УДК 621.384.65

# ИСКРИВЛЕНИЕ ИНТЕНСИВНОГО РЕЛЯТИВИСТСКОГО ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА В КОЛЬЦЕВЫХ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СТРУКТУРАХ

# Р. А. АКОПОВ, О. Г. АНТАБЛЯН, С. В. ДАВТЯН, Е. К. ХАНИКЯНЦ. НИИ физики конденсированных сред ЕГУ

(Поступила в редакцию 28 ноября 1983 г.)

Экспериментально исследуется распространение интенсивного релятввистского электронного пучка (ИРЭП) по круговой траектории с постоянным раднусом кривизны, реализуемое на основе отражения пучка от диэлектрической поверхности. Опробованы кривые каналы в виде круглого и прямоугольного волноводов, а также диэлектрические и металлические желоба. Эффективность транспортировки для диэлектрического желоба при азимутальном угле  $\theta = 60^\circ$ ,  $P = 2 \cdot 10^{-1}$  Торр достигает величины  $I \tau p / I_0 = 95\%$ . Обсуждается дальнейшее направление исследований по захвату ИРЭП на замкнутую орбиту с использованием отражения пучка от плавменных слосв.

Проблема создания кольцевых сильноточных электронных сгустков, циркулирующих на стационарной орбите R = const, может стать актуальной в связи с решением некоторых физических задач, например, задачи повышения КПД преобразования энергии интенсивного релятивистского электронного пучка (ИРЭП) в излучение миллимстрового и субмиллиметрового диапазонов длин волн [1]. Известно большое число теоретических и экспериментальных работ, посвященных созданию кольцевых электронных сгустков с использованием эффекта «зеркального» отражения ИРЭП от проводящей поверхности [2—4]. Отражение реализуется при условии  $\partial I/\partial t \neq 0$  и ограничено по длительности временем распада обратных токов в нейтрализующей плазме и в материале отражателя.

В последнее время ведутся исследования процесса взаимодействия ИРЭП с границей сред, имеющих частотную дисперсию. Такой средой при отсутствии внешних полей может служить плазменный слой, обладающий диэлектрической проницаемостью тензорного типа [5]. Одним из результатов этих работ является вычисление в явном виде выражения для поперечной силы взаимодействия между плазменным слоем и пучком, движущимся на малых расстояниях от слоя. Зависимость силы от расстояния между пучком и плазменным слоем имеет вид  $F(x) \sim 1/x$ .

Эта сила, которая является отталкивающей, обусловлена взаимодействием магнитного поля пучка с полем индукционных токов, возбуждаемых пучком в плазменном слое. По механизму образования и характеру зависимости от расстояния эта сила сходна с силой, возникающей при зеркальном отражении от проводящего слоя [6], однако из-эз большой разницы проводимостей абсолютная величина силы в случае плазменного слоя существенно меньше.

Известно, что транспортировка ИРЭП через диэлектрический волновод сопровождается оседанием части электронов пучка на стенки волновода, что приводит к возникновению потенциала. При достижении потенциалом порогового значения (~ 30 кВ/см) происходит пробой по поверхности диэлектрика и образуется слой пристеночной плазмы с плотностью ~ 10<sup>12</sup> см<sup>-3</sup> [7]. При пролете не полностью скомпенсированного по заряду пучка над дивлектрической поверхностью, когда диссипация является ощутимой, описанный выше процесс приводит к образованию плазменного слоя на поверхности дивлектрика и взаимодействие пучка с этим плазменным слоем можно описать теорией, развитой в [5]. Таким образом, при определенных экспериментальных условиях можно ожидать реализации отражения ИРЭП от дивлектрической поверхности.

Для проверки этих рассуждений нами проведены предварительные измерения по отражению ИРЭП от поверхности диэлектрика. На рис. 1 приведены результаты измерений по исследованию зависимости угла отклонения  $\beta$  и потерь интенсивности пучка  $\eta = (I_o - I_{\tau p})/I_o$  от угла падения  $\alpha$ . Расстояние между осью пучка и поверхностью диэлектрика с  $\varepsilon = 2,5$  при  $\alpha = 0$  равно  $r_{\rm s}$ , газом-наполнителем является воздух, давление в камере — 0,1 Торр. На рисунке приведены также идентичные кривые в случае медного отражателя (при давлении P = 0,5 Торр). Из графиков следует наличие заметной силы отражения при прохождении ИРЭП над поверхностью. По абсолютному значению эта сила меньше, чем сила.





Puc. 2.

Рис. 1. Зависимости угла отражения β и коэффициента потерь η от угла падения α для металлического (Ο, •) и диэлектрического (□, •) отражателей.

Рис. 2. Распределение плотности пучка по раднусу камеры для диэлектрического (О) и металлического (П) желобов при разных значениях прицельного параметра: a) x = r/r = 1; b) x = 2; b) x = 3.

возбуждаемая в случае металлического отражателя, однако она достаточна для отклонения пучка на углы до  $\beta = 35^{\circ}$  без существенной деформации профиля пучка (при скользящем падении). Сравнительно большая потеря интенсивности при этом связана с механизмом образования пристеночной плазмы. Наличие «хвоста» кривой при углах падения  $\beta \gtrsim 45^\circ$ , по-видимому, объясняется конечным эначением градиента плотности пристеночной плазмы в направлении нормали к поверхности пластины, что приводит к определенной толщине плазменного слоя. Это увеличивает зону взаимодействия пучка с плазмой, и поперечная сила успевает оттолкнуть пучок от пластины. Ход кривой потерь интенсивности в случае диэлектрика положе кривой в случае металлического отражателя, благодаря чему потери в случае дивлектрика при угле  $\beta = 30^\circ$  становятся меньше, чем в случае металлического отражателя.

Эти результаты подтверждают предположение о существовании условий, при которых ИРЭП, распространяющийся на малом расстоянии от диэлектрической поверхности, может отражаться от него.

Настоящая работа посвящена экспериментальному исследованию распространения ИРЭП в различных круглых диэлектрических системах. а также в металлическом желобе с целью оптимизации условий захвата пучка на круговую орбиту постоянного радиуса с использованием эффекта отражения пучка от пристеночной плазмы, образованной на поверхности диэлектрика. Измерения проводились на ускорителе электронов с параметрами пучка E<sub>a</sub> = 400 кэВ, I<sub>a</sub> = 10 кА, т<sub>ими</sub> = 25 нс [1]. Камера измерений представляла собой стальной цилиндр с внутренним диаметром 80 см и высотой 10 см. Пучок вводился в камеру по касательной к окружности с раднусом 35 см через диэлектрический конус. Титановая фольга толщиной в 20 мкм отделяла объем вакуумного диода от камеры измерений. Днаметр пучка на выходе из конуса составлял 30 см. После конуса пучок попадал в круговые каналы днаметром 75 см. Камера была снабжена поясом Роговского и емкостным делителем для контроля тока и потенциала инжектируемого в камеру пучка, тремя попарно вмонтированными поясами Роговского и емкостными делителями, расположенными на азимутах 90, 180 и 270° от входа для контроля зарядовой и токовой нейтрализации по траектории. Окно на днище камеры предназначалось для проведения СВЧ интерферометрии пристеночной плазмы на длинах волн 4 MM # 3 CM.

Распределение плотности тока пучка по радиусу камеры, а также интегральный ток на разных азимутах анализировались многосекционным цилиндром Фарадея (СЦФ), закрепленным на поворотном механизме. СЦФ устанавливался во всем диапазоне азимутальных углов 0—360°. Для проведения качественных измерений вместо СЦФ монтировался сцинтилляционный детектор, свечение которого фотографировалось и фотометрировалось. По величине тормозного излучения на вольфрамовой проволоке, которое анализировалось фотоэлектронным умножителем ФЭУ-36, оценивались интенсивность и время жизни пучка на орбите. Камера была снабжена также окнами для проведения различных измерений (ИКспектрометрия, ленгмюровские зонды и т. д.). Электрические сигналы, поступающие от поясов Роговского, СЦФ, емкостных делителей, анализировались двумя осциллографами 6ЛОР-4, срабатывающими синхронно.

Из-за нестабильности параметров ускорителя от выстрела к выстрелу при снятии каждого экспериментального значения использовались резуль-

таты измерений пяти срабатываний. Среднеквадратичная ошибка почти всех измерений не превышает 20% и на графиках ошибки не указаны.

В работе [1] приведены результаты исследований по транспортировке ИРЭП через кривые диэлектрические каналы. Одним из результатов работы является установление существования некоторого минимального радиуса кривизны для данного типа волновода, ниже которого из-за конечной эмиссионной способности стенок транспортировка неосуществима. Очевидно, что эффективность транспортировки  $I_{\rm тр}/I_{\rm 0}$  через кривые участки сильно зависит от параметров канала: радиуса кривизны, материала, формы и т. д.

На установке были проведены измерения І тр / Іо для некоторых каналов в зависимости от азимутального угла. Давление воздуха в камере составляло Р = 0,5 Торр. Были опробованы каналы с круглым (диаметр 50 мм) и прямоугольным (50×150 мм<sup>2</sup>) сечениями, изготовленные из диэлектрика, а также металлический и диэлектрический желоба высотой 50 мм и глубиной 200 мм. Радиус кривизны наружных стен всех каналов составлял 37,5 см. Как следует из результатов измерений, транспортировка наименее эффективна в круглом канале, где пучок рассыпается уже пои азимуте  $\theta = 110^\circ$ . Интенсивность пучка до углов, меньших 60°, почти монотонно убывает, а при углах  $\theta > 60^\circ$  скорость потерь замедляется и хвост кривой простирается до углов  $\theta = 110^\circ$ . Такой характер поведения, по-видимому, связан со срывом при углах  $\theta > 60^\circ$  поверхностного разряда, так как в этом случае количество осевших на стенки электронов недостаточно для достижения потенциалов, необходимых для возникновения поверхностного разряда, т. е. отклонение пучка при углах  $\theta > 60^\circ$  в этом случае имеет электростатический характер [6]. Большая скорость диссипации пучка при  $\theta < 60^\circ$  связана с повышенными требованиями к плотности пристеночной плазмы для обеспечения эффективной нейтрализации пучка максимальной по сравнению с остальными каналами плотности. Ход коивой для прямоугольного канала существенно положе, так как увеличение сечения канала приводит к уменьшению плотности тока пучка в 4 раза. Поэтому срыв поверхностного разряда происходит при большем значении азимутального угла (~ 120°).

До углов  $0 = 140^{\circ}$  самым эффективным является металлический желоб. Однако при больших углах эффективность  $I_{\tau p}/I_{\circ}$  резко падает и при угле  $\theta = 190^{\circ}$  практически равна нулю. Такой ход эффективности, существенно отличающийся от результатов [3], по-видимому, связан с малой величнной тока на входе в канал (~8 кА). Сравнительно эффективно отраженный в начальной части канала пучок отходит от стенок, из-за чего величина индукционного тока падает, а диссипация на боковых стенках еще более снижает полный ток. Отражение становится мало эффективным и пучок рассыпается. Сильная, почти пороговая зависимость условия захвата от полного тока отмечается в [2].

При углах  $\theta > 180^{\circ}$  приемлемую эффективность в данном случае имеет только диэлектрический желоб. Требования к интенсивности оседающих на стенки электронов здесь еще более ослаблены, так как добавочная нейтрализация требуется только с наружной стороны, а с внутренней стороны пучок нейтрализуется объемной плазмой газа-наполнителя.

Эффективность захвата и дальнейшая транспортировка ИРЭП в конвых каналах существенно зависит от качества инжекции и быстрого установления равновесных значений параметров пучка, в первую очередь оаднуса и эмиттанса. В проведенных экспериментах выяснилось, что вариа ция прицельного параметра  $x = r/r_b$ , где r — расстояние центра пучка от наружной стенки, г, — раднус пучка, оказывает существенное влияние на всю динамику процесса захвата ИРЭП на круговую орбиту. На рис. 2 приведены экспериментальные кривые распределения плотности тока пучка по раднусу для значений x = 1, 2, 3 в диэлектрическом и металлическом желобах при азимутальном угле  $\theta = 60^\circ$ . Давление в канале P = 0.5 Торр. На рис. 2а приведено распределение для случая инжекции по касательной к камере и x = 1. Для обоих желобов инжекция происходит с большими потерями интенсивности и характеризуется затяжным процессом установления равновесных параметров. Пучок широко распределен по радиусу канала. При x = 2 (рис. 26) имеются оптимальные условия захвата. Уже при θ = 60° пучок довольно хорошо локализирован по радиусу (равновесный радиус ~ 30 см). В данном случае при  $R_{\text{рави/}} R_{\kappa} = 0,92$  для металлического и ≈ 0,85 для дивлектрического желобов, где R<sub>k</sub> — радиус канала, достигаются соответственно максимальные плотности 320 и 250 А/см<sup>2</sup>.

Увеличение прицельного параметра до x = 3 приводит к «отскоку» пучка от стенки канала (рис. 28). В этом случае формируется удаленный от стенки локализованный пучок с почти симметричным распределением по раднусу. Коэффициент транспортировки  $I_{rp}/I_0 = 0.95$  также высок, однако при дальнейшем продвижении по азимуту происходит быстрый спад и при углах  $\theta \gtrsim 160^{\circ}$  пучок рассыпается. Такой «отскок» наблюдался и в работе [3]. Увеличение высоты желобов до 10 см приводит к еще более сильной зависимости эффективности инжекции и захвата от x [2].

Давление и состав нейтрального газа сильно влияют на отношение  $I_{\rm rp}/I_0$  как в металлических, так и в дивлектрических каналах [8]. Эти факторы существенны также в экспериментах по созданию электроннокольцевых сгустков. Приведенные на рис. 3 графики представляют завн-

Рис. 3. Зависимость коэффициента транспортировки  $I_{\rm TP}/I_0$  от давления остаточного газе для круглого ( $\bigcirc$ ) и прямоугольного ( $\Box$ ) каналов, а также для металлического ( $\diamondsuit$ ) и диэлектрического ( $\triangle$ ) желобов.



симости от давления газа для четырех каналов. Измерения проводились для значений x = 1 и  $\theta = 60^{\circ}$  в атмосфере воздуха. Из графиков следует, что оптимальное давление для разных каналов разное. Кривая зависимости для металлического жалоба близка к кривой, снятой для прямого цилиндрического канала [8]. Здесь спад для больших давлений круче, чем в прямых каналах, и при P = 20 Торр практически  $I_{ro} / I_0 = 0$ . Как и ожидалось, максимальная эффективность достигается в диэлектрическом желобе при сравнительно низких давлениях. Но при давлениях  $P < 10^{-1}$  Торр из-за недостаточной зарядовой нейтрализации пучок в желобе начинает интенсивно расширяться к центру канала и при  $P = 10^{-2}$  Торр эффективность прямоугольного канала становится выше, чем эффективность желоба.

. Резюмируя все результаты, можно констатировать, что реализация захвата на круговую орбиту в металлическом желобе в условиях нашего эксперимента затруднена. Это связано, во-первых, со сравнительно небольшим значением полного тока, используемого в экспериментах ( $I_n = 10$  кА). С другой стороны, одновременно трудно выполняются условия  $f_e = n_e/n_b \approx 1$  и  $f_m = I_{0\delta p}/I_B \ll 1$ , где  $f_e$  и  $f_m$  — соответственно коэфициенты зарядовой и токовой нейтрализации [2].

При реализации захвата в диэлектрических каналах перспективными, по-видимому, являются замкнутые каналы с достаточно большим поперечным сечением. Для увеличения времени жизни пучка на орбите захват и удержание должны осуществляться при малых давлениях газа, что выполнимо при использовании диэлектрического канала [1]. Наконец, для предотвращения потерь интенсивности пучка на образование пристеночной плазмы нужно использовать предварительно синтезированные плазменные слои [5] с плотностями порядка 10<sup>14</sup> см<sup>-3</sup> и с достаточно большим градиентом, что экспериментально также вполне реализуемо.

### ЛИТЕРАТУРА

- 1. Аколов Р. А., Антаблян О. Г., Ханикяну Е. К. Изв. АН АрмССР, Физика, 18, 121 (1983).
- 2. Вейнгарат В. Ф., Григорьев В. П., Преслер Л. В. ЖТФ, 52, 1324 (1982).
- 3. Тузов В. А. Кандидатская диссертация. Томск, 1979.
- 4. Ходатаев К. В. Атомная энергия, 32, 379 (1972).
- 5. Григорьев В. П., Исаев Г. П. Деп. в Изв. вузов, сер. физ., 12 апр. 1982, № 2639-82.
- 6. Диденко А. Н., Рябчиков А. И. Изв. вузов, Физика, № 10, 27 (1979).
- 7. Агафонов А. В. н др. Физика плазмы, 7, 267 (1981).
- 8. Акопов Р. А. н др. ЖТФ, 54, 1284 (1983).

### ԻՆՏԵՆՍԻՎ ՌԵԼՅԱՏԻՎԻՍՏԻԿ ԷԼԵԿՏՐՈՆԱՅԻՆ ՓՆՋԻ ՇԵՂՈՒՄԸ ՇՐՋԱՆԱՁԵՎ ԴԻԷԼԵԿՏՐԻԿ ԿԱՌՈՒՑՎԱԾՔՆԵՐՈՒՄ

### A. U. 2UMAPAN, D. S. ULPUPISUL, U. J. SUJPSUL, D. S. BULBASULS

Фяратратраций հղանшկаվ հետաղոտվում են դիէլեկտրիկ մակերևույթներից վնջի անդրադարձման միջոցով իրականացված ինտենսիվ ռելյատիվիստիկ էլեկտրոնային փնջի տարածումը հաստատուն կորության շառավղով շրջագծային հետագծով։ Փորձարկված են շրջանաձև և ուղդանկյունաձև կտրվածքով կոր ալիքատարեր, ինչպես նաև դիէլեկտրիկ և մետաղական ճոռեր։ Տեղափոխման էֆեկտիվությունը դիէլեկտրիկ ճոռի համար  $\theta = 60^{\circ}$  աղիմուտալ անկյան և  $P = 2 \times 10^{-1}$  տորը ճնշման դեպքում համում է  $I_{ro}/I_0 = 95\%$ :

# THE CURVING OF AN INTENSE RELATIVISTIC ELECTRON BEAM, IN CIRCULAR DIELECTRIC STRUCTURES

### R, A. AKOPOV, O. G. ANTABLYAN, S. V. DAVTYAN, E. K. KHANIKYANTS

The propagation of an intense relativistic electron beam along a circular path with constant radius of curvature realized on the basis of beam reflection from a dielectric surface was investigated experimentally. Curved channels in the form of circular and rectan - gular waveguides as well as dielectric and metallic troughs were probed. The efficiency of beam transport for the dielectric trough at the azimuthal angle  $\theta = 60^{\circ}$  with  $P = 2 \cdot 10^{-1}$  torr reaches  $I_{\rm tr}/I_0 \approx 95\%$ . Further investigations on the capture of the intense relativistic electron beam on a closed orbit using the beam reflection from plasma layers are discussed.

STREAM REPORT AND A STREAM

and prove the spine way the ball the state