

01;09;10

©1995 г.

УМЕНЬШЕНИЕ ПОЛЕЙ ИЗЛУЧЕНИЯ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ПЕРИОДИЧЕСКИХ СТРУКТУРАХ

Н.И. Айзацкий

Харьковский физико-технический институт,
310108, Харьков, Украина
(Поступило в Редакцию 26 ноября 1993 г.)

Рассмотрен вопрос об уменьшении полей излучения заряженных частиц в периодических структурах, используемых для ускорения короткоимпульсных пучков электронов, без изменения рабочей частоты. Приведенные в работе результаты исследований зависимости отношения полей излучения заряженных частиц и создаваемых внешним источником от геометрических характеристик периодических волноводов показывают, что при сохранении рабочей частоты можно уменьшить относительные потери на излучение как в основной полосе пропускания структуры, так и в широком частотном интервале путем увеличения расстояний между электродинамическими неоднородностями и их удаления от оси пучка.

Излучение электромагнитных волн заряженными частицами в замедляющих периодических структурах, используемых для ускорения, связано с наличием в последних неоднородностей (дисков, штырей и т.д.). Вследствие этого наиболее радикальным способом уменьшения потерь на излучение является сокращение числа элементов, вызывающих перестройку кулоновских полей частиц, или удаление неоднородностей от оси пучка. Однако при этом будут изменяться и условия для распространения волны, возбуждаемой сторонним генератором, в частности, может уменьшаться темп ускорения. Поэтому эффективность методов уменьшения полей излучения необходимо оценивать по отношению к изменению характеристик ускоряющей волны.

Например, одним из широко распространенных методов уменьшения потерь энергии являются увеличение геометрических размеров структур, и, как следствие, снижение рабочей частоты ускорителя. Для геометрически подобных структур величина амплитуды ускоряющего поля в некотором сечении при фиксированном значении полного потока СВЧ мощности прямо пропорционально зависит от рабочей частоты $E_a \propto f_0$, в то время как поля излучения для геометрически подобных ступков изменяются по закону $E_r \propto f_0^2$. При уменьшении рабочей частоты в n раз отношение потерь энергии к приобретаемой также уменьшается на такую же величину. Отметим, что такой вывод

справедлив для геометрически подобных сгустков. Если же при увеличении размеров структуры продольная длина сгустка должна остаться неизменной, то приведенный закон изменения полей излучения не выполняется. Это определяется следующим обстоятельством. Периодическая структура характеризуется бесконечным набором собственных волн. Точечная заряженная частица, движущаяся с постоянной скоростью v_0 , возбуждает в волноводе бесконечный набор собственных волн, частоты ω и волновые вектора h которых удовлетворяют условиям черенковского синхронизма

$$\omega = \left(h + \frac{2\pi}{D} n \right) v_0,$$

где n — номер пространственной гармоники, D — период структуры.

Поле излучения сгустка частиц представляет собой суперпозицию полей излучения элементарных излучателей. Если характерный продольный размер сгустка l , то вследствие эффектов когерентности основной вклад в суммарное поле излучения сгустка оказывают частоты с $f < c/l$. При уменьшении в n раз рабочей частоты f_0 продольные и поперечные размеры подобных ускоряющих структур увеличиваются в такой же пропорции. Это приводит к тому, что число возбуждаемых волн, приходящихся на единицу частотного интервала, также увеличивается. Поскольку суммирование частотных составляющих проводится в частотном интервале, определяемом продольным размером сгустка, то при сохранении значения последнего и уменьшения f_0 величина излучаемого поля уменьшается в меньшее число раз, чем для случая геометрически подобных сгустков.

В ряде случаев способ уменьшения потерь на излучение путем понижения рабочей частоты является нежелательным, поскольку при этом увеличиваются размеры ускорителя, понижается электрическая прочность секций и т.д. Вследствие этого представляет интерес поиск других путей уменьшения электродинамической неоднородности замедляющих структур, используемых для ускорения заряженных частиц.

Нами было предложено уменьшить потери энергии на излучение потоков заряженных частиц при постоянной рабочей частоте путем уменьшения числа неоднородностей, приходящихся на единицу длины замедляющего волновода [1,2]. Для диафрагмированного волновода было показано, что в случае ускорения короткоимпульсных пучков, состоящих из нескольких сгустков ($N > 10$), когда потери энергии определяются возбуждением электромагнитной волны основного типа, увеличение расстояния между диафрагмами приводит к более быстрому уменьшению амплитуды излучаемой волны, чем снижение темпа ускорения. При этом начиная с некоторого значения расстояния между дисками ускоряющей (синхронной с частицами) становится одна из пространственных гармоник электромагнитной волны. Данная закономерность дает возможность при фиксированной мощности внешнего источника увеличить число ускоряемых частиц. Наряду с этим такие структуры обладают рядом других преимуществ: повышенным значением добротности, наличием СВЧ фокусировки [3,4].

Однако при ускорении одиночных сгустков, когда спектр возбуждаемых волн значительно расширяется, возможность уменьшения потерь на излучение за счет более редкого расположения неоднородностей

становится неочевидной. Действительно, как было указано выше, для случая ускорения одиночных сгустков важную роль играют не только значения амплитуд возбуждаемых волн, но и "плотность" их частотных спектров. В связи с этим нами были проведены расчеты характеристик излучения точечных заряженных частиц в диафрагмированных волноводах с различным расстоянием между диафрагмами.

В качестве основного параметра, который выбирался постоянным для рассматриваемых структур, была определена групповая скорость v_g . При постоянном значении v_g , длин секций L и мощности стороннего генератора P требуется одно и то же значение высокочастотной энергии W ($W = P\tau_f$, $\tau_f = L/v_g$) для их заполнения. Известно, что амплитуда ускоряющей волны в фиксированном сечении однородной замедляющей структуры определяется выражением

$$E_a = \sqrt{2R_s P(z)}, \quad (1)$$

где $P(z)$ — мощность электромагнитной волны в рассматриваемом сечении, $R_s = E_s^2(z)/(2P(z))$ — последовательное сопротивление синхронной пространственной гармоники ускоряющей волны.

Продольная компонента поля излучения за движущейся по оси частицей без учета осциллирующих составляющих равна сумме всех возбуждаемых собственных волн волновода [5]

$$E_r = -qc \sum_{n=0}^{\infty} R_n \frac{|\beta_{g,n}|}{|1 - \beta_{g,n}|} \cos(\omega_n(t - z/v_0) - \omega_n t_0), \quad (2)$$

где $\beta_{g,n} = v_{g,n}/c$; $v_{g,n}$ — групповая скорость n -й собственной волны, синхронной с частицей; t_0 — время прохождения частицей сечения, принятого за начало отсчета продольной координаты; q — заряд частицы.

Полное поле излучения в точке с продольной координатой z в момент времени t равно сумме полей излучения индивидуальных излучателей

$$E_r \Sigma = \int_{-\infty}^{t-z/v_0} dt_0 \rho(t_0) E_r(t_0, z, t), \quad (3)$$

где $\rho(t_0)$ — плотность излучателей.

В качестве величины, характеризующей соотношение полей излучения и ускоряющего поля, выберем безразмерную величину, равную отношению поля излучения в диапазоне частот $\omega_n < \omega$ ($0 \leq n \leq N$) в непосредственной близости от точечной частицы ($t - z/v_0 \approx t_0$) с зарядом $q_* = 1$ нКл к амплитуде ускоряющей волны, имеющей в рассматриваемом сечении полный поток мощности $P_* = 1$ МВт,

$$F(\omega) = \frac{q_* c \sum_{n=0}^N R_n \frac{|\beta_{g,n}|}{|1 - \beta_{g,n}|}}{\sqrt{2R_s P_*}}. \quad (4)$$

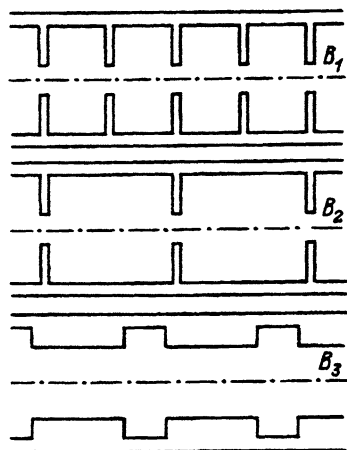


Рис. 1. Типы рассмотренных замедляющих структур.

Поскольку по частоте собственные волны образуют дискретный спектр, то функция $F(\omega)$ является ступенчатой.

Расчеты характеристик собственных волн диафрагмированных волноводов были проведены по программе, разработанной авторами методики [6,7], с учетом 20 собственных колебаний в области между диафрагмами и 101 пространственной гармоники поля в области пролета. Результаты расчетов значений функции $F(\omega)$ для различных геометрий замедляющей структуры (рис. 1) представлены на рис. 2.

Как указывалось выше, значение групповой скорости ускоряющей волны на рабочей частоте ($f_0 = 2797.2$ МГц) выбрано постоянным $\beta_{g,s} \approx 0.01$. Геометрические размеры исследованных волноводов представлены в таблице (a — радиус пролетного отверстия в диафрагме, D — период структуры, t — толщина диафрагмы).

Ускоряющая структура первого типа ($R_s = 2245$ Ом/см², $\alpha = 0.002$ 1/см, $\beta_{g,s} = 0.0101$, $\Theta = 2\pi/3$, $n_s = 0$, α — коэффициент затухания, $\Theta = h_0 * D$ — пространственный набег фазы на основной гармонике, n_s — номер синхронной гармоники) близка к средним характеристикам волновода с постоянным ускоряющим полем, разработанным для

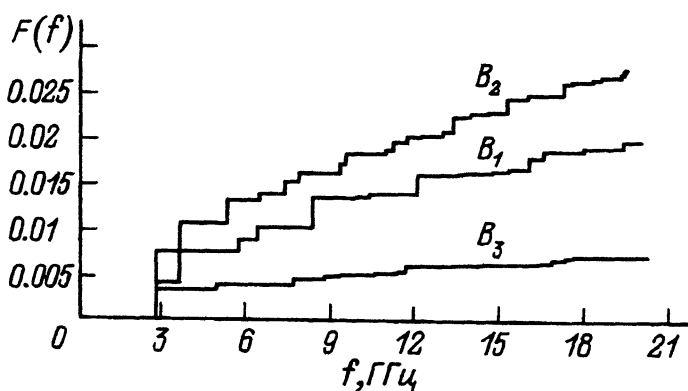


Рис. 2. Зависимость функции F от частоты f .

Тип структуры	a , мм	t , мм	D , мм
B_1	11.8	6	35.73
B_2	11.8	6	71.45
B_3	50	50	71.45

стенфордского линейного ускорителя [8]. Ускоряющая структура второго типа ($R_s = 878 \text{ Ом/см}^2$, $\alpha = 0.0015 \text{ 1/см}$, $\beta_{g,s} = 0.0096$, $\Theta = -2\pi/3$, $n_s = 1$) аналогична структуре, использованной при разработке высоко-точной секции¹ для ускорителя ЛУЭ-300 ХФТИ [1]. Ускорение электронов в таком волноводе осуществляется первой пространственной гармоникой встречной волны. Замедляющие структуры такого типа были названы СТРУМ (структура ускоряющая модернизированная). Структура третьего типа ($R_s = 552 \text{ Ом/см}^2$, $\alpha = 0.0024 \text{ 1/см}$, $\beta_{g,s} = 0.0099$, $\Theta = -2\pi/3$, $n_s = 1$), имеющая нестандартные для класса диафрагмированных волноводов параметры, предложена нами для ускорения интенсивных короткоимпульсных пучков электронов. На ее основе изготовлена ускоряющая секция для ускорителя ЛИК (лазерный инжекторный комплекс) [9].

Как следует из таблицы, в волноводе B_2 диски расположены в два раза реже, чем в волноводе B_1 . Сравнение зависимостей функции $F(\omega)$ для этих двух структур показывает, что величина поля излучения в основной полосе пропускания при увеличении расстояния между дисками уменьшается быстрее, чем амплитуда ускоряющего поля [1,2]. Однако с ростом частоты функция $F(\omega)$ для волновода B_2 растет быстрее, чем для волновода B_1 . Это определяется тем, что вследствие увеличения продольного размера резонаторов, образуемых двумя соседними диафрагмами, уменьшается расстояние по частоте между возбуждаемыми собственными волнами. Вследствие этого структуры такого типа не имеют преимуществ при ускорении одиночных сгустков по сравнению со стандартными диафрагмированными волноводами.

Структура третьего типа, предложенная и изготовленная в ХФТИ, по своему типу близка к волноводу B_2 . Ускорение в ней также осуществляется первой пространственной гармоникой встречной волны. Однако, как следует из рис. 2, в ней значительно уменьшены потери на излучение во всем частотном диапазоне.² Это достигается за счет трех факторов. Во-первых, вследствие увеличения периода структуры число электродинамических неоднородностей, пролетаемых частицей на единице длины, уменьшается в два раза. Во-вторых, вследствие увеличения толщины диафрагмы размеры резонаторов остались практически такими же, как в структуре B_1 . Поэтому "спектральная плотность" собственных волн не изменилась. В-третьих, удаление неоднородностей от оси (увеличение радиуса пролетных отверстий) приве-

¹ К настоящему времени изготовлены две ускоряющие секции такого типа длиной $L \approx 160 \text{ см}$ с групповой скоростью $\beta_g = 0.036$ для работы в режиме рекуперации СВЧ мощности.

² Расчеты выполнены в частотном диапазоне $f < 20 \text{ ГГц}$. Однако, на наш взгляд, отсутствуют физические предпосылки для изменения характера зависимости функции $F(\omega)$ при расширении частотного интервала.

ло к дополнительному уменьшению амплитуд, возбуждаемых частицей волн. Учитывая эти обстоятельства, данная структура была выбрана для изготовления секции, предназначенной для ускорения интенсивного одиночного сгустка ($q \approx 16$ нКл) в ЛИК.

Таким образом, изложенные выше результаты исследований зависимости отношения полей излучения заряженных частиц и создаваемых внешним источником от геометрических характеристик периодических волноводов показывают, что при сохранении рабочей частоты можно уменьшить относительные потери на излучение как в основной полосе пропускания структуры, так и в широком частотном интервале путем увеличения расстояний между электродинамическими неоднородностями и их удаления от оси пучка.

Список литературы

- [1] Айзацкий Н.И., Биллер Е.З., Буляк Е.В. и др. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерно-физические исследования (Теория и эксперимент). 1991. № 3 (21). С. 16–18.
- [2] Айзацкий Н.И., Волобуев В.В. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерно-физические исследования (Теория и эксперимент). 1991. № 3 (21). С. 43–44.
- [3] Мазненко Л.А., Патомов В.И., Степанов К.Н. // ЖТФ. 1965. Т. 35. Вып. 4. С. 618–622.
- [4] Айзацкий Н.И., Буляк Е.В., Курилко В.И. // Тр. 12-го Всесоюз. совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1992. Т. 1. С. 412–415.
- [5] Бурштейн Э.П., Воскресенский Г.В. Линейные ускорители электронов с интенсивными пучками. М.: Атомиздат, 1970.
- [6] Найдено В.И., Гусева Е.В. // РиЭ. 1987. Т. 32. № 8. С. 1735–1757.
- [7] Найдено В.И. // ДАН УССР. Сер. А. Физ.-мат. и техн. науки. 1990. № 9. С. 58–61.
- [8] Loew G.A., Neal R.V. // Linear accelerator / Ed. P.M. Lapostolle. 1970. P. 39–113.
- [9] Айзацкий Н.И., Биллер Е.З., Борискин В.Н. и др. // Аннотации докл. 13-го совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1992. С. 154.