

01:10

©1994 г.

ПОДАВЛЕНИЕ ПОПЕРЕЧНОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ В ОДНОРОДНОЙ ЗАМЕДЛЯЮЩЕЙ СТРУКТУРЕ ЛУЭ

Н. И. Айзацкий, А. Н. Опанасенко

Исследуется зависимость динамики поперечной неустойчивости интенсивного релятивистского пучка электронов от дисперсии и степени согласования ускоряющей структуры на частоте синхронной с пучком EH_{11} -волны. Получены зависимости критического тока от параметра a/b круглого диафрагмированного волновода и коэффициента отражения аксиально-несимметричных волн от торцов секции. Показано, что для структур с положительной дисперсией резонансных аксиально-несимметричных колебаний при уменьшении коэффициента отражения критический ток возрастает на несколько порядков. С точки зрения подавления поперечной неустойчивости анализируются два метода изменения дисперсии EH_{11} -волн: путем увеличения коэффициента нагружения a/λ и путем нанесения тонких радиальных разрезов на диафрагмы.

Введение

Для создания генераторов коротковолнового электромагнитного излучения необходимы интенсивные релятивистские потоки заряженных частиц с прецизионными параметрами. В качестве одних из наиболее перспективных источников таких частиц рассматриваются линейные резонансные ускорители электронов (ЛУЭ) [1]. Если существующие ЛУЭ обеспечивают возможность ускорения пучков с импульсными токами I порядка единиц ампер (пиковые значения I_p при этом не превосходят несколько сот ампер), то для создания нового поколения мощных генераторов значения импульсных токов ускоренных пучков должны достигать величин $I \simeq 50-100$ А ($I_p \simeq 1$ кА) [2].

Разработка ЛУЭ, позволяющих ускорять пучки с указанными выше токами, требует детального исследования способов подавления поперечной неустойчивости, возникающей при взаимодействии потока частиц с аксиально-несимметричными колебаниями замедляющей структуры. С увеличением тока пучка применение таких традиционных методов подавления неустойчивости, как секционирование структур [3] или использование секций с переменной геометрией [4], становится проблематичным, поскольку длина ускоряющих структур оказывается сравнимой с характерным размером неоднородности. В связи с

этим важное значение приобретает развитие способов подавления поперечной неустойчивости, основанных на идее понижения добротности аксиально-несимметричных колебаний путем вывода их энергии из области взаимодействия.

В настоящее время предложено осуществлять такой вывод из всего объема замедляющей [5] и из ее локальной области (торца секции) [6]. То обстоятельство, что применение последнего не требует создания принципиально новых ускоряющих структур, дает нам основание для более подробного исследования возможности использования этого метода.

Развитие поперечной неустойчивости потока заряженных частиц в одиночной секции обусловлено самовозбуждением замедляющей структуры на частотах аксиально-несимметричных колебаний вследствие существования обратной связи в системе пучок-волна. В случае длинногоимпульсного пучка $t_b \gg 2t_g$, где t_b — длительность импульса тока, t_g — время пробега энергии отклоняющей волны через структуру, в системе может реализовываться как внешняя обратная связь из-за наличия отражений от торцов структуры (обычно трансформаторы типа волны не согласованы в диапазоне частот аксиально-несимметричных колебаний), так и внутренняя [7]. Внутренняя обратная связь возникает лишь в том случае, если групповая скорость синхронных аксиально-симметричных волн отрицательна ($v_g < 0$), что характерно для ускоряющих структур многих действующих ЛУЭ.

Поэтому можно ожидать, что использование структур с $v_g > 0$ при уменьшении отражений от торцов за счет применения селективной нагрузки “паразитных” колебаний позволит существенно ослабить развитие поперечной неустойчивости.

В данной работе изложены результаты численных исследований динамики развития поперечной неустойчивости пучка в однородных ускоряющих структурах, отличающихся дисперсией аксиально-несимметричных волн, поток энергии которых выводится из области взаимодействия через торец секции в специальную нагрузку.

Исходные уравнения

Численный анализ динамики развития поперечной неустойчивости был выполнен на основе нестационарной модели взаимодействия релятивистского электронного пучка с полем дефокусирующей EH_{11} -волны [8–10]. Уравнения движения частиц и возбуждаемого ими отклоняющего поля в безразмерных переменных имеют следующий вид:

$$\frac{\partial}{\partial \zeta} \frac{\gamma(\tau, \zeta)}{\gamma_0} \frac{\partial}{\partial \zeta} X(\tau, \zeta) = -\frac{i}{2} A(\tau + \theta \zeta, \zeta), \quad (1)$$

$$\left[\frac{\beta_g}{\theta} \frac{\partial}{\partial \zeta} + \frac{1}{2Q} + \frac{\partial}{\partial \tau} \right] A(\tau, \zeta) = -\sigma X(\tau - \theta \zeta, \zeta), \quad (2)$$

где $\tau = \omega t$, $\zeta = z/L$ — безразмерные координаты времени и длины;

$$A(\tau, \zeta) = \frac{C(t, z)}{mc^2 \gamma_0 a} eL^2 E_{\perp \text{экр}}$$

— безразмерная комплексная амплитуда волны;

$$X(\tau, \zeta) = \frac{X_\omega(t, z)}{a}$$

— безразмерная амплитуда поперечной модуляции пучка на частоте ω синхронной с пучком EH_{11} -волны; $\theta = (\omega L)/c$ и $\beta_g = v_g/c$ — набег фазы волны на длине структуры и безразмерная групповая скорость соответственно; Q — добротность структуры на частоте аксиально-несимметричного колебания;

$$\sigma = -\theta^2 \frac{eI}{8\pi^2 mc^2 \gamma_0} \frac{|E_{\perp \text{эКВ}} \lambda|^2}{P} \beta_g$$

— коэффициент связи пучка с полем EH_{11} -волны; $\gamma(\tau, \zeta)$ — релятивистский фактор.

Размерные величины, используемые выше, имеют следующий смысл: t, z — эйлеровы время и продольная координата; $C(t, z)E_{\perp \text{эКВ}}$ — комплексная амплитуда поперечной составляющей силы Лоренца; $e, mc^2 \gamma_0$ — заряд и энергия инжекции электрона; c — скорость света; I — импульсный ток пучка; L — длина секции; a — радиус пролетного канала; v_g и $\frac{|E_{\perp \text{эКВ}} \lambda|^2}{P} c$ — групповая скорость и показатель поперечного взаимодействия EH_{11} -волны [8] соответственно; $X_\omega(t, z)$ — амплитуда поперечной модуляции пучка на частоте ω ; $\lambda = (2\pi c)/\omega$ — длина дефокусирующей волны.

Систему уравнений (1), (2) дополним следующими граничными и начальными условиями:

$$X(\tau, 0) = X_0(\tau), \quad \frac{\partial}{\partial \zeta} X(\tau, 0) = 0;$$

$$A(\tau, 1) = R \exp\left(2i\theta + \frac{\theta}{2Q\beta_g}\right) A(\tau - \tau_g, 0), \quad \text{если } \beta_g < 0;$$

$$A(\tau, 0) = R \exp\left(2i\theta - \frac{\theta}{2Q\beta_g}\right) A(\tau - \tau_g, 1), \quad \text{если } \beta_g > 0;$$

$$A(0, \zeta) = 0, \quad (3)$$

где $R = R_{\text{вх}} R_{\text{вых}}$ — коэффициент обратной связи, $R_{\text{вх(вых)}}$ — коэффициент отражения несимметричной волны от входного (выходного) торца структуры.

Взаимодействие с несинхронной обратной волной не учитывалось.

Результаты численного анализа

В качестве ускоряющих структур рассмотрены круглые диафрагмированные волноводы (КДВ) [11] с $\pi/2$ -типом колебания, отличающиеся отношением радиуса пролетного канала (a) к радиусу волновода (b) в следующем диапазоне: $0.35 \leq a/b \leq 0.50$.

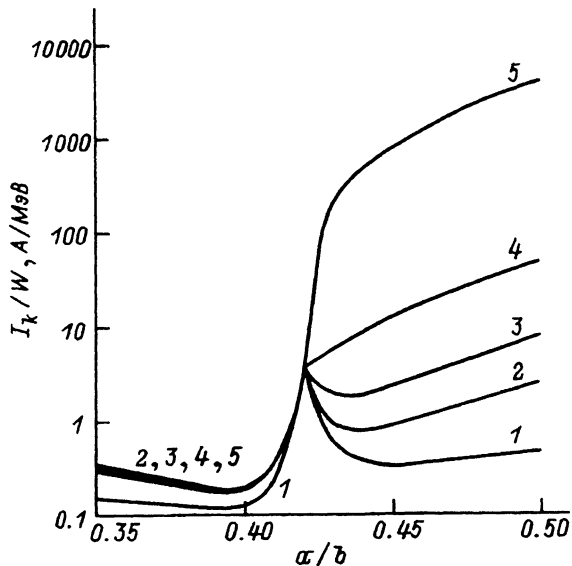


Рис. 1. Зависимость отношения критического тока к энергии от параметра a/b .

Необходимо отметить, что при переходе от структур с $a/b < 0.42$ к структурам с $a/b > 0.42$ наряду с инверсией знака групповой скорости наблюдается уменьшение связи пучка с полем [8,11]. Это дает основание ожидать дополнительного ослабления поперечной неустойчивости пучка в таких структурах.

Для определения амплитуды модуляции пучка (так называемого “шумового фактора”) на входе структуры в требуемом спектральном интервале мы просчитали ряд тестовых задач, соответствующих условиям ранее проведенных экспериментов [12]. Было установлено, что для амплитуды $X_0(\tau) = 10^{-9}$ рассчитанные значения критических токов хорошо согласуются с измеренными экспериментально.

На рис. 1 представлены зависимости отношения критического тока (I_k — ток, при котором поперечное отклонение пучка равно величине пролетного канала) к начальной энергии частиц (W) от параметра a/b . Расчеты проведены для КДВ длиной $L = 60$ см, на которой при $a/b = 0.35$ достигается максимальная передача мощности СВЧ источника $P = 16$ МВт пучку с током $I = 5$ А. Длительность импульса тока $t_b = 10$ мкс. Предполагается, что на торце ускоряющей секции установлена селективная нагрузка, частично поглощающая дефокусирующие волны. При моделировании приращение энергии частиц не учитывалось ($W = \text{const}$), поскольку для токов $I > 5$ А максимальной набор энергии в нашем случае не превышает нескольких МэВ. Кривые 1–5 на рис. 1 соответствуют следующим коэффициентам обратной связи: $R = 1, 0.5, 0.2, 0.02, 0$. Из зависимости I_k/W (рис. 1) следует, что в области положительных групповых скоростей ($a/b > 0.42$) и малых коэффициентов обратной связи ($R < 0.2$) величины критических токов значительно превосходят (на несколько порядков) соответствующие значения, достигаемые в структурах с отрицательной дисперсией EH_{11} -волны ($a/b < 0.42$). Так, использование специальной нагрузки для КДВ с $a/b = 0.35$ позволяет увеличить критический ток в 2 раза,

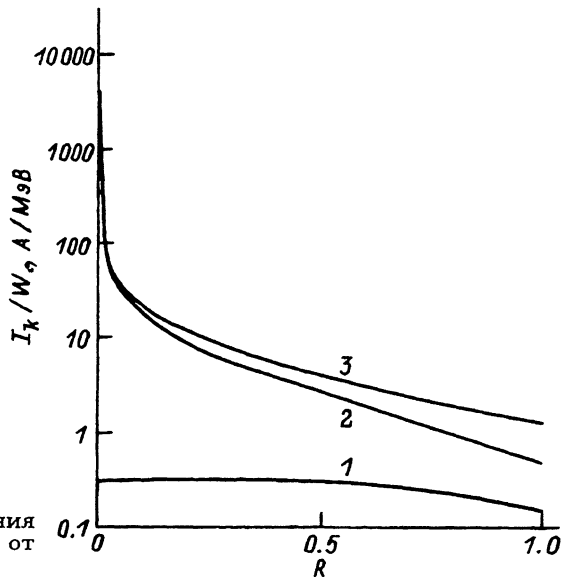


Рис. 2. Зависимость отношения критического тока к энергии от коэффициента отражения.

в то время как при $a/b = 0.5$ в “идеальных” условиях ($R = 0$) увеличение составит $2.4 \cdot 10^4$. Реально вследствие невозможности полного согласования I_k можно поднять на 2–3 порядка.

Как известно [13,14], нанесение радиальных разрезов на диафрагмы КДВ наряду с уменьшением добротности аксиально-несимметричных колебаний приводит к изменению их дисперсии, что дает возможность получать структуры с положительной групповой скоростью EH_{11} -волны, не увеличивая коэффициента нагружения. Сделаем оценки величин критических токов, достигаемых в таких структурах, на примере КДВ с $a/b = 0.35$, на диафрагмы которого нанесены радиальные разрезы, обеспечивающие дисперсионные характеристики EH_{11} -моды, эквивалентные характеристикам волновода с $a/b = 0.50$ и добротностью $Q_p = 0.175Q$, ($Q = 9889$ — добротность EH_{11} -моды секции с $a/b = 0.50$). На рис. 2 представлена зависимость отношения критического тока к энергии частиц от коэффициента обратной связи для секции длиной $L = 60$ см и следующими параметрами: $a/b = 0.35, 0.5$ без радиальных разрезов диафрагм (кривые 1, 2); $a/b = 0.35$ с радиальными разрезами диафрагм (кривая 3). Слабая зависимость критического тока от R для КДВ с $a/b = 0.35$ (кривая 1) говорит о том, что в основном энергообмен пучка с полем EH_{11} -волны осуществляется через канал внутренней обратной связи ($v_g < 0$). Этот канал обратной связи устраняется нанесением на диафрагмы таких радиальных разрезов, что v_g становится больше нуля, при этом значительное снижение добротности колебаний практически не влияет на величину критического тока, достигаемого в структуре заданной длины (рис. 2, кривые 2, 3).

Для выбора геометрических размеров замедляющей структуры сильноточного ускорителя важное значение имеет зависимость критического тока от длины области взаимодействия. На рис. 3 представлены семейства зависимостей параметра $I_k L^2 / W$ от длины секции, по

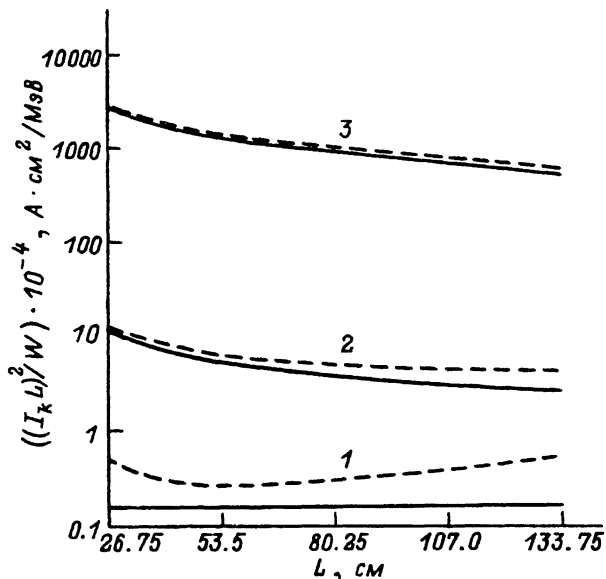


Рис. 3. Зависимость величины $I_k L^2 / W$ от длины структуры.

которой можно оценить величины критических токов. Расчеты сделаны для следующих коэффициентов обратной связи: $R = 1$ (кривые 1), 0.1 (кривые 2), 0 (кривые 3). В качестве ускоряющих структур рассмотрены КДВ с $a/b = 0.50$ и добротностями $Q = 9889$ (сплошная линия), $Q_p = 0.175Q$ (штриховая линия), что соответствует КДВ с $a/b = 0.35$, на диафрагмы которого нанесены радиальные разрезы. Зависимости, представленные кривыми 2, 3, показывают, что значительное изменение добротности, связанной с поглощением EH_{11} -колебания в стенках структуры, практически не влияет на величину критического тока, достигаемого в ускоряющих секциях рассмотренной области длин, поскольку нагруженная добротность при $R \leq 0.1$ в основном определяется радиационными потерями через торцы. Зависимость I_k от длины структуры L можно приблизительно аппроксимировать функцией следующего вида: $I_k = \text{const}/L^n$, где n изменяется от 2 до 3 при уменьшении коэффициента обратной связи от 1 до 0.

Заключение

Таким образом, проведенные нами теоретические исследования способа подавления поперечной неустойчивости за счет вывода энергии возбуждаемых пучком "паразитных" колебаний показывают возможность существенного повышения его эффективности при использовании однородных замедляющих структур с положительной групповой скоростью аксиально-несимметричных волн. Нанесение радиальных разрезов можно использовать в качестве способа достижения положительной дисперсии синхронных с пучком EH_{11} -волн.

Список литературы

- [1] Penner S. // Proc. 1987 IEEE Particle Accelerator Conf. New York, 1987. Vol. 2. P. 183-188.
- [2] Price D., Frazier G., Hiller R. // Proc. 1989 IEEE Particle Asselerator Conf. New York, 1989. Vol. 2. P. 941-943.
- [3] Буллер Е.З., Вишняков В.А., Довбня А.Н. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Техника физического эксперимента. Харьков, 1988. Вып. 1(36). С. 3-7.
- [4] Loew G.A., Helm R.H., Hogg H.A. et al. // Tr. VII Международной конф. по ускорителям заряженных частиц высоких энергий. Ереван, Изд-во АН СССР, 1970. Т. 2. С. 229-252.
- [5] Deruyter H., Hong H.A., Lizin A.N. et al. // Proc. 1989 IEEE Particle Accelerator Conf. New York, 1989. Vol. 1. P. 156-158.
- [6] Vetter A.M., Adamski J.L., Gallagher W.J. // Proc. 1987 IEEE Particle Accelerator Conf. New York, 1987. Vol. 2. P. 1019-1021.
- [7] Электроника ламп с обратной волной / Под ред. В.Шевчика, Д.И.Трубецкова. Саратов, 1975.
- [8] Бурштейн Э.Л., Воскресенский Г.В. Линейные ускорители электронов с интенсивными пучками. М.: Атомиздат, 1970. 192 с.
- [9] Айзацкий Н.И. // ЖТФ. 1987. Т. 57. Вып. 8. С. 1532-1537.
- [10] Смирнов А.В. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Техника физического эксперимента. Харьков, 1988. Вып. 1(36). С. 42-44.
- [11] Вальднер О.А., Собенин Н.П., Зверев Б.В., Шедрин И.С. Справочник по диафрагмированным волноводам. М.: Атомиздат, 1970. 376 с.
- [12] Вишняков В.А., Островский Е.К. // Линейные ускорители. Харьков. № 260/ВЭ-059. С. 73-79.
- [13] Аверьянов В.Н., Подшивалов В.Н. // Ускорители. М.: Атомиздат, 1969. Вып. 11. С. 142-145.
- [14] Крамской Г.Д., Зыков А.И., Гришаев И.А., Колот Э.М. // ЖТФ. 1971. Т. 41. Вып. 3. С. 567-571.

Харьковский физико-технический институт

Поступило в Редакцию
8 апреля 1992 г.