлектрической системы качественно сходна с описанной, однако отличается количественно. Отметим, что по сравнению с вакуумной диэлектрической структурой гибридная плазменная система дает значительно большее размытие энергетического спектра. Это связано как с большей величиной амплитуды возбуждаемого поля, так и с большим числом гармоник, обусловленных нелинейностью плазмы.

В таблице приведены параметры трех рассмотренных экспериментов

Отметим эксперименты [47] по исследованию влияния формы ионного сгустка на возбуждение ионной кильватерной волны, которая соответствовала $\delta n/n_p = 0,17$ и эксперименты с сильноточным пучком [48] (1,7 МэВ, 1 кА), в которых кильватерные поля приводили к существенной модуляции тока пучка при его транспортировке в плазме плотностью $n_p = 10^9 \text{ см}^{-3}$.

Параметры	ХФТИ	США	Япония
Энергия W_b , МэВ	2	21	250
Длительность сгустка τ , пс	57	7	10
Размеры сгустка, мм			
продольный размер σ_z	17	2,1	3
диаметр σ_r	10	2,8	2–3
Заряд Q , нКл	0,32	4	5–10
Число электронов в сгустке N_0	$2 \cdot 10^9$	$2,5 \cdot 10^{10}$	$(3+6) \cdot 10^{10}$
Количество сгустков N	$6 \cdot 10^3$	1	6
Частота следования сгустков f , МГц	2805	—	2856
Плотность плазмы n_p , см^{-3}	10^{11}	$(0,4-0,7) \cdot 10^{13}$	$4 \cdot 10^{11}$
Длина взаимодействия L , см	20–100	33	20
Напряженность возбуждаемых полей E , МэВ/м	0,2	5,3	60

Планируемые в будущем эксперименты в названных лабораториях преследуют цель увеличения энергии и числа частиц в сгустке и уменьшение его размеров и переход к большим плотностям плазмы. В ААТФ ток пучка предполагается увеличить в 75 раз (заряд сгустка 100 нКл, длительность импульса 5 пс), понизить эмиттанс, энергию частиц довести до 150 МэВ. При плотности плазмы $n_p = 2 \cdot 10^{14}$ ожидаемая амплитуда кильватерного поля превысит 1 ГэВ/м и станет возможной реализация плазменной линзы с $n_b > n_p$.

В КЕК для увеличения поля предпринимаются две меры: увеличение плотности плазмы до $n_p = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ в камере длиной 1 м, диаметром 5 см при магнитном поле в несколько килогауссов и увеличение коэффициента трансформации выбором соответствующей огибающей цепочки сгустков. Планируется использовать в Токийском университете два ускорителя с энергией сгустков 28 и 18 МэВ, один из которых будет тестовым.

В ХФТИ намереваются перейти к большим энергиям электронов (30 МэВ, 300 МэВ и 2 ГэВ), уменьшению размеров сгустка и увеличению числа частиц в сгустке, что позволит перейти к нелинейному режиму возбуждения и использованию релятивистского увеличения максимального поля кильватерной волны.

Из новых проектов серьезное внимание заслуживает оригинальное предложение Института ядерной физики СО РАН (Новосибирск) [34] об использовании электронного пучка имеющегося накопителя кольца. Большая энергия (800 МэВ) и значительный ток (1–2 А) позволяют получать интенсивные сгустки релятивистских частиц, не имеющиеся в других экспериментах. Получение коротких сгустков происходит по следующей схеме. Высокочастотный модулятор поворачивает влетающий из накопителя сгусток перпендикулярно направлению движения. С помощью сетки он нарезается на сгустки и после возвращения ему прежней ориентации в высокочастотном компенсаторе он в виде нескольких (пяти) коротких сгустков попадает в плазму. Теоретический анализ и численное моделирование показали, что в плазме ($n_p \approx 10^{15} \text{см}^{-3}$) такая последовательность сгустков возбудит суммарное кильватерное поле $E_{\text{max}} \geq 1 \text{ ГэВ/м}$.

В Ереванском физическом институте (ЕрФИ) планируется [49] эксперимент по инжекции пучка током $1 + 1,5 \text{ А}$ (50 МэВ при половинном токе) и энергией электронов 30 МэВ в плазму плотностью $n_p = 10^9 + 10^{13}$ длиной 35 см, диаметром 10 см. Плотность возбуждающего сгустка достигает $n_b = 10^9 + 10^{10}$. Предполагается для измерения кильватерного поля вслед инжектировать сгусток энергией 15 МэВ с регулируемой временной задержкой.

ХФТИ и ЕрФИ совместно создается экспериментальная установка по возбуждению кильватерных полей в диэлектрических и плазменно-диэлектрических системах электронными сгустками, создаваемыми на линейном ускорителе.

Другим очень важным применением кильватерных полей является их использование для фокусировки пучков на конечной стадии в суперколлайдерах. Эквивалентные таким плазменным линзам магнитные поля ($\sim 10 \text{ МГц}$) не могут быть получены даже с использованием сверхпроводников. Механизм фокусировки плазменной линзой зависит от режимов ее работы — сверхплотного ($n_p > n_b$) и неплотного ($n_p < n_b$). Первый реализуется для большинства экспериментов со сгустками малой интенсивности. Механизм самофокусировки сгустка в плазме заключается в компенсации его объемного заряда и пинчевании в собственном азимутальном магнитном поле, так как ток пучка в плазме экранируется менее эффективно. Во втором режиме, более предпочтительном для фокусирующих линз линейных коллайдеров, электроны плазмы полностью выталкиваются объемным зарядом сгустка, образуя однородный ионный столб, кото-

рый приводит к эффективной радиальной фокусировке сгустка.

В экспериментах на АТТФ [30] с инжекцией в плазму электронного сгустка с параметрами $N_0 = 3,2 \cdot 10^{10}$ электронов, $\sigma_z = 2,1$ мм, $\sigma_r = 1,4$ мм, поперечный эмиттанс $\epsilon = 7 \cdot 10^{-5}$, реализовывался первый режим. Поперечный профиль сгустка как функция продольной координаты измерялся стрик-камерой с разрешением 1 пс. В плазме с плотностью $n_p = 6 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ в результате фокусировки и фазового перемешивания устанавливался беннетовский профиль с радиусом $a = 0,9$ мм. Это на 25% превышало теоретическое предсказание и связано с неучтенными в теории нецилиндричностью пучка, филаментацией плотности в фазовом пространстве и нелинейным откликом плазмы, в частности проявляющейся в сокращении длительности импульса пучка и изменении градиентов плотности объемного заряда.

Исследования, проведенные в Японии (КЕК) на 18 МэВ-ном почти сферическом электронном сгустке с зарядом 0,5 пКл и размером 3 мм, инжектируемом в плазму длиной 15–20 см, плотностью $1,3 \cdot 10^{11} + 0,75 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$ показали, что с ростом плотности плазмы размеры сгустка, измеряемые тремя фосфоресцирующими экранами, уменьшаются, однако в меньшей степени, чем ожидалось. Эти и другие необъяснимые явления будут в дальнейшем исследованы с помощью диагностики, примененной в ААТФ.

В обоих экспериментах планируется в будущем перейти на сгустки большей интенсивности и осуществить второй режим $n_b > n_p$. Для этого на АТТФ предполагается использовать сгусток с зарядом 100 пКл и 150 МэВ, так что его плотность превысит плотность плазмы ($n_p \approx 2 \cdot 10^{14}$). На КЕК будут предприняты усилия по систематизации экспериментальных результатов и расширению диагностики для объяснения наблюдаемых явлений по фокусировке плазменной линзой.

5. УСКОРЕНИЕ ВОЛНАМИ ПЛОТНОСТИ ЗАРЯДА ВОЗБУЖДАЕМЫХ НА БИЕНИЯХ ЛАЗЕРНЫХ ИЗЛУЧЕНИЙ

5.1. Резонансное возбуждение ускоряющих продольных волн

В работе [2] Таджимой и Даусоном был предложен резонансный механизм возбуждения интенсивной продольной волны биением двух лазерных излучений — релятивистской ленгмюровской волны, используемой для ускорения электронов с темпом ускорения частиц до 1 ГэВ/м. В последнее время эта идея получила дальнейшее теоретическое и экспериментальное развитие. В теоретических исс-

ледованиях наряду с физическим осмыслением и аналитическими исследованиями большое внимание было уделено машинному моделированию всей совокупности процессов, связанных как непосредственно с возбуждением продольной волны, так и с захватом и последующим ускорением частиц. Сделан вывод о необходимости рассмотрения меньших длительностей лазерных излучений $\tau \leq 10 + + 100$ пс, что связано с опасностью развития модуляционной неустойчивости [51]. Изучены явления, связанные с динамикой процесса, обуславливающие фокусировку электромагнитного излучения, а также разбиение лазерного пучка на тонкие нити как в однородной плазме [52, 53], так и в неоднородной [54, 55] Учено влияние конечности поперечного размера лазерного пучка [56, 57] и модуляция плотности плазмы ионно-звуковыми шумами, всегда присутствующими в полностью ионизированной плотной плазме [58, 59]

Максимальная амплитуда продольной ускоряющей волны, возбуждаемой на биениях лазерных излучений [60]

$$E_{\parallel} \approx \omega_{pe} mc/e ,$$

достигается при достаточно точном поддержании резонансного условия между частотами лазерного излучения $\omega_{1,2}$ и частотой плазменной волны ω_{pe} . Последняя претерпевает нелинейный сдвиг при учете релятивизма и обратного влияния второй гармоники плазменной волны [61, 62]. Но наиболее важным эффектом, который до сих пор сдерживает продвижение ускорения частиц на биениях лазерного излучения, оказалось влияние неоднородности плотности реально существующей плазмы на возбуждение плазменных волн. Физическая причина этого — изменение фазовой скорости и собственной частоты плазмы и нарушение синхронизма, необходимого для эффективного возбуждения волн. Это приводит к значительному сокращению длины, на которой возбуждается плазменная волна, и следовательно уменьшению максимальной амплитуды волны. Эффективная длина, на которой расстройка между частотами и фазовыми скоростями приведет к значительному набегу разности фаз этих волн, при котором интенсивность плазменной волны перестает нарастать, рассмотрена в работе [58] как для случая плавного нарастания плотности, так и для турбулентной плазмы. Эта длина в случае плавной неоднородности равна

$$L_{\text{эф}} = \left(\frac{c L}{\omega_{pe}} \right)^{1/2} ,$$

где $L = \left(\frac{1}{n_0} \frac{\partial n_0}{\partial x} \right)^{-1}$ — характерная длина неоднородности плотности плазмы, это приводит к уменьшению амплитуды плазменной волны по сравнению с однородным случаем в $L/L_{\text{эф}}$ раз.

В случае турбулентной плазмы

$$L_{\text{эф}} = \frac{c}{v_{\text{эф}}}; \quad v_{\text{эф}} = \frac{\omega_p^2 \tau_c}{2} \frac{\langle (\delta n)^2 \rangle}{n_0^2},$$

τ_c — время корреляции, δn — флуктуация плотности.

В последнее время был предложен ряд способов преодоления ограничения роста амплитуды поля продольной ускоряющей волны из-за неоднородности плотности плазмы. Так, в работах [63, 64] рассмотрена возможность возбуждения продольной волны с соответствующим ростом амплитуды в области верхнего гибридного резонанса, возбуждаемого падающей извне электромагнитной волной. Отметим, что в этом случае наряду с существенным ростом амплитуды ускоряющей волны имеет место и фазовая фокусировка захваченных частиц в области стационарной фазы [65, 66]. В работе [67] рассмотрено возбуждение ускоряющих продольных волн в области верхнего гибридного резонанса релятивистскими пучками электронов. Использование пучков позволяет легко проникать частицам в область верхнего гибридного резонанса, так как для электронных пучков отсечка необыкновенной волны не является препятствием.

5.2. Нерезонансное возбуждение релятивистских продольных волн коротким лазерным импульсом

Одним из многообещающих способов преодоления проблемы неоднородности плазмы может стать предположение о нерезонансном возбуждении ускоряющей продольной волны коротким импульсом электромагнитного излучения, впервые предложенным в работе [68]. В этом случае плазменная волна возбуждается, по аналогии с возбуждением бунчей электронов, коротким одночастотным лазерным импульсом ($\omega \geq \omega_{pe}$) с длительностью, сравнимой с обратной плазменной частотой $\tau \approx 1/\omega_{pe}$. Достоинством такого метода являются менее жесткие, по сравнению с методом биения, требования на однородность плазмы. К настоящему времени теоретически рассмотрен ряд вариантов такого возбуждения. В слаборелятивистском случае $eE_{\perp}/m\omega c \ll 1$ (где E_{\perp} — электрическое поле лазерного излучения, ω — его частота) рассмотрено формирование как линейной кильватерной волны, так и нелинейной волны, обусловленной наличием нелинейных релятивистских поправок [68]. В последнем случае максимальное ускоряющее поле кильватерной волны вырастает в $\sqrt{\gamma}$ раз по сравнению с линейным. Сильнорелятивистский случай рассмотрен в работах [69–71], где учтена нестационарность формирования нелинейной ускоряющей плазменной кильватерной волны.

При этом, как показывают авторы, наряду с подрастанием максимального поля кильватерной волны дополнительно в $\sqrt{\gamma}$ раз имеет место интенсивная передача энергии от релятивистского электромагнитного импульса кильватерной волне.

Таким образом, реализация идеи нерезонансного ускорения частиц коротким лазерным импульсом позволит, по всей видимости, преодолеть проблему неоднородности, повысив в γ раз по сравнению с резонансным ускорением на биениях лазерных излучений максимально возможную ускоряющую амплитуду кильватерной волны и осуществить эффективную передачу энергии от электромагнитного импульса ускоряемым частицам

5.3. Эксперименты по ускорению электронов на биениях лазерных волн

Первые эксперименты по резонансному ускорению электронов биением двух лазерных излучений CO_2 -лазера были проведены в Chalk River (Канада) [9]. Однако авторы не учли необходимости предварительного формирования электронного пучка, и исходный электронный пучок формировался просто из горячей плазмы. Более последовательные и аккуратные эксперименты в последнее время проводятся в UCLA (США) [10], Rutherford Appleton Lab. (Англия) [11], Ecole Polytechnique [12] (Франция), LEKKO (Япония) и др. Если в UCLA и LEKKO используются для формирования биений электромагнитных волн две линии CO_2 -лазера, соответственно 10,6 мкм и 9,6 мкм, а плотная плазма создается с помощью Θ -пинча, то в Rutherford Appleton Lab. и Ecole Polytechnique используются две линии неодимового лазера, соответственно 1,064 мкм и 1,053 мкм, а плазма специальным образом приготавливается на основе многофотонной ионизации. Причем, как оказывается, и это достаточно хорошо экспериментально изучено [11], создаваемая многофотонной ионизацией плазма может обладать неоднородностью не хуже 1–2%, что является принципиальным для резонансного метода ускорения. Все перечисленные центры обладают оптической и спектрометрической диагностикой. Обычно для инъекции используются электроны, предварительно ускоренные до энергии 1–2 МэВ в обычном ускорителе. Оптическая диагностика позволила четко установить, что формирование продольной ускоряющей волны происходит именно за счет резонансных процессов — биений лазерных волн. Достаточно подробно изучен процесс захвата электронов ускоряющей волной. К настоящему времени получен темп ускорения ≈ 10 МэВ/м, причем такие поля стабильно реализуются пока на длинах 1–2 мм. К сожалению, неоднородность плазмы и нестабильность параметров от эксперимента к эксперименту не позволяет пока продвинуться дальше. Что же касается исследования кильватерных полей, образуемых за

коротким электромагнитным импульсом, то в настоящее время есть пока модельный расчет авторов [69,70], где показано, что при лазерном импульсе длительностью $\tau = 0,3$ нс с длиной волны $\lambda_0 = 1$ мкм, интенсивностью лазерного излучения $I_0 \approx 10^{19}$ Вт/см² в плазме с плотностью 10^{15} см⁻³ величина ускоряющего поля нелинейной кильватерной волны может составлять ≈ 2 ГэВ/м и при инжекционной энергии электронов $\approx 0,5$ ГэВ на длине распространения импульса 150 м, конечная энергия электронов может оказаться на уровне 0,3 ТэВ.

В заключение отметим, что исследования предложенных советскими и модифицированных зарубежными авторами новых методов ускорения проводятся более высокими темпами за рубежом. Если ранее такие исследования проводились лишь в небольших коллективах различных стран, то в настоящее время развитием этих методов усиленно занимаются ведущие ускорительные лаборатории мира, обычно разрабатывающие традиционные методы ускорения.

В последние годы уровень отечественных теоретических работ поднялся так, что практически ликвидировано имевшееся отставание, а наперстать упущенные экспериментальные исследования позволят обсуждавшиеся выше предложения, по некоторым параметрам даже превосходящие зарубежные проекты. Они охватывают как область малых энергий 2–30 МэВ (ХФТИ, ЕрФИ), так и область больших энергий 800–1000 МэВ (Новосибирск, ХФТИ). Основной задачей является получение ускоряющих полей в плазме до 10^7 В/см и выше для ускорения частиц до энергий 10^8 – 10^9 эВ, а в перспективе до тераэлектронвольтовой области. Для этого необходимо создать плазму плотностью 10^{14} – 10^{18} см⁻³ на длине до 100 см, увеличить число сгустков в импульсе до $10+50$ и число частиц в сгустке $10^{10}+10^{12}$. Для ускорения частиц лазерным излучением необходимо обеспечить однородность плотности плазмы 1% и увеличить плотность потока излучения лазера до 10^{18} – 10^{17} Вт/см².

ЛИТЕРАТУРА

1. *Fainberg Ya. B.* The use of plasma waveguides as accelerating structure // Proc. symp CERN: Geneva, 8–20 Aug 1955 Geneva. CERN, 1956 V. 1. P. 84–92.
2. *Tajima T., Dawson J. M.* Laser electron acceleration // Phys. Rev. Lett. 1979. V. 43 N 4. P. 267–270
3. *Chen P., Dawson J.M., Huff R., Katsouleas T.* Acceleration of electrons by the interaction of a bunched electron beam with a plasma // Phys. Rev. Lett. 1985. V 54, N 7. P. 692–695
4. *Ахиезер А. И., Файнберг Я. Б.* Теория взаимодействия заряженных

частиц с пучком электронов в магнитном поле // Теория и расчет линейных ускорителей. М., Госатомиздат, 1962 С 320–325

5. *Болотовский И. М., Столяров С И* Поля источников излучения в движущихся средах // Эйнштейновский сборник 1978–1979 М Наука, 1983 С. 173–277.

6 *Katsouleas T* Physical mechanism in plasma wake-field acceleration // *Phys. Rev A* 1986 V. 33, N 3 P 2056–2064

7 *Rosenzweig J B, Cline D B., Cole B e a* // Experimental observation of plasma Wake-Field Acceleration // *Phys Rev Lett* 1988 V 61, N 1 P 98–101

8 *Ogata A* Plasma wakefield acceleration and plasma lens experiments at KEK // Workshop on Lazer Acceleration. Los-Angeles, February, 1991

9 *Martin F, Matte J P., Pepin H, Ebrahim N A* Effect of electron density mismatch on the saturation amplitude of the plasma Beat-wave // New developments in particle acceleration techniques ECFA-CASICERN-IN2P3-IRFICEA-EPS Workshop held at Orsay France, 1987 P 360–364

10 *Joshi C, Clayton C, Marsh K., Williams R, Leemans W* Experimental work at UCLA on the plasma Beat-wave accelerator // *Ibid* P. 351–355.

11 *Dangor A E, Dymoke-Bradshaw A. K L, Dyson A, Carvey T, Michell I, Afshar-Rad T, Cole A J, Danson C N., Edwards C B, Evans R G.* Imperial College / Rutherford Appleton Laboratory Beat-wave experiments // *Ibid* P 375–379

12 *Amiranoff F., Labaune C, Rousscanx C, Mabille B, Mora P, Pesme D e a* Interaction experiments in long and homogeneous plasmas // *Ibid* P 392–396

13 *Буланов С В, Курсанов В И, Сахаров А С* Ультрарелятивистская теория лазерного ускорителя на кильватерной плазменной волне // Физика плазмы 1990 Т 16, N 8 С 935–944

14 *Keinigs R, Jones M E* Two dimensional dynamic of the plasma wake-field accelerator // *Phys Fluids* 1987 V 30, N 1 P 252

15 *Куклин В М* Одномерные движущиеся сгустки заряженных частиц в плазме // УФЖ 1986 Т 31, N 6 С 853–857

16 *Chen P, Dawson J M* Plasma wake field accelerator // Laser acceleration of particle / Ed Joshi C, Katsouleas T // AIP Conf Proc N 130 New York 1985 P 201–212

17 *Ruth B D, Chao A W, Morton P. L, Wilson P B* A plasma wake field accelerator // Particle accelerations 1985 V. 17 P 143–155

18 *Keinigs R., William P., Jones M. E* A comparison of dielectric and plasma wake field accelerators // *Phys Fluids B* 1989 V 1, N 1 P 1872–1879

19. *Katsouleas T, Dawson J. M.* Plasma acceleration of particle beam // Preprint UCLA. Los-Angeles 1988 PPG-1121 P 71–75
- 20 *Chen P, Su J, Katsouleas T., Wilks S, Dawson J M.* Plasma focusing for high-energy beams // IEEE Trans Plasma Physics 1987 V PS-15, N 2 P 218–224
- 21 *Rosenzweig J B, Chen P* Beam optics of a self-focusing plasma lens // Phys Rev D 1989 V 39, N 7 P 2039–2045
- 22 *Chen P, Pajagoplan S, Rosenzweig J. B* Final focusing and enhanced disruption from an underdense plasma lens in a linear collider // Phys Rev D. 1989 V 40, N 8 P. 923–926
- 23 *Миллер Р* Введение в физику сильноточных пучков заряженных частиц М Мир 1984
- 24 *Ахиезер А И, Половин Р В* О релятивистских колебаниях плазмы // ДАН СССР 1955. Т. 102, N 5 С 919–920
- 25 *Аматуни А. Ц., Магомедов М. Р., Сехносян Э В, Элбакян С С* Возбуждение нелинейных стационарных волн в плазме электронными сгустками // Физика плазмы 1979 Т 5, В 1 С 85–88
- 26 *Аматуни А Ц, Сехносян Э В, Элбакян С С* Возбуждение сильных продольных волн в плазме электронными сгустками // Физика плазмы 1986 Т 12, N 9 С 1145–1147
- 27 *Аматуни А Ц, Сехносян Э В, Элбакян С С* О возможности ускорения заряженных частиц кильватерной волной электронного сгустка в плазме // Труды 13 междунар конф по ускорителям высоких энергий Новосибирск Наука. Сибирское отд 1987 Т 1 С 175–180
- 28 *Rosenzweig J B,* Nonlinear plasma dynamics in the plasma wake field accelerator // Phys Rev Lett 1987. V 58, N 6 P 555–558
- 29 *Rosenzweig J B* Trapping, thermal effect and wave breaking in the nonlinear plasma wake-field accelerator // Phys Rev A 1988. V. 38, N 7 P 3634–3642
- 30 *Rosenzweig J B* Nonlinear plasma and beam physics // FERMILAB–Conf-90/40 1990
- 31 *Katsouleas T, Mori W B* Wave- breaking amplitude of relativistic oscillation in thermal plasma // Phys Rev Lett 1988 V. 61, N 1 P 90–94
- 32 *Amatuni A Ts, Sekhpossyan E V, Elbakyan S S* The influence of ion motion on nonlinear effects in plasma wake-field generation // ВАНТ Сер Ядерно-физические исследования 1990. Вып 6(14) С 185–189
- 33 *Katsouleas T* Plasma wakefield accelerators // ВАНТ. Сер Ядерно-физические исследования 1990. Вып 6(14) С 106–113
- 34 *Breizman B N, Chebotayev P. Z, Koop E A e a* A proposal for the experiment study of plasma wakefield acceleration at the "BEP" electron

storage ring // Proc. of the 8 Int. Conf on high power particle beams ("Beams-90") Novosibirsk, 1990. V 1 P. 272-279

35. *Онищенко И. Н., Сотников Г. В.* Об одной особенности дисперсионного уравнения гиротропного плазменного волновода: Препринт ХФТИ N 88-24. Харьков, 1988. С. 5

36 *Gai W., Schoessow P., Cole B. e. a.* Experimental demonstration of wake-field effects in dielectric structures // Phys. Rev. Lett. 1988 V. 61, N 24 P. 2756-2758.

37 *Березин А. К., Землянский Н. М., Мирный В. И.* и др. Численные исследования дисперсионных свойств плазменных цилиндрических волноводов, помещенных в магнитном поле. Препринт ХФТИ N 86-25 М. ЦНИИ-атоминформ, 1986.

38. *Березин А. К., Землянский Н. М., Мирный В. И.* и др Теоретические исследования возбуждения кильватерных полей в плазменно-диэлектрических структурах // УФЖ 1992. Т 37, N 7. С 335-339

39 *Балакирев В. А., Блюх Ю. П., Онищенко И. Н., Файнберг Я. Б.* Динамика возбуждения плазменных колебаний последовательностью сгустков заряженных частиц // Физика плазмы 1988. Т 14, N 2 С 218-230.

40 *Балакирев В. А., Онищенко И. Н., Сотников Г. В.* Взаимодействие модулированного электронного пучка с плазмой // Изв. вузов Радиофизика 1989. Т. 32, N 11 С 1351

41 *Березин А. К., Киселев В. А., Митин А. Ф.* и др. Взаимодействие модулированного РЭП с плазмой, образуемой при его прохождении через нейтральный газ: Препринт ХФТИ N 90-40 Харьков, 1990.

42 *Rosenzweig J. B., Schoessow P., Cole B. e. a.* Experimental measurement of nonlinear plasma wake fields // Phys. Rev. A. 1989 V. 39, N 3 P. 1586-1589

43. *Березин А. К., Файнберг Я. Б., Болотин Л. И.* Экспериментальное исследование взаимодействия модулированных релятивистских пучков с плазмой // Письма в ЖЭТФ. 1971. Т. 13, N 9. С 498-503.

44. *Березин А. К., Киселев В. А., Линник А. В.* и др. Экспериментальные исследования возбуждения кильватерных полей последовательностью сгустков релятивистских частиц Препринт ХФТИ N 91-45 Харьков, 1991

45. *Matsiborko N. G., Onischenko I. N., Shapiro V. D., Schevchenko V. I.* On non-linear theory of instability of a mono-energetic electron beam in plasma // Plasma Phys. 1972 V. 14, N 6 P. 591-600

46 *Березин А. К., Киселев В. А., Онищенко И. Н., Файнберг Я. Б.* Взаимодействие моноэнергетических РЭП с плазмой // ВАНТ. Сер Ядерно-физические исследования (теория и эксперимент) 1990. Вып 6(14) С 115-120.

47. *Nishida Y, Vazaki T. O., Yugami N., Nagasawa T.* Excitation of

Larde-Amplitude Ion-Wave Wake-Fields // Phys Rev Lett. 1991 V. 66, N 18 P. 2328–2331.

48. *Miller J. D., Schreider R. F., Weidman D. J.* e. a. Observation of Plasma Wake-Field Electron-Beam Transport // Phys Rev Lett. 1991. V. 67, N 13. P. 1747–1750.

49. *Amatuni A. Ts., Elbakyan S. S., Laziev E. M.* e. a. Development of New Methods for Charged Particle Acceleration of Yerevan Physics (Review) / ЦНИИАтоминформ Ереван, 1989

50 *Nakanishi H., Yoshida Y., Veda T* e. a. Direct Observation of Plasma Lens Effect // Phys. Rev. Lett. 1991 V. 66, N 14 P. 1870–1873.

51 *Mori W. B.* Special Issue on Plasma-Based High Energy Accelerator // IEEE Trans. on Plasma Science / Ed T Katsouleas. 1987 P 451.

52. *Forsslund D. W., Kindel J. M., Mori W. B.* e. a. Two-Dimensional Simulations of Single-Frequency and Beat-Wave Laser-Plasma Heating // Phys. Rev Lett. 1985. V 54, N 6 P. 558–561.

53. *Salimullah M. D., Lin V. G., Haines M. G.* Filamentation Instability of Beat-Wave in a hot Magnetized Plasma // Rev Phys Appl. 1985. V. 32, N 3 P 1852–1855

54. *Ерохин Н. С., Мусеев С. С., Мухин В. В.* и др. Самофокусировка и поглощение энергии лазерного пучка в неоднородной плазме // Письма в ЖЭТФ 1981. Т. 33, N 9. С. 451–454

55. *Мусеев С. С., Мухин В. В., Новиков В. Е., Сагдеев Р. З* О возможности квазиканализованного режима распространения волновых пучков в неоднородной непрозрачной среде // ДАН СССР 1983 Т. 273, N 4 С. 857–860.

56. *Fedele R., Angeles Ud., Katsouleas T.* Generation of radial fields in the beat-wave accelerator for Gaussian pump profiles // Phys Rev. A. 1986 V 33, N 6. P 4412–4414

57. *Mori W. B., Joshi C., Dawson J M.* e. a. Laser Interaction and Related Plasma Phenomena / Ed. By Hora, G. Miley California, 1987. V. 7. P. 394

58. *Horton W., Tajima T.* Laser beat-wave accelerator and plasma noise // Phys. Rev A. 1985. V. 31, N 5. P 3937–3945

59. *Darrow C., Umstadter D., Katsouleas T.* e. a. Saturation of beat-excited Plasma waves by electrostatic mode coupling // Phys. Rev. Lett 1986 V 56, N 24. P. 2629–2632.

60 *Файнберг Я. Б* Ускорение заряженных частиц волнами плотности заряда в плазме, возбуждаемыми лазерным излучением и релятивистскими электронными пучками // Физика плазмы. 1987 Т. 13, N 5. С. 607–627

61. *Bingham R, Cairns R, Evans R* Beat-wave electron acceleration // Proc. work-shop Frascati, Geneva CAS-ECFAINFF, 1985 P 195–198

62. *Erokhin N. S., Moiseev S. S., Mukhin V. V.* Theory of Second-Harmonic generation in an inhomogeneous Hot plasma // Nuclear Fusion. 1974. V. 14, N 2. P 333–339.

63. *Моисеев С. С., Мухин В. В., Новиков В. Е., Сагдеев Р. З.* Ускорение частиц в области верхнего гибридного резонанса в неоднородной плазме // ДАН СССР. 1985. Т. 285, N 2. С. 346–349.

64. *Ерохин Н. С., Моисеев С. С., Мухин В. В.* и др. Увлечение электронов необыкновенной электромагнитной волной в неоднородной плазме // Физика плазмы. 1987. Т. 13, N 9. С. 1082–1089.

65. *Buts V. A., Mukhin V. V., Moiseev S. S.* Formation of stable coherent bunches in surfatron acceleration // Nonlinear word Proc of the 7 th international works hop on nonlinear and turbulent Processes in Physics. Kiev: Naukova Dumka, 1989 Т. 1. P. 255–257.

66. *Буц В. А., Ковальчук И. К., Моисеев С. С., Мухин В. В.* Фазовая фокусировка и дефокусировка заряженных частиц при ускорении и торможении частиц в серфотроне // ЖТФ. 1992 (в печати).

67. *Балакирев В. А., Мухин В. В., Новиков В. Е.* Ускорение заряженных частиц релятивистским модулированным электронным пучком в неоднородной плазме в поперечном магнитном поле // ДАН УССР. Сер. А 1987. N 11. С. 31–34.

68. *Горбунов Л. И., Кирсанов В. И.* Возбуждение плазменных волн пакетом электромагнитного излучения // ЖЭТФ. 1987. Т. 93 N 2(8). С. 509–517.

69. *Буланов С. В., Кирсанов В. И., Сахаров А. С.* Ультрарелятивистская теория лазерного ускорения на кильватерной плазменной волне // Физика плазмы. 1990. Т. 16, N 8. С. 935–944.

70. *Буланов С. В., Ионовенков И. Н., Наумова Н. М., Сахаров А. С.* Возбуждение релятивистской ленгмюровской волны и ускорение электронов при воздействии электромагнитного импульса на бесстолкновительную плазму // Физика плазмы. 1990 Т. 16, N 6 С. 764–767.

71. *Буланов С. В., Кирсанов В. И., Сахаров А. С.* Возбуждение ультрарелятивистских ленгмюровских волн импульсом электромагнитного излучения // Письма в ЖЭТФ. Т. 50, N 4 С. 176–180

ТЕОРИЯ ИЗЛУЧАТЕЛЬНОЙ РЕЛАКСАЦИИ ПОПЕРЕЧНО-ОГРАНИЧЕННЫХ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ В ПЛАЗМЕ

Н. С. Гинзбург, Н. И. Карбушев, А. Д. Шаткус

Как известно, инжекция электронных потоков в плазму сопровождается развитием плазменно-пучковых неустойчивостей [1, 2]. При анализе этих неустойчивостей в плазменной электронике традиционно использовался подход, основанный на приближении фиксированной поперечной структуры поля [3–7]. В то же время в случае пучка ограниченного поперечного сечения, когда передача его кинетической энергии возмущениям происходит только в той области, где распространяется пучок, последующий поперечный вынос излучения из зоны взаимодействия может существенно влиять на характер плазменно-пучковой неустойчивости, особенно при достаточно малой толщине пучка. Развитие плазменно-пучковой неустойчивости в таких системах сопровождается рядом явлений, связанных с эффектами "самоорганизации" излучения, таких как поперечная канализация волнового поля электронными потоками, автоматическое поддержание синхронизации электронов с излучаемыми волнами за счет изменения угла распространения последних. Наряду с этим происходит качественное изменение областей частот и волновых векторов неустойчивых возмущений, а также зависимости максимальной величины инкремента от плотности пучка и других параметров плазменно-пучковой системы [8–14], увеличивается максимальная доля кинетической энергии, передаваемой электронными потоками плазменным колебаниям (свыше 90%) [15–18].

Аналогичные эффекты исследовались ранее при излучении поперечно-ограниченных потоков электронов-осцилляторов в вакууме (ЛСЭ, МЦР) [19–29], прямолинейных электронных потоков в диэ-

лектриках и периодических замедляющих структурах [30–34]. Позднее было показано, что подобные явления имеют место и при излучении пространственно-ограниченных электронных потоков в плазме [8–18]. Ниже приводится обзор результатов работ, посвященных излучению пространственно-ограниченных электронных потоков в плазме. В первой части статьи для различных конфигураций замагниченной и немагниченной плазмы рассматривается линейная теория, вычисляются инкременты и поперечные волновые числа излучаемых волн. Во второй части статьи описана нелинейная стадия процесса релаксации тонкого ленточного пучка в безграничной замагниченной плазме.

1. ЛИНЕЙНАЯ ТЕОРИЯ

1.1. Замагниченная плазма

Рассмотрим теплую плазму с температурой T , находящуюся в бесконечно сильном магнитном поле, направленном вдоль оси z , пронизываемую моноэнергетическим ленточным электронным потоком, совпадающим с плоскостью zy . Электроны движутся с поступательной скоростью $u = \beta c$, направленной вдоль оси z . В такой геометрии излучаемое поле представляет собой волну E -типа, компоненты которой зависят только от двух пространственных координат x , z и связаны уравнениями

$$\frac{\partial E_z}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial z} = \frac{1}{c} \frac{\partial H_y}{\partial t}, \quad \frac{\partial H_y}{\partial z} = -\frac{1}{c} \frac{\partial E_x}{\partial t}, \quad (1a, б)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial x} = \frac{1}{c} \frac{\partial E_z}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} (j_p f(x) + j_b \delta(x)), \quad (1в)$$

где E_z , E_x — продольная и поперечная компоненты электрического поля, H_y — поперечная компонента магнитного поля, j_p , j_b — плотности плазменного и электронного токов, для которых в линейном приближении имеем

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - v_T^2 \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) j_p = \frac{e^2 n_p}{m} \frac{\partial E_z}{\partial t}, \quad (2)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial z} \right)^2 j_b = \frac{e^2 \sigma_b}{m \gamma^3} \frac{\partial E_z}{\partial t}, \quad (3)$$

Здесь $v_T = (T/m)^{1/2}$ — средняя тепловая скорость электронов плазмы, n_p — объемная плотность плазмы, σ_b — поверхностная

* Систематизация этих результатов содержится в работе [35]

плотность пучка ($\sigma_b = n_b a$ при $a \rightarrow 0$, где n_b — объемная плотность, a — ширина пучка); $f(x)$ задает поперечный профиль плотности плазмы ($f = 1$ для безграничной плазмы, $f(x) = \delta(x)$ для бесконечно тонкого слоя плазмы); $\delta(x)$ — дельта-функция; $\gamma = (1 - u^2/c^2)^{-1/2}$ — релятивистский фактор пучка.

Представляя решение (1) — (3) в виде

$$E_z \approx e^{-ik_1|x|} e^{i(k_z z - \omega t)},$$

где

$$k_1^2 = \begin{cases} -(k_z^2 - \frac{\omega^2}{c^2}), & \text{при } f(x) = \delta(x), \end{cases} \quad (4)$$

$$\left(\frac{\omega_p^2}{\omega^2 - k_z^2 v_T^2} - 1 \right) (k_z^2 - \frac{\omega^2}{c^2}) \quad \text{при } f(x) = 1, \quad (5)$$

и сшивая поля в плоскости пучка, приходим к следующим дисперсионным уравнениям:

$$\sqrt{k_z^2 - \frac{\omega^2}{c^2}} \left[\frac{\Omega_p^2}{\omega^2 - k_z^2 v_T^2} + \frac{\Omega_b^2}{\gamma^3 (\omega - k_z u)^2} \right] = 2 \quad (6)$$

в случае тонкого плазменного слоя ($f(x) = \delta(x)$), и

$$\frac{\Omega_b^2}{\gamma^3 (\omega - k_z u)^2} \sqrt{k_z^2 - \frac{\omega^2}{c^2}} = 2i \sqrt{\frac{\omega_p^2}{\omega^2 - k_z^2 v_T^2} - 1} \quad (7)$$

в случае безграничной плазмы ($f(x) = 1$).

Здесь введена

$$\omega_p = \left(\frac{4\pi e^2 n_p}{m} \right)^{1/2}$$

— ленгмюровская частота безграничной плазмы, n_p — плотность электронов плазмы,

$$\Omega_{b,p} = \left(\frac{4\pi e^2 \sigma_{b,p}}{m} \right)^{1/2},$$

σ_p — поверхностная плотность электронов тонкого плазменного слоя, определяемая по аналогии с σ_b . Следует отметить, что учет теплового движения электронов плазмы играет принципиальную роль только в случае безграничной плазмы. Действительно, в отсутствие пучка ($\sigma_b = 0$) спектры собственных плазменных волн согласно (6), (7) определяются соответственно уравнениями

$$k_z^2 - \frac{\omega^2}{c^2} = \frac{4(\omega^2 - k_z^2 v_T^2)^2}{\Omega_p^4}, \quad (8)$$

$$\frac{\omega_p^2}{\omega^2 - k_z^2 v_T^2} = 1. \quad (9)$$

Поскольку в дальнейшем нас будут интересовать слабозатухающие плазменные волны, продольные фазовые скорости которых $\omega / k_z \gg v_T$, то в случае тонкого плазменного слоя тепловые поправки не играют принципиальной роли при определении спектров плазменных колебаний. Пространственная дисперсия в этом случае обусловлена поперечной ограниченностью плазмы и можно приближенно описать спектры (8) в виде

$$k_z = \frac{\omega}{c} \left(1 + 4 \frac{\omega^2 c^2}{\Omega_p^4} \right)^{1/2}. \quad (10)$$

Иное дело в случае безграничной плазмы, когда уравнение (9) описывает спектр чисто продольной плазменной волны

$$\omega = \sqrt{\omega_p^2 + k_z^2 v_T^2}, \quad (11)$$

и пренебрежение тепловым движением ведет к отсутствию пространственной дисперсии спектров плазменных волн. Ниже мы будем рассматривать развитие плазменно-пучковой неустойчивости в пространстве и соответственно будем учитывать тепловое движение только для электронов безграничной плазмы. Прежде чем переходить к решению дисперсионных уравнений, сделаем ряд замечаний относительно общих закономерностей в проявлении эффекта самосогласованности поперечной структуры поля излучения на линейной стадии процесса взаимодействия. Ясно, что влияние электронного пучка на поперечную структуру плазменных волн особенно сильно проявляется вблизи малых значений $k_{\perp} \approx 0$. В этом случае возмущения продольного волнового числа δk_z , обусловленные взаимодействием пучка с плазмой, и, следовательно, зависящие от параметров пучка, полностью определяют поперечную структуру излучаемого поля

$$k_{\perp} \approx \left. \frac{\partial k_{\perp}}{\partial k_z} \right|_{\delta k_z = 0} \delta k_z. \quad (12)$$

Поэтому для обеих конфигураций плазмы эффект самосогласованности должен проявляться прежде всего для быстрых плазменных волн с фазовыми скоростями, близкими к скорости света, возбуждаемых соответственно ультрарелятивистскими электронными потоками

$$u \approx \frac{\omega}{k_z} \leq c.$$

В этих условиях при достаточно большой интенсивности пучка, когда выполнены соотношения

$$|\delta k_z| \gg \frac{\omega}{u \gamma^2} \quad (13)$$

или

$$|\delta \omega| \gg \frac{k_z u}{\gamma^2}, \quad (14)$$

величина

$$k_z^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \approx 2k_z \delta k_z - 2 \frac{\omega \delta \omega}{c^2} \quad (15)$$

и, соответственно, (см. (4), (5)) поперечные волновые числа определяются только возмущениями, вносимыми пучком

Таким образом, эффект влияния пучка на поперечную структуру поля излучения будет проявляться прежде всего для интенсивных (сильноточных) ультрарелятивистских электронных потоков, вызывающих достаточно сильные возмущения частоты и продольного волнового числа. Кроме того, в безграничной плазме такого рода эффекты проявляются вблизи дисперсионной ветви чисто продольной плоской плазменной волны (11) Это объясняется тем, что ограниченный поток электронов не может возбуждать плоскую продольную волну, что противоречило бы как условиям излучения, так и закону сохранения энергии. В результате возбуждаемая волна искажается электронным потоком

Рассмотрим теперь в отдельности возбуждение волн в плазменном слое и безграничной плазме. При этом будем рассматривать только задачу пространственного усиления, когда ω — действительная величина

1 1 1. Тонкий плазменно-пучковый слой $f(x) = \delta(x)$

Рассмотрим решения дисперсионного уравнения (6) в двух важных предельных случаях слаботочного и сильноточного электронного пучка В случае слаботочного пучка, когда выполнены неравенства противоположные по смыслу соотношениям (13), (14)

$$|\delta k_z| \ll \frac{\omega}{u \gamma^2}, \quad (16)$$

справедливо разложение

$$k_{\perp} = i(k_z^2 - \frac{\omega^2}{c^2})^{1/2} \approx i(\frac{\omega}{u\gamma} + \delta k_z \gamma), \quad (17)$$

где $\delta k_z = k_z - \frac{\omega}{u}$, и дисперсионное уравнение (6) преобразуется в кубическое относительно добавки δk_z :

$$\delta k_z^3 + \delta k_z^2 \omega (\frac{1}{u\gamma^2} - \frac{2\omega}{\gamma\Omega_p^2}) = - \frac{\Omega_b^2 \omega^3}{\gamma^5 \Omega_p^2 u^3} \quad (18)$$

Максимальный инкремент $|\text{Im} \delta k_z|$ реализуется, когда коэффициент при δk_z^2 обращается в нуль, что соответствует частоте

$$\omega = \omega_m = \frac{\Omega_p^2}{2u\gamma}, \quad (19)$$

на которой достигается фазовый синхронизм пучка с собственной плазменной волной, спектр которой определяется уравнением (10) Нарастающей вдоль оси z волне отвечает решение:

$$\delta k_z(\omega_m) = (\frac{1}{2} - \frac{i\sqrt{3}}{2}) \frac{\Omega_p^2}{2u^2\gamma^3} (\gamma \frac{\Omega_b^2}{\Omega_p^2})^{1/3}, \quad (20)$$

$$k_{\perp} = i \left[\frac{\omega}{u\gamma} + \frac{\Omega_p^2}{4u^2\gamma^2} (\gamma \frac{\Omega_b^2}{\Omega_p^2})^{1/3} \right] + \frac{\sqrt{3}}{4} \frac{\Omega_p^2}{u^2\gamma^3} (\gamma \frac{\Omega_b^2}{\Omega_p^2})^{1/3} \quad (21)$$

Из выражения (21) следует, что неустойчивость приводит к появлению потока энергии от плазменно-пучкового слоя к периферии, так как $\text{Re} k_{\perp} \approx |\text{Im} \delta k_z| \gamma$ не равно нулю. Однако поперечный масштаб локализации излучения в случае слаботоочного пучка определяется степенью замедления плазменной моды:

$$\text{Im} k_{\perp} \approx \frac{\omega_m}{u\gamma}, \quad (22)$$

а взаимодействие с электронным потоком вносит, в соответствии с (15), лишь незначительные поправки. Подставляя (19), (20) в неравенство (15), находим, что поперечная структура поля будет определяться плазменным слоем при выполнении условия

$$(\gamma \frac{\Omega_b^2}{\Omega_p^2})^{1/3} = (\gamma \frac{\sigma_b}{\sigma_p})^{1/3} \ll 1, \quad (23)$$

т.е. при относительно слаботоочном электронном пучке. Уравнение (18) совпадает по виду с кубическим дисперсионным уравнением обычной плазменно-пучковой неустойчивости [3] со всеми вытекающими из этой теории следствиями: существованием нерезонансной

неустойчивости при $\omega < \omega_m$ и ее отсутствием при

$$\omega > \omega_m \left(1 + \frac{3}{3\sqrt{4}} \frac{u \gamma^2 |\delta k_m|}{\omega_m} \right).$$

При выполнении противоположного неравенства (23), т. е. в случае сильного пучка, когда

$$k_{\perp} \approx i \sqrt{2\delta k_z \frac{\omega}{u}}, \quad (24)$$

дисперсионное уравнение (6) приобретает вид, существенно отличающийся от (18), и представляет собой уравнение четвертой степени относительно $\sqrt{\delta k}$:

$$\delta k^2 - \frac{\omega^{3/2} u^{1/2}}{\sqrt{2\Omega_p^2}} \delta k^{3/2} + \frac{\omega^2 \Omega_p^2}{\gamma^3 \Omega_p^2 u^2} = 0. \quad (25)$$

Из четырех решений (25) физический смысл имеют лишь те, которые удовлетворяют условиям излучения:

$$\text{Re} k_{\perp} > 0 \quad (26a)$$

(поток электромагнитной энергии направлен от слоя к периферии) и

$$\text{Im} k_{\perp} > 0 \quad (26b)$$

(поля ограничены при $|x|$, стремящемся к бесконечности). Для исследования уравнения (25) удобно ввести безразмерные величины

$$\Delta = \frac{\delta k^{1/2} \gamma^{9/8} u}{2^{1/4} \Omega_p^{1/4} \Omega_b^{3/4}}, \quad p = \frac{\omega^{1/4} \gamma^{3/8} u^{1/2}}{2^{1/4} \Omega_p^{3/4} \Omega_b^{1/4}}, \quad (27)$$

Тогда вместо (25) получаем уравнение

$$y(\Delta, p) \equiv \Delta^4 - p^2 \Delta^3 + p^4 = 0. \quad (28)$$

В области высоких частот, когда $p \gg 1$, корни (28) приближенно равны:

$$\Delta_1 = p^3, \quad \Delta_2 = p^{1/3}, \quad \Delta_{3,4} = \frac{-1 \pm i\sqrt{3}}{2} p^{1/3}. \quad (29)$$

Комплексные корни не удовлетворяют условию (26b). Таким образом, в области высоких частот неустойчивость отсутствует.

В низкочастотной области при $p \ll 1$ имеем корни

$$\Delta_{1,2} = \frac{1 \pm i}{\sqrt{2}} p, \quad \Delta_{3,4} = \frac{-1 \pm i}{\sqrt{2}} p. \quad (30)$$

Физический смысл здесь имеет лишь один корень Δ_2 , с помощью которого находим

$$\delta k_z = -i \frac{\omega \Omega_b}{u \gamma^{3/2} \Omega_p} \quad (31)$$

Из проведенного рассмотрения ясно, что существует граница возникновения неустойчивости в области частот $p \approx 1$. В этой же области должен существовать и максимум инкремента. Критическое значение $p_{кр}$, при котором появляется неустойчивость, легко определить из условия двукратного вырождения комплексно сопряженных корней (29) в действительный корень, что соответствует условию

$$\frac{\partial y}{\partial \Delta} = 4 \Delta^3 - 3p^3 \Delta^2 = 0. \quad (32)$$

Совместное решение уравнений (28), (32) дает

$$p_{кр} = \frac{2}{3^{3/8}} \quad \text{или} \quad \omega_{кр} = \frac{4\sqrt{2}}{3^{3/4}} \frac{\Omega_p^2}{\gamma u} \left(\gamma \frac{\Omega_b^2}{\Omega_p^2} \right)^{1/4} \quad (33)$$

Общее решение дисперсионного уравнения (28) может быть выражено в радикалах при помощи метода Декарта-Эйлера [36]. Численный анализ этих формул показывает, что максимум инкремента достигается на частоте $\omega_m = 0,755 \omega_{кр}$, где

$$\delta k_z = (1,07 - 1,05i) \frac{\Omega_p^2}{u^2 \gamma^3} \left(\gamma \frac{\Omega_b^2}{\Omega_p^2} \right)^{3/4}, \quad (34)$$

$$k_{\perp} = (0,639 + 1,57i) \frac{\Omega_p^2}{\gamma^2 u^2} \left(\gamma \frac{\Omega_b^2}{\Omega_p^2} \right)^{1/2}. \quad (35)$$

Последнее соотношение показывает на сильную зависимость масштаба локализации излучения вблизи поверхности слоя от плотности пучка σ_b .

$$(\text{Im} k_{\perp})^{-1} \approx \sigma_b^{-1/2}.$$

Он оказывается в $(\gamma \frac{\Omega_b^2}{\Omega_p^2})^{1/2} \gg 1$ раз меньше масштаба локализации в случае слаботочного пучка (ср с (22)). В этом, соответственно, и проявляется эффект канализации излучения при возбуждении волн сильноточными ультрарелятивистскими электронными потоками. Максимальный инкремент здесь имеет также более сильную зависимость от σ_b ($|\text{Im} \delta k(\omega_m)| \approx \sigma_b^{3/4}$), а частота ω_m (см. (33)), на которой он достигается, значительно превосходит частоту точного фазового синхронизма (19) и в отличие от (19) зависит от интенсивности пучка, что можно трактовать как "самоподстройку" частоты излучения.

1 1 2. Ленточный электронный поток в безграничной плазме: $f(x) = 1$

Рассмотрим теперь решения дисперсионного уравнения (7) В случае относительно слаботочного пучка, когда выполнены условия (15), (16), пространственный инкремент достигает максимального значения вблизи точки синхронизма пучка с плазменной волной, спектр которой определяется формулой (11)*. Уравнение (7) приобретает вид уравнения пятой степени относительно величины $\sqrt{\delta k_z}$:

$$(\sqrt{\delta k_z})^5 = -i \frac{\omega_p^{3/2} \Omega^2 \frac{1}{b} 2^{3/2}}{u^{5/2} \gamma^4 v_T} . \quad (36)$$

Нарастающему в пространстве решению, удовлетворяющему условиям излучения $\text{Im} k_{\perp} > 0$, $\text{Re} k_{\perp} < 0$, соответствует единственный корень:

$$\delta k_z = \left(\frac{2^{3/2} \Omega^2 \frac{1}{b} \omega_p^{3/2}}{u^{5/2} \gamma^4 v_T} \right)^{2/5} \exp(-i \frac{3}{5} \pi) \quad (37)$$

При этом поперечное волновое число приближенно равно:

$$\begin{aligned} k_{\perp} &\approx - \frac{v_T}{u \gamma} \sqrt{2 \delta k_z \frac{\omega_p}{4}} = \\ &= 2^{4/5} \frac{v_T}{u \gamma} \left(\frac{\Omega^2 \frac{1}{b} \omega_p^4}{v_T \gamma^4 u^5} \right)^{1/5} \exp(-i \frac{3\pi}{10}) \end{aligned} \quad (38)$$

Следует отметить, что максимальное значение инкремента, в соответствии с результатами анализа, приведенного в работе [16], достигается при значениях расстройки частоты

$$\Delta \approx -G = \left(\frac{\Omega^2 \frac{1}{b} \gamma^{-1} \beta^{-1}}{\sqrt{2} \omega_p v_T} \right)^{2/5} , \quad (39)$$

где

$$\Delta = 1 - \frac{\omega^2}{\omega_p^2} + \frac{v_T^2}{c^2} ,$$

На рис 1 приведены зависимости мнимых и действительных частей продольных и поперечных волновых чисел усиливающейся моды от параметра Δ По осям ординат отложены нормированные значения

* В отличие от п 1 1 для рассматриваемой модели влияние электронного потока на поперечную структуру поля существенно при любой плотности пучка, поскольку, как уже отмечалось выше, ограниченный электронный поток не может возбуждать плоскую плазменную волну

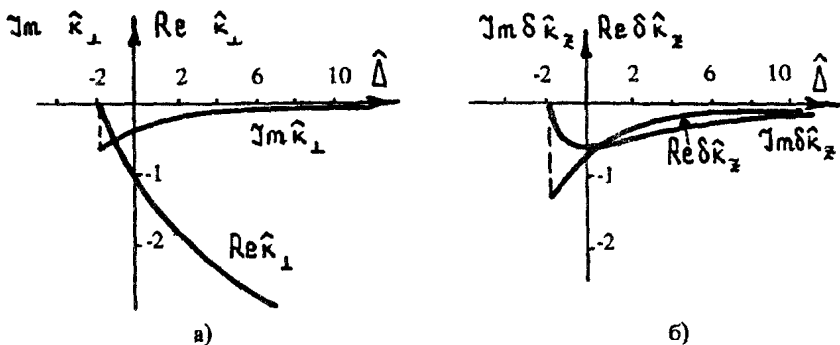


Рис. 1. Зависимости мнимых и действительных частей поперечных (а) и продольных (б) волновых чисел от параметра $\hat{\Delta}$

$\text{Im} \hat{k}_\perp$, $\text{Re} \hat{k}_\perp$, $\text{Im} \delta \hat{k}_z$, $\text{Re} \delta \hat{k}_z$, где

$$\hat{k}_\perp = \frac{uk_\perp}{\omega_p G} \frac{c}{v_T}, \quad \delta \hat{k}_z = \frac{u \delta k_z}{\omega G}, \quad \hat{\Delta} = \frac{\Delta}{G}.$$

При больших значениях $\Delta \gg G$ инкремент уменьшается

$$|\text{Im} \delta \hat{k}_z| \approx \hat{\Delta}^{-1/4}.$$

Действительная часть поперечного волнового числа при этом растет ($|\text{Re} \hat{k}_\perp| \approx \hat{\Delta}^{1/2}$), а мнимая уменьшается. Подобная асимптотика соответствует переходу к режиму излучения косых ленгмюровских волн. Тепловое движение электронов плазмы при

$$\Delta \gg G \frac{v_T^2}{c^2}$$

несущественно.

Для сильноточного ультрарелятивистского пучка (см. неравенства (13), (14)) уравнение (7) преобразуется в квадратное в точке синхронизма пучка с плазменной волной:

$$\delta k_z^2 = -i \frac{\Omega_b^2 \omega_p}{2\gamma^3 u^2 v_T}. \quad (40)$$

Нарастающему по z решению соответствует корень

$$\delta k_z = \frac{1 - i}{2} \frac{\Omega_b}{u \gamma^{3/2}} \left(\frac{\omega_p}{v_T} \right)^{1/2}, \quad (41)$$

а поперечное волновое число определяется выражением

$$k_\perp^2 = 2 \frac{v_T}{u} \delta k_z,$$

или

$$k_{\perp} = - \left(2 \frac{v_T}{u} \right)^{1/2} \left(\frac{\Omega_b^2 \omega_p}{2\gamma^3 u^2 v_T} \right)^{1/4} \exp \left(-i \frac{\pi}{6} \right). \quad (42)$$

1.2. Горячая изотропная плазма

Рассмотрим теперь ленточный электронный поток в изотропной теплой плазме [13]. В отличие от задачи п. 1.1.1. поток имеет конечную толщину $2a$, а внешнее магнитное поле отсутствует. Для продольной составляющей электрического поля

$$E_z \approx \exp(-i \omega t + i k_z z)$$

получим уравнение четвертого порядка:

$$\left(k_z^2 - \frac{d^2}{dx^2} \right) \left[\varepsilon_p + \delta\varepsilon_b - \varepsilon_b \frac{v_T^2}{\omega^2} \left(k_z^2 - \frac{d^2}{dx^2} \right) \right] E_z = 0, \quad (43)$$

где

$$\delta\varepsilon_b = - \frac{\omega_b^2}{(\omega - k_z u)^2}, \quad \varepsilon_b = 1 + \delta\varepsilon_p, \quad \varepsilon_p = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}.$$

Решение уравнения (14), симметричное относительно плоскости $x = 0$, ищем в виде

$$E_z = \begin{cases} E_1 \cos(\kappa_1 x) + E_3 \cos(\kappa_3 x) & |x| < a, \\ E_2 \exp(i \kappa_2 |x|) + E_4 \exp(i \kappa_4 |x|) & |x| > a. \end{cases} \quad (44)$$

Подставляя (44) в (43), получим уравнение относительно κ :

$$\left(k_z^2 + \kappa^2 \right) \left[\varepsilon_p + \delta\varepsilon_b - \varepsilon_b \left(k_z^2 + \kappa^2 \right) \frac{v_T^2}{\omega^2} \right] = 0. \quad (45)$$

Отсюда находим.

$$\kappa_3 = \kappa_4 = \sqrt{-k_z^2} = i k_z, \quad \kappa_1 = \sqrt{\frac{\omega^2}{v_T^2} \frac{\varepsilon_p + \delta\varepsilon_b}{\varepsilon_b} - k_z^2}, \quad \kappa_2 = \sqrt{\frac{\omega^2}{v_T^2} \varepsilon_p - k_z^2} \quad (46)$$

Знаки перед корнями в выражениях (46) для κ_2 и κ_4 выбраны из физических соображений при $|x| \rightarrow \infty$, стремящемся к бесконечности:

$$\text{Im} \kappa_2 > 0, \quad \text{Im} \kappa_4 = \text{Re} k_z > 0 \quad (47a)$$

— условие $|E_z| \rightarrow 0$;

$$\operatorname{Re} \kappa_2 > 0, \quad \operatorname{Re} \kappa_4 = -\operatorname{Im} k_z > 0 \quad (476)$$

— условие излучения волн от пучка.

Используя условие ограниченности и непрерывности полей на границах пучка $x = \pm a$, приходим к дисперсионному уравнению

$$\begin{aligned} & \varepsilon_b \kappa_1 \operatorname{tg}(\kappa_1 a) + i \kappa_2 + i \kappa_2 \frac{\delta \varepsilon_b}{\varepsilon_p} + \\ & + \frac{k_z}{\varepsilon_p \varepsilon_p + \delta \varepsilon_b + \varepsilon_b \operatorname{cth}(k_z a)} = 0. \end{aligned} \quad (48)$$

В пределе

$$\kappa_{1,2} a \ll 1, \quad k_z a \ll 1, \quad (49)$$

когда $a \rightarrow 0$, но величина $n_b a$ остается конечной, уравнение (48) приобретает вид:

$$i \kappa_2 \varepsilon_p = k_z a \delta \varepsilon_b [k_z (\varepsilon_p - 1) - i \kappa_2]. \quad (50)$$

В точке синхронизма пучка с ленгмюровской волной получим уравнение пятой степени относительно величины $\sqrt{-\delta k_z}$:

$$(\sqrt{-\delta k_z})^5 = -i \frac{\omega_p^{3/2} \Omega_b^2}{\sqrt{2} u^{3/2} v_T^2}. \quad (51)$$

Нарастающей волне соответствует решение:

$$\delta k_z = -i \exp(i \frac{\pi}{10}) \left(\frac{\omega_p^{3/2} \Omega_b^2}{\sqrt{2} u^{3/2} v_T^2} \right)^{2/5} \quad (52)$$

Поперечное волновое число нарастающей волны при этом равно

$$\kappa_2 \approx \sqrt{-2\delta k_z} \frac{\omega_p}{u} = \sqrt{2} \frac{\omega_p}{u} \left(\frac{\omega_p^{3/2} \Omega_b^2}{\sqrt{2} u^{3/2} v_T^2} \right)^{1/5} \exp(i \frac{3}{10} \pi). \quad (53)$$

Рассмотренные примеры дают основание говорить о существовании плазменно-пучковых неустойчивостей нового типа с качественно отличными от известных характеристиками. Основное отличие заключается в том, что поперечная структура излучаемых полей определяется плотностью электронного пучка, а поперечные волновые числа вычисляются самосогласованным образом из дисперсионных уравнений, описывающих возбуждение электро-магнитных колебаний в плазме

2. НЕЛИНЕЙНАЯ ТЕОРИЯ

В данном разделе рассматривается нелинейная стадия плазменно-пучкового взаимодействия. Плазму будем считать линейной средой, а нелинейность здесь связана с движением электронов пучка, резонансных излучаемой волне. Таким образом, будем рассматривать эффекты, связанные с потерей энергии электронов пучка на излучение, уменьшением их продольной скорости, что может приводить к выходу из резонанса с излучаемой волной. Подробно эти вопросы исследовались в работах [15–18], где были выявлены некоторые общие закономерности. Ниже результаты исследования нелинейной стадии плазменно-пучкового взаимодействия будут рассмотрены на примере ленточного пучка в теплой безграничной замагниченной плазме. Линейная стадия взаимодействия для этого случая была рассмотрена в п. 1.1 2 предыдущего раздела. Электроны будем предполагать ультрарелятивистскими ($\gamma \gg 1$), а пучок относительно слаботочным, удовлетворяющим условиям (15)

Уравнения движения частиц могут быть представлены в виде

$$\frac{d\mathcal{E}}{d\zeta} = \operatorname{Re}(\alpha e^{i\Theta}), \quad \frac{d\Theta}{d\zeta} = \mathcal{E}^{-2} - 1 \quad (54)$$

с граничными условиями:

$$\Theta(\zeta = 0) = \Theta_0 + r \cos \Theta_0, \quad \mathcal{E}(\zeta = 0) = 1, \quad \Theta_0 \in [0, 2\pi).$$

Здесь $\mathcal{E} = \gamma/\gamma_0$ – нормированная энергия электронов, $\gamma_0 = (1 - u^2/c^2)^{-1/2}$, $\Theta = -\omega_p t + k_z z$ – фаза электронов относительно синхронной волны, r – параметр, учитывающий начальную модуляцию плотности электронного потока

$$\zeta = \frac{\omega}{2c\gamma_0^2} z, \quad \alpha = \frac{2eE_z \gamma_0}{mc \omega_p}$$

Представим решение уравнений (1) – (3) в виде

$$E_z; \quad j_b = \operatorname{Re}(E(x, z); \quad j(z) \exp[i(k_{z0} z - \omega t)]),$$

где E, j – медленно меняющиеся комплексные амплитуды; $k_{z0} = \omega/u$. Тогда в соответствии с упрощениями дисперсионного уравнения (7) при выполнении условия (15) для слаботочных электронных пучков получаем

$$i \frac{\partial^2 \alpha}{\partial X^2} - \frac{\partial \alpha}{\partial \zeta} + i \tilde{\Delta} \alpha = 2I J \delta(X), \quad J = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \exp(-i\Theta) d\Theta_0, \quad (55)$$

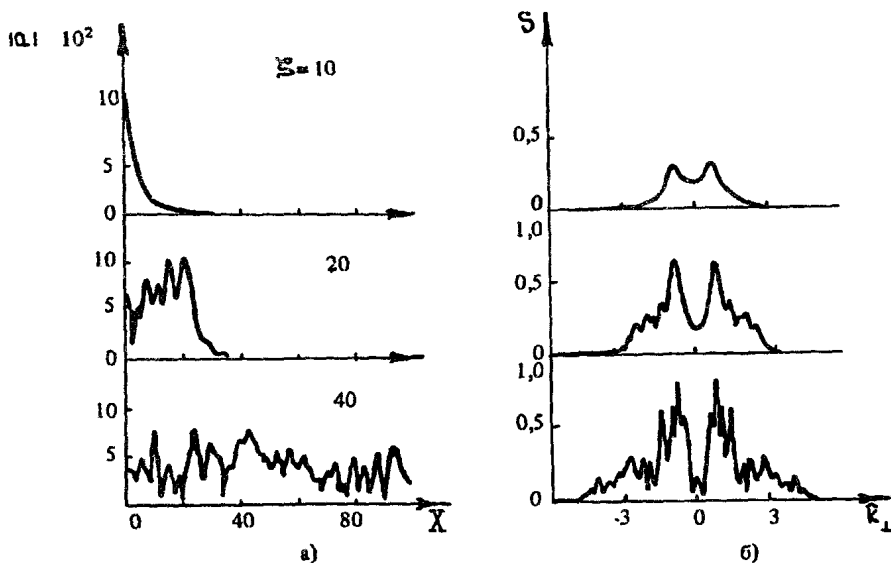


Рис.2 Эволюция (а) поперечного распределения модуля амплитуды волнового пучка и углового спектра поля (б): $\Delta = 0$, $I = 0,1$

где

$$X = x \frac{\omega v_T}{c^2} \frac{1}{\gamma_0}, \quad I = \frac{\Omega_0^2}{\omega_p v_T}, \quad \bar{\Delta} = 2\gamma_0^2 \Delta, \quad J = \frac{l}{e \sigma_b u}.$$

Результаты численного моделирования уравнений (54), (55) подтверждают, что на линейной стадии взаимодействия устанавливается структура поля, близкая к структуре локализованной нарастающей моды (рис. 2, а, $\zeta = 10$). На нелинейной стадии $\zeta > 10$ происходит поперечное расширение волнового пучка.

Разложение амплитуды поля $a(X, z)$ по плоским волнам показывает, что с ростом ζ угловой спектр

$$S_{k_{\perp}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \int_{-\infty}^{\infty} a(X, \zeta) \exp(i \hat{k}_{\perp} X) dX$$

обогащается компонентами, соответствующими косым волнам, распространяющимся под большими углами к оси z (рис. 2, б). При этом электронный КПД

$$\eta = 1 - \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \mathcal{E} d\theta_0,$$

характеризующий долю кинетической энергии пучка, переданной

излучению, непрерывно растет. На рис. 3 при $\zeta = 120$ КПД достигает 80% и имеет тенденцию к дальнейшему увеличению.

Эти особенности взаимодействия обусловлены следующим. Излученное поле представляет собой ансамбль плазменных волн, отличающихся поперечными волновыми числами (углами распространения). Фазы этих компонент на нелинейной стадии близки к случайным. Каждой спектральной составляющей соответствует своя фазовая скорость

$$v_{ph} = c \left[1 - \frac{k_{\perp}^2}{k_z^2 (-\epsilon_p)} \right]^{1/2} = c \left(1 - \frac{k_z^2 - \omega^2/c^2}{\omega^2/c^2} \right)^{1/2}, \quad (56)$$

где

$$\epsilon_p = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - k_z^2 v_T^2} < 0$$

Очевидно, при $\omega < \omega_p$ чем больше поперечное волновое число k_{\perp} (или \hat{k}_{\perp}), а значит и угол распространения излучаемой волны, тем меньше ее фазовая скорость. Таким образом, по мере торможения электроны могут синхронно взаимодействовать с волнами, излучающимися под все большими углами (угловой спектр поля расширяется по мере увеличения продольной координаты ζ). В результате эффективность трансформации энергии может существенно превышать значения (порядка 30%), имеющие место при взаимодействии электронного потока с плазмой в традиционных условиях, когда поперечная структура поля является фиксированной [3-7].

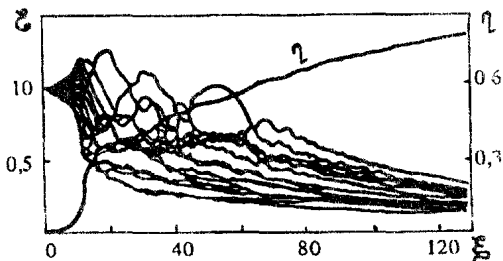


Рис. 3 Зависимость электронного КПД η и энергии частиц ϵ от длины взаимодействия $\hat{\Delta} = 0$, $I = 0,1$

* * *

Исследование взаимодействия ленточного электронного пучка с плазмой показывает, что

1) на линейной стадии взаимодействия имеет место канализация излучения, т. е. установление структуры поля, близкой к нарастающей локализованной собственной моде;

2) на нелинейной стадии взаимодействия в безграничной плазме а) происходит постепенное расширение области, занятой плазменными волнами, и заполнение ими всего окружающего пространства;

б) реализуется механизм стохастического торможения электронов, при котором по мере потери энергии электроны синхронно взаимодействуют с волнами, распространяющимися под все большими углами к оси системы

В результате этого эффективность энергообмена может существенно превышать значения, достигаемые в традиционных схемах, в которых структура поля задается внешними электродинамическими трактами. В заключение отметим, что подобные эффекты "самоорганизации" поля излучения характерны и для временных неустойчивостей пучка в плазме, исследованных в работах [11 – 17].

ЛИТЕРАТУРА

- 1 Ахиезер А И, Файнберг Я Б О взаимодействии пучка заряженных частиц с электронной плазмой // ДАН СССР 1949 Т. 69, N 4 С 555–558
- 2 Воит D, Гросс E Theory of plasma oscillations // Phys Rev 1949 V 75, N 12 P 1864–1876
- 3 Кузелев М В, Рухадзе А А Электродинамика сильноточного электронного пучка в плазме // М Наука, 1990
- 4 Богданкевич Л С, Рухадзе А А, Кузелев М В. Плазменная СВЧ электроника // УФН 1981 Т 133, N 1 С 3–41
- 5 Файнберг Я Б Некоторые вопросы плазменной электроники // Физика плазмы 1985. Т 11, N 11 С 1398–1412
- 6 Балакирев В. А, Галстян Е А, Карбушев Н И и др Возбуждение волн в плазменных системах сильноточными релятивистскими электронными пучками // Релятивистская высокочастотная электроника Вып 6 / Под ред А В Гапонова-Грехова; ИПФ АН СССР Горький, 1990 С 127–161
- 7 Братман В Л, Гинзбург Н С, Шапиро М А К теории релятивистских плазменных черенковских генераторов // Изв вузов Радиопизика 1981 Т 24, N 6 С 763–768.
- 8 Попков Н Г Метод собственных и несобственных мод в теории плазменно-пучковой неустойчивости пространственно-ограниченного электронного пучка // Письма в ЖТФ 1984. Т. 39, N 5 С 214–216
- 9 Кондратенко А Н. Двумерная неустойчивость электронного пучка в плазме // Письма в ЖТФ. 1987 Т 13, N 23 С. 1462–1464
- 10 Кондратенко А. Н. Черенковская неустойчивость электронного пучка в плазме // Плазменная электроника Киев Наукова думка, 1989 С 200–207
- 11 Карбушев Н. И., Шаткус А. Д Излучательная неустойчивость открытых плазменно-пучковых систем // Письма в ЖЭТФ 1989 Т 49, N 11.

12 *Карбушев Н И*. Особенности развития неустойчивости поперечно ограниченного электронного пучка в замагниченной плазме // Письма в ЖТФ 1989 Т 15, N 24 С 91–93

13 *Карбушев Н И, Шаткус А Д* К теории неустойчивости электронного пучка ограниченного поперечного сечения в горячей изотропной плазме // Физика плазмы 1991 Т. 17, N 8 С 1023–1025

14 *Карбушев Н И, Шаткус А Д* Канализация электромагнитного излучения поперечно ограниченным пучково-плазменным слоем // ЖТФ 1992 Т 62

15 *Качалов К. О, Попков Н Г* К нелинейной теории пучково-плазменного взаимодействия ленточного электронного пучка с безграничной плазмой // Физика плазмы 1989 Т. 15, N 11 С 1310.

16 *Гинзбург Н С, Зотова И. В, Сергеев А С* Возбуждение ленгмюровских волн ленточным релятивистским электронным пучком в однородной замагниченной теплой плазме // Письма в ЖТФ 1991 Т 17, N 16 С 26–30

17 *Гинзбург Н. С, Зотова И В, Сергеев А С*. Теория излучательной релаксации ленточного релятивистского электронного пучка в однородной замагниченной плазме // Физика плазмы 1991 Т 17, N 16 С 706–714

18 *Ginzburg N S, Zotova I V, Sergeev A S*. Langmuir wave excitation by a ribbon relativistic electron beam in a homogeneous magnetized plasma // Phys Lett (To be published)

19 *Tang C M, Sprangle P* Three-dimensional theory of free-electron laser amplifier // Phys Quant Electron Free-electron generators of coherent radiation 1982, V 9, P 627–651

20 *Sharlemann E T, Sessler A. M, Wurtele J. S* Optical guiding in a free-electron laser // Phys Rev. Lett 1985 V 54, N 17. P 1925–1929

21 *Moore G T* High gain small signal modes of the free-electron laser // Opt Comm. 1985 V 52, N 1 P 46–52

22 *Кондратенко А М, Салдин Е. Л.* Генерация когерентного излучения пучком релятивистских электронов в ондуляторе // ДАН СССР 1979 Т 249, С 843–847.

23 *Гинзбург Н С, Ковалев Н Ф* Канализация излучения ленточным релятивистским электронным пучком в ЛСЭ с плоским ондулятором // Письма в ЖТФ 1987 Т 13 N 5, С 234–237

24 *Гинзбург Н С, Сергеев А. С* Линейная теория эффекта канализации излучения ленточным релятивистским электронным пучком в лазере на свободных электронах // ЖТФ 1989. Т. 59, N 3. С 126–134

25 *Гинзбург Н. С, Горшкова М А, Шаткус А Д* К линейной теории эффекта канализации излучения тонкостенными электронными пучками

// Изв вузов Радиофизика. 1990 Т 33, N 7 С 854–867.

26 *Shathkus A. D.* Linear theory of optical guiding in a free electron laser with an annular electron beam // Nucl Instr Meth 1991. V. A304 P 583–586

27 *Fruchtman A.* Optical guiding in a sheet-beam free electron laser

// Phys Rev A 1988 V 37, N 8 P 2989–2999

28 *Гинзбург Н. С., Сергеев А. С.* Коллективное индуцированное излучение пространственно-ограниченных ансамблей электронов-осцилляторов

// ЖТФ 1990 Т. 61, N 8 С 40–52

29 *Гинзбург Н. С.* Канализации электромагнитного излучения поливинтовыми электронными пучками в релятивистских мазерах на циклотронном резонансе // Физика плазмы 1989 Т 15, N 11 С 1274–1282

30 *Палоч И., Олинер А.* Самосогласованная теория излучения Черенкова и Смита-Парсела // Квазиоптика М Мир, 1966 С 167.

31 *Алексахин Ю. И., Беляев А. П., Перельштейн Э. А.* Продольная неустойчивость электронного пучка в канале в магнитодиэлектрике // Изв вузов Радиофизика 1977. Т. 20, N 4 С 592–597

32 *Карбушев Н. И., Шлапаковский А. С.* К теории вынужденного черенковского излучения электронных пучков в диэлектрической среде // ЖТФ 1990. Т. 60, N 10. С 129–132

33. *Гинзбург Н. С., Ковалев Н. Ф., Сергеев А. С.* Индуцированное черенковское излучение ленточных релятивистских электронных пучков в однородной диэлектрической среде // Письма в ЖТФ 1990. Т 16, N 18 С 33–39

34 *Yasumoto K, Tanaka T.* Radiative leakage of space-charge waves of a modulated thin-sheet electron beam, propagating parallel to a reflection grating // J. Appl Phys. 1987. V. 62, N 9 P. 3543–3549

35 *Гинзбург Н. С., Ковалев Н. Ф., Петелин М. И.* Канализация электромагнитных волн и эффекты сверхизлучения в неравновесных электронных ансамблях // Релятивистская высокочастотная электроника. Вып 6 / Под ред. А В Гапонова-Грехова; ИПФ АН СССР Горький, 1990 С 7–81.

36. *Корн Г., Корн Т.* Справочник по математиматике // М. Наука, 1978

УДК 621 385 6

Абубакиров Э Б , Ковалев Н. Ф **Циклотронные эффекты в релятивистских СВЧ-приборах черенковского типа // Релятивистская высокочастотная электроника Сб науч тр Вып 7 / ИПФ РАН Н. Новгород, 1993 С 7**

Рассмотрены особенности работы релятивистских СВЧ-приборов, основанных на использовании черенковского индуцированного излучения электронов, в условиях конечной величины статического (квазистатического) магнитного поля, фокусирующего сильнооточный электронный пучок. Возбуждаемые при этом в пучке циклотронные волны могут заметно изменить режим работы черенковских генераторов и усилителей, в особенности при резонансном характере циклотронного взаимодействия. Анализируются возможности использования циклотронных эффектов в черенковских приборах для управления характеристиками СВЧ-излучения, в том числе для обеспечения когерентности выходного излучения при использовании пространственно-развитых электродинамических систем

Ил 10, список лит 13 назв

УДК 538 566

Братман В Л , Гинзбург Н С , Савилов А. В **Режим захвата и адиабатического торможения частиц в релятивистских МЦР с профилированным магнитостатическим полем // Релятивистская высокочастотная электроника Сб науч тр Вып 7 / ИПФ РАН Н. Новгород, 1993 С 22**

Исследованы релятивистские МЦР (и, в частности, МЦАР) в режиме захвата частиц синхронной волной (режим обращенного ускорителя). Описаны факторы, ограничивающие КПД: неполный начальный захват и дезахват частиц в процессе торможения, обусловленный раскачкой осцилляций частиц из-за уменьшения их эффективной массы и глубины потенциальной ямы, обеспечивающей эти осцилляции. Показано, что при использовании режима захвата КПД МЦАР достигает 50% от максимального одночастичного КПД в генераторном режиме и 70% — в усилительном, особенности группировки частиц позволяют значительно снизить чувствительность МЦАР в режиме захвата (по сравнению с обычным МЦАР) к разбросу частиц по начальным скоростям

Ил 9, табл. 1, список лит 19 назв

УДК 538 566

Салдин Е Л , Шнейдмиллер Е А , Юрков М В. **Моделирование нелинейного режима работы ЛСЭ-усилителя с круглым пучком // Релятивистская высокочастотная электроника Сб науч тр Вып. 7 / ИПФ РАН Н Новгород, 1993 С 40**

Предложен алгоритм моделирования нелинейного режима работы ЛСЭ-усилителя с круглым электронным пучком. Алгоритм базируется на представлении полей излучения в форме запаздывающих потенциалов и описании движения частиц с помощью канонических уравнений движения в переменных "энергия—фаза". Учитываются энергетический разброс электронов в пучке, поле пространственного заряда, влияние эффектов дифракции. Все результаты представлены в нормализованном виде с использованием методов подобия

Аннотируется программа FS2RN расчета нелинейного режима усиления из разработанного авторами пакета программ FS2R для расчета ЛСЭ-усилителей с круглым пучком. Программа позволяет проводить расчет характеристик ЛСЭ-усилителя с круглым пучком, имеющим произвольный профиль распределения плотности тока, и расчет режимов при вариации параметров с высоким КПД

Ил 15, список лит 21 назв

Каминский А А, Каминский А К., Рубин С. Б., Саранцев В. П., Сергеев А. П., Коцаренко Н Я., Силивра А. А. Исследование ЛСЭ с сильной спиральной накачкой и обратным ведущим полем // Релятивистская высокочастотная электроника: Сб науч тр Вып. 7 / ИПФ РАН Н. Новгород, 1993 С. 60

Обсуждаются результаты ряда выполненных в ОИЯИ и КГУ экспериментальных и теоретических работ по созданию ЛСЭ-генераторов и усилителей миллиметрового диапазона со спиральным ондулятором, с прямым и обратным ведущим полем В экспериментах на ускорителе ЛИУ-3000 с энергией электронов 1–1,5 МэВ, током пучка 150–250 А и яркостью $4 \cdot 10^4 \text{ А см}^{-2} \text{ рад}^{-2}$ достигнута эффективность ЛСЭ-генератора и усилителя без профилирования 5%, усилителя с профилированием поля вигглера – 20%

Приведены экспериментальные и теоретические результаты по транспортировке пучка и генерации излучения для случая, когда пучок инжектируется в область взаимодействия со смещением относительно оси системы. Анализируется динамика пучка в области циклотронного резонанса при обратном ведущем поле

Ил. 16, список лит. 25 назв

Павловский А. И., Босамыкин В С, Селемир В Д., Гордеев В С., Дубинов А Е., Иванов В. В., Клементьев А П., Корнилов В Г., Ватрунин В. Е., Жданов В С, Коновалов И В, Приходько И Г, Суворов В. Г, Шибалко К В Линейные индукционные ускорители для СВЧ-генераторов // Релятивистская высокочастотная электроника: Сб науч. тр Вып 7 /ИПФ РАН. Н. Новгород, 1993 С 81

Рассмотрены возможности и перспективы использования для релятивистской высокочастотной электроники линейных индукционных ускорителей (ЛИУ) Особое внимание уделено ЛИУ с индукторами на линиях с распределенными параметрами, позволяющих сочетать возможность изменения энергии ускорения и сильноточность ускоряемых пучков. Описана конструкция и приведены результаты экспериментальных испытаний ускорителей указанного типа. Представлены также эксперименты по генерации мощного СВЧ-излучения с помощью электронных пучков, формируемых ЛИУ с индукторами на радиальных линиях

Ил 26, список лит. 27 назв

Файнберг Я. Б, Березин А К, Балакирев В. А, Блюх Ю. П, Киселев В. А., Мухин В В, Онищенко И Н., Сотников Г. В. Ускорение заряженных частиц волнами плотности заряда в плазме // Релятивистская высокочастотная электроника Сб науч тр Вып 7 /ИПФ РАН Н Новгород, 1993 С 104

Дан обзор состояния теоретических и экспериментальных исследований возбуждения кильватерных полей в плазме сгустком релятивистских электронов и их последовательностью, коротким импульсом лазерного излучения и на биении двух лазерных лучей с целью ускорения заряженных частиц до ТэВ-энергий с темпом ускорения 10^7 В/см и выше. Обсуждаются предложения по дальнейшему развитию исследований у нас в стране и за рубежом. Рассмотрена возможность использования нелинейного взаимодействия сгустков с плазмой для фокусировки пучков на конечной стадии в суперколлайдерах (плазменная линза)

Ил 9, табл 1, список лит 71 назв

Гинзбург Н С, Карбушев Н И, Шаткус А Д Теория излучательной релаксации поперечно-ограниченных релятивистских электронных пучков в плазме // Релятивистская высокочастотная электроника. Сб науч тр Вып 7 / ИПФ РАН Н Новгород, 1993 С 143

Приводится обзор результатов работ, посвященных излучению пространственно-ограниченных электронных потоков в плазме, находящейся в свободном пространстве. Показано, что при определенных условиях могут проявляться эффекты "самоорганизации" излучения, такие, как поперечная канализация волнового поля электронными потоками на начальной линейной стадии взаимодействия и автоматическое поддержание синхронизма электронов с полем излучения за счет изменения угла распространения волны на нелинейной стадии. В результате этого эффективность трансформации энергии релятивистского электронного пучка в энергию плазменных колебаний может достигать 90%, и существенно превышать значения, реализующиеся в традиционных схемах, в которых структура поля задается внешними электродинамическими трактами

Ил 3, список лит. 36 назв.

RELATIVISTIC HIGH-FREQUENCY ELECTRONICS

Issue 7

(Ed A V Gaponov-Grekhov)

A B S T R A C T S

Abubakirov E B, Kovalev N F. Cyclotron effects in relativistic cherenkov microwave devices.

The peculiarities of the operation of relativistic microwave devices based on the use of Cherenkov induced electron radiation are considered under the conditions of the finite value of a static (quasistatic) magnetic field focusing a high-current electron beam. The cyclotron waves excited in the beam may essentially change the regime of the operation of Cherenkov oscillators and amplifiers in particular when the cyclotron interaction is of a resonance character. The way of using cyclotron effects in Cherenkov devices for monitoring the characteristics of microwave radiation and for providing the coherence of the output radiation of spatially-developed electrodynamic systems are analyzed

Bratman V L, Ginzburg N S., Savilov A. V Regime of trapping and adiabatic deceleration of particles in relativistic CRM with a tapered magnetic field.

Physical principles of relativistic CRM (in particular CARM) operating under the condition of particle trapping by a synchronous wave (inverse accelerator regime) are considered. Factors limiting the efficiency, i.e. partial initial trapping and de-trapping of electrons during the deceleration process, resulting from the swinging of electron oscillations due to the decrease of the effective mass and from the decrease of the depth providing these oscillations of a potential well, are investigated. It is shown that the use of the trapping regime allows to get the efficiency 50% in the regime of oscillator and 70% in the regime of amplifier. It is also shown that the peculiarities of the bunching in the regime of trapping allows to decrease considerably the sensitivity to the initial velocities spread of particles

Saldin E. L, Sheidmiller E. A Modeling of the nonlinear regime of operation of a fel-amplifier with a circular beam.

An algorithm of modeling a nonlinear regime of the operation of a FEL-amplifier with a circular electron beam is proposed. The algorithm is based on presenting a radiation field in the form of retarded potentials and on describing the particle motion by canonical equations of motion in the energy/phase variables. The energy spread of electrons in the beam, the field of space charge and the effect of diffraction are taken into account. The results are presented in a normalized form with the use of similarity methods

The FS2RN code for calculating the nonlinear regime of amplification from the FS2R packet of programs developed by the authors for calculating FEL-amplifiers with a circular beam is summarized. The program enables to calculate the characteristics of a FEL-amplifier with a circular beam which has an arbitrary profile of the current

density distribution and to calculate regimes at the variation of parameters with high efficiency.

Kaminsky A. A., Kaminsky A. K., Rubin S. B., Sarantsev V. P., Sergeev A. P., Kotsarenko N. Ya., Silivra A. A. Study of FEL with strong helical pumping and reverse guiding field.

The results of theoretical and experimental investigations on the operation of FEL generators and amplifiers of the millimeter wavelength range with a helical wiggler in the forward and backward guide field are presented. The electron beam formed by linear inductive accelerator LIU-3000 had the following parameters: the electron energy - 1-1.5 MeV, pulse beam current 150-200 A and brightness - $4 \cdot 10^8$ A cm rad. The achieved saturation efficiency was equal to 5%. To increase the efficiency, the tapering of the wiggler was performed. As a result, efficiency equaled to 20% was achieved.

The beam injection and transporting in FEL including the case of the non-axial injection were considered in details. The beam dynamics near the cyclotron resonance region with the backward guide field was also discussed in this paper.

Pavlovsky A. I., Bosamykin V. S., Selemir V. D., Gordeev V. S., Dubinov A. E., Ivanov V. V., Klement'ev A. P., Kornilov V. G., Vatrutin V. E., Zhdanov V. S., Kononov I. V., Prikhod'ko I. G., Suvorov V. G., Shibaiko K. V. Linear induction accelerators for microwave oscillators.

The ways and prospects of using linear induction accelerators (LIA) in relativistic HF electronics are considered. Particular attention is paid to LIA with inductors based on lines with distributed parameter permitting to combine the possibility to change the acceleration energy and the high-current of accelerated beams. The design of accelerators of the mentioned type is described and the results of their experimental study are given. The experiments on the generation of powerful microwave radiation with the aid of electron beams by LIA with inductors on radial lines are presented.

Fainberg Ya. B., Berezin A. K., Balakirev V. A., Bliokh Yu. P., Kiselev V. A., Mukhin V. V., Onishenko I. N., Sotnikov G. V. Charged particle acceleration by charged density waves in a plasma.

The review is given of theoretical and experimental investigations of wake-field excitation in a plasma by a relativistic electron bunch or a sequence of several bunches, by a short laser pulse and the beat waves of two laser beams in order to accelerate charged particles up to TeV energy with an accelerating rate of 10 V/cm and higher. The proposals on further development of investigation in this country and abroad. The possibility of using the nonlinear bunch-plasma interaction for beam focusing at the final stage in supercollider (plasma lens) is considered.

Ginzburg N. S., Karbushev N. I., Shatkus A. D. Theory of radiative relaxation of transversely-bounded relativistic beams in plasma.

The study of spatially-bounded electron beams in plasma which is in free space is reviewed. It is shown that under certain condition the effects of the radiation "self-arrangement" can appear, such as transverse canalization of the wave field by electron flows at the initial linear stage of interaction and automatic maintenance of electron synchronism with the radiation field due to variation of the wave propagation angle at the nonlinear stage. As a result the transformation efficiency of the relativistic electron beam energy to the plasma oscillation energy can achieve 90% and essentially exceed the values realized in the traditional layouts, in which the field structure is determined by external electrodynamic systems.