

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ  
СВЧ-ИЗЛУЧЕНИЯ  
РЕЛЯТИВИСТСКОГО ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА  
В СИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ**

*Ю. И. Абрашитов, С. Д. Коровин, К. И. Меклер*

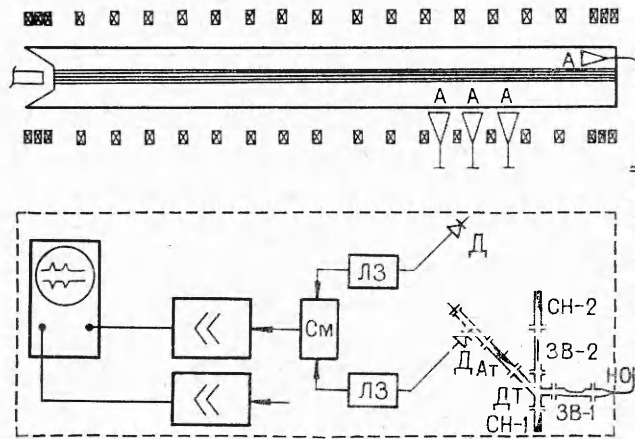
*(Новосибирск)*

Приведены результаты экспериментального исследования СВЧ-излучения сильнооточного релятивистского электронного пучка в продольном магнитном поле. Описана конструкция и даны характеристики полосовых СВЧ-фильтров, применяемых для анализа спектра излучения. Получены спектры излучения при различных значениях магнитного поля. Показано, что исследуемое излучение является циклотронным излучением пучка. Обсуждаются причины большой интенсивности излучения.

Как сообщалось ранее [1—3], при вакуумной транспортировке пучка в магнитном поле было обнаружено достаточно мощное СВЧ-излучение. В данной работе исследован спектр этого излучения. Эксперименты проводились на установке «Инар».

Электронный пучок с энергией 1 МэВ, током 10 кА и диаметром 2,5 см инжектировался в дрейфовую камеру вдоль сильного магнитного поля  $H = 3-12$  кЭ. Длина камеры 230 см, диаметр 11 см, остаточное давление  $10^{-6}$  мм рт. ст. Ток диода достигал 10 кА, однако вследствие электростатического запираания на объемном заряде ток в дрейфовой камере не превышал 3 кА (в нашей геометрии эта величина равна критическому току). В отличие от работ [1, 2] пучок инжектировался в стеклянную камеру, помещенную в однородное магнитное поле, а не в волновод специальной конфигурации.

Анализ спектра СВЧ-излучения осуществлялся с помощью полосовых СВЧ-фильтров. На фиг. 1 представлено схематическое изображение экспериментальной установки, одного СВЧ-канала и регистрирующей аппаратуры. Излучение, принимаемое рупорной антенной (А), поступало на вход фильтра по длинному волноводу через направленный ответвитель (НО), выполняющий роль ступенчатого аттенюатора. Фильтр состоит из двух заградительных волноводов (ЗВ-1 и ЗВ-2), двух согласованных нагрузок (СН) и двойного тройника (ДТ). Первый заградительный волновод пропускает частоты выше  $f_1 = c/2a_1$ , где  $a_1$  — размер широкой стенки волновода. Прошедшая часть спектра поступает на двойной тройник. Здесь сигнал раздваивается, причем половина мощности поглощается СН-1, а другая половина попадает в ЗВ-2, у которого размер широкой стенки  $a_2$  меньше, чем  $a_1$ . Частоты  $f > f_2 = c/a_2$  поглощаются СН-2, а отраженные от ЗВ-2 частоты  $f_1 < f < f_2$  попадают в четвертое плечо двойного тройника и через калиброванный аттенюатор (Ат) поступают на детектор (Д). Размеры заградительных волноводов подбирались таким образом, чтобы полоса пропускания фильтра по половинному значению мощности составляла величину  $\sim 2-4$  ГГц. Частотная характеристика од-

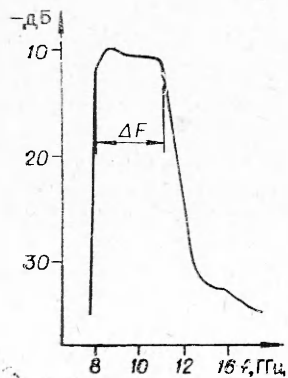


Ф и г. 1

ного из фильтров приведена на фиг. 2. Ослабление в полосе пропускания 10 дБ, боковые частоты имеют подавление 30 дБ. В описываемом эксперименте использовались четыре таких фильтра со следующими диапазонами частот: 8—12; 14,5—17,5; 21—23; 32,5—34,5 ГГц.

Огибающая СВЧ-сигнала поступает на смеситель (См), куда также поступает сигнал с другого СВЧ-тракта, но предварительно прошедший через линию задержки (ЛЗ) ( $\tau \sim 100$  нс). После смесителя сигналы усиливаются и подаются на вход осциллографа. Использование такой системы регистрации позволило на экране двухлучевого осциллографа ДЭСО-1 наблюдать одновременно излучение, принимаемое по четырем СВЧ-каналам.

После каждой серии экспериментов проводились измерения затухания во всех волноводных трактах, а также калибровка чувствительности детекторов и электрических цепей регистрации. Фильтры, линии задержки, смесители, усилители и осциллограф находились в экранированной комнате на достаточном удалении от экспериментальной установки, что позволило избавиться от электромагнитных помех, а также от воздействия рентгеновского излучения на полупроводниковые СВЧ-детекторы.



Ф и г. 2

Интенсивное излучение было зарегистрировано во всем исследуемом диапазоне частот от 8 до 35 ГГц. На фиг. 3 видно, что при фиксированном магнитном поле спектр излучения пучка имеет явно выраженный максимум. При увеличении магнитного поля максимум спектра смещается в сторону более высоких частот, причем зависимость частоты ( $f_{\max}$ ) от магнитного поля (в пределах точности измерений) имеет линейный характер.

Частота циклотронного излучения релятивистского электрона в лабораторной системе имеет вид

$$f_{He} = (1/2\pi)(eH/mc)(1/\gamma)[1/(1 - (v_{\parallel}/c) \cos \theta)],$$

где  $\gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$  — релятивистский фактор;  $v$  — полная скорость;  $v_{\parallel}$  — составляющая пол-

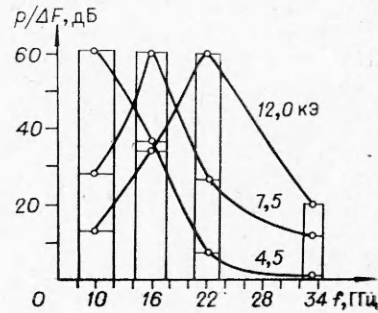
ной скорости вдоль магнитного поля;  $\theta$  — угол между направлением движения и направлением излучения. В эксперименте производился прием излучения как перпендикулярно движению пучка, так и вдоль, чему соответствуют  $\cos \theta = 0$  и 1. Зная величину магнитного поля,  $f_{\max}(\theta = \pi/2)$  и  $f_{\max}(\theta = 0)$ , можно найти  $\gamma$  и  $v_{\parallel}$ . При  $H = 5,5$  кЭ  $f_{\max}(\theta = \pi/2) = 12$  ГГц, а  $f_{\max}(\theta = 0) = 33,5$  ГГц, что дает  $\gamma = 1,4$  и  $v_{\parallel} = 0,7$  с. Эти значения  $\gamma$  и  $v_{\parallel}$  хорошо согласуются с величинами, определенными ранее другими методами и указанными в работе [3]. Приведенные факты позволяют сделать вывод, что максимум спектра исследуемого излучения соответствует первой гармонике циклотронной частоты.

Отметим, что интенсивность излучения, принимаемого под углом  $\theta = 0^\circ$  примерно на порядок меньше, чем для  $\theta = 90^\circ$ . Оценка мощности для излучения, принимаемого перпендикулярно к направлению распространения пучка, проводилась с учетом угловой диаграммы направленности рупорной антенны. Результаты измерений показывают, что на частоте  $f_{\max}$  в данном направлении единицей объема пучка в единицу телесного угла излучается  $\sim 10^2$  Вт, в то время как суммарная интенсивность излучения отдельных электронов из  $1$  см<sup>3</sup> объема, вычисленная по формуле Шотта [4], составляет величину  $\sim 10^{-7}$  Вт. Поскольку в данном эксперименте пучок распространялся фактически в свободном пространстве (большой размер вакуумной камеры, однородное магнитное поле), объяснить мощность излучения наличием в системе резонатора большей добротности не удастся. Следовательно, причиной столь существенной интенсивности излучения может являться лишь сам пучок.

При наличии в пучке неоднородностей плотности, имеющих линейный масштаб меньше ларморовского радиуса электронов  $r_{He}$ , допускается возможность когерентного излучения с интенсивностью, примерно в  $\gamma^3 n_b \times (\Delta n_b / n_b)^2$  раз превосходящей уровень некогерентного излучения.

Мелкомасштабные неоднородности плотности пучка могут быть связаны, во-первых, со способом получения пучка (микровзрывная эмиссия катода), во-вторых, с неустойчивостью пучка (например, при инжекции сверхкритического тока). Однако вследствие большого разброса по скоростям  $\Delta v_{\perp} \sim v$  в пучке неоднородности плотности будут размываться за несколько ларморовских оборотов. По-видимому, неоднородности должны быть самоподдерживающимися, т. е. должна существовать неустойчивость, приводящая к модуляции плотности.

Для выяснения эффектов, связанных с инжекцией сверхкритического тока, проводились измерения с током  $I < I_{кр}$ . Так как критический ток на вакууме [5] слабо зависит от радиуса пучка, то за счет уменьшения полного тока всегда можно получить ток меньше критического. Ток ограничивался по радиусу с помощью графитовой диафрагмы. В результате этого частота излучения  $f_{\max}(\theta = \pi/2)$  уменьшилась в 1,5 раза, что соответствует увеличению  $\gamma$  до 2, а интенсивность излучения пучка практически не изменилась. Следовательно, большая интенсивность излучения не связана с надкритичностью тока. Видимо, в магнитном поле развивается неустойчивость самого пучка на циклотронных частотах вследствие анизотропии функции распределения в системе пучка. Однако это предположение нуждается в специальном изучении.



Фиг. 3

В заключение авторы выражают благодарность Д. Д. Рютову и Б. Н. Брейзману за плодотворные обсуждения и интерес к работе, В. С. Койдану и В. В. Колюхову за ценные советы и содействие в проведении экспериментов.

Поступила 7 V 1975

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Carmel Y., Ivers J., Kribel R. E., Nation J. Intense coherent Cherenkov radiation due to the interaction of a relativistic electron beam with a slow-wave structure.— «Phys. Rev. Lett.», 1974, vol. 33, N 21, p. 1278.
2. 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, вып. 4.
3. Абрашнгов Ю. И., Койдан В. С., Колюхов В. В., Лагунов В. М., Лукьянов В. Н., Меклер К. И., Рютов Д. Д. Взаимодействие мощного релятивистского электронного пучка с плазмой в магнитном поле.— ЖЭТФ, 1974, т. 66, вып. 4. с. 1324.
4. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория поля. М., «Наука», 1973.
5. Brejzman V. N., Ryutov D. D. Powerful relativistic electron beams in a plasma and in a vacuum.— «Nuclear fusion», 1974, vol. 14, N 6, p. 873.

УДК 537.521.7

### ПАРАМЕТРЫ СТРИМЕРНОГО ПРОБОЯ В КСЕНОНЕ

*А. И. Захаров, Ю. К. Земцов,  
И. В. Маринов, А. П. Осипов*

(Москва)

Из экспериментов [1—3] известно, что скорость стримеров, инициируемых в центре межэлектродного промежутка и распространяющихся к электродам в условиях, когда длина стримера сравнима с расстоянием между электродами, линейно возрастает с увеличением длины стримеров. Эта зависимость качественно согласуется с теорией [4]. В то же время скорость стримеров, начинающихся с электродов и распространяющихся в длинном межэлектродном промежутке, остается практически постоянной в течение всего процесса распространения [5, 6]. В случае коротких промежутков (2—5 см) постоянство скорости наблюдается в течение той стадии процесса, когда длина стримера гораздо меньше ( $\approx 20\%$ ) длины промежутка [7]. Поскольку распространением стримера управляет электрическое поле у его конца, постоянство скорости стримера свидетельствует о постоянстве управляющего поля в указанных условиях.

В работах [8—13] предложен ряд теоретических моделей, описывающих равномерно движущиеся анодно- и катодно-направленный (в дальнейшем анодный и катодный) стримеры. Сопоставление данных эксперимента с соответствующей теоретической моделью позволяет определить параметры стримера: электрическое поле, концентрацию заряженных частиц, плотность тока, радиус канала и т. д. В случае анодного стримера в Хе попытка такого сопоставления была предпринята, в частности, в работе [6]. Однако отсутствие надежных данных о значении дрейфовой скорости и коэффициента диффузии электронов в Хе при  $E/r \approx (10^2 - 10^3)$  В/см·мм рт. ст. позволило выполнить лишь грубые оценки.

В данной работе выполнен численный расчет дрейфовой скорости, коэффициента диффузии электронов в Хе и скорости возбуждения атомов Хе на ре-