

P9-2009-52

С. Н. Доля, К. А. Решетникова

**ИНТЕНСИВНЫЙ ИМПУЛЬСНЫЙ ИСТОЧНИК
НЕЙТРОНОВ, ОСНОВАННЫЙ НА УСКОРЕНИИ
ПРОТОНОВ ЭЛЕКТРОННЫМИ КОЛЬЦАМИ**

Направлено в журнал «Атомная энергия»

Интенсивный импульсный источник нейтронов, основанный на ускорении протонов электронными кольцами

Предложен нейтронный источник, основанный на ускорителе протонов с параметрами: энергия $E = 1,2$ ГэВ, ток пучка $I = 0,7$ А, длительность импульса $\tau = 3$ мкс, частота следования импульсов $F = 60$ Гц, длина ускорителя $L = 30$ м.

Протоны ускоряются полем электронных колец, формируемых из трубчатого пучка путем его модуляции и создания вращательного движения в ступках при пересечении пучком области двух встречно включенных соленоидов, каспа магнитного поля. Модуляция пучка осуществляется на частоте $f_1 = 142,8$ МГц, электронно-ионные ступки ускоряются в волноводе на частоте $f_2 = 2856$ МГц. Мощность, затрачиваемая на формирование ВЧ-поля, составляет $P_i = 6-150$ МВт/секцию, мощность, передаваемая в пучок, равна $P_2 = 75-100$ МВт/м.

Большой радиус пучка $r_0 = 2$ см и радиальный размер ступков $a_r = 0,125$ см удерживаются внешним магнитным полем $B_0 = 2,4$ Тл, продольный размер ступков $a_z < 0,22$ см удерживается полем волны, бегущей синхронно со ступками. Число электронов в каждом ступке $N_e = 3 \cdot 10^{12}$, число протонов $N_p = 3 \cdot 10^{10}$.

В данном методе ускорения протоны ускоряются полем электронных колец с постоянным темпом набора энергии 40 МэВ/м, электронные ступки ускоряются полем волны в волноводе с напряженностью $E_z = 1,08$ МВ/м. Общее число протонов в импульсе $P = 10^{13}$ p /имп. На неразмножающей (свинцовой) мишени средняя интенсивность нейтронного потока составит $P_n = 10^{16}$ n/s , импульсная интенсивность $P_i = 8 \cdot 10^{19}$ n/s .

Работа выполнена в Лаборатории физики высоких энергий им. В. И. Векслера и А. М. Балдина ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2009

An Intensive Pulsed Neutron Source Based on an Electron Ring Accelerator

A neutron source is proposed. It is based on a proton accelerator with the energy $E_p = 1.2$ GeV, current $I_p = 0.7$ A, pulse duration $\tau = 3$ μs , pulse frequency $F = 60$ Hz, and accelerator length $L = 30$ m.

Protons are accelerated by the electron rings' field. The electron rings are formed from the tube beam by way of modulation and creation of rotating motion by crossing the magnetic field cusp. The frequency of modulation is $f_1 = 142.8$ MHz. The bunch is accelerated at the frequency $f_2 = 2856$ MHz. The high frequency power required for making the field is $P_1 = 6-150$ MW/section, the power transferred to the accelerated beam is $P_2 = 75-100$ MW/m.

The bigger radius of the rings ($r_0 = 2$ cm) and radial dimensions of the ring ($a_r = 0.125$ cm) are provided by the external magnetic field $B_0 = 2.4$ T. The longitudinal dimensions ($a_z < 0.22$ cm) are maintained by the wave moving synchronously with the bunches. The number of electrons in each ring is $N_e = 3 \cdot 10^{12}$, the number of protons is $N_p = 3 \cdot 10^{10}$.

Protons are accelerated with the constant energy gain rate 40 MeV/m. The electron rings are accelerated in the waveguide with the field strength $E_z = 1.08$ MV/m. The intensity of the proton beam is 10^{13} p /pulse. The average intensity of the neutron flux on a lead target is $P_n = 10^{16}$ n/s , the pulsed neutron flux is $P_i = 8 \cdot 10^{19}$ n/s .

The investigation has been performed at the Veksler and Baldin Laboratory of High Energy Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2009

ВВЕДЕНИЕ

Современные интенсивные импульсные источники нейтронов [1] строятся на базе линейных ускорителей протонов с энергией $E \sim 1$ ГэВ. Это громоздкие, дорогие установки с импульсным током протонного пучка $I \sim 40$ мА. Для увеличения импульсной интенсивности в источниках используются накопительные кольца. Общая длина такого ускорителя, включая диаметр накопительного кольца, составляет несколько сот метров.

Коллективный ускоритель с электронными кольцами с энергией протонов $E = 1,2$ ГэВ, в котором кольца формируются из модулированного трубчатого электронного пучка [2, 3], с темпом набора энергии порядка 40 МэВ/м будет иметь существенно меньшие размеры. Импульсный ток такого ускорителя $I = 0,7$ А при длительности импульса $\tau = 3$ мкс и частоте следования 60 Гц позволит формировать нейтронные вспышки без промежуточного накопительного кольца. Электронно-ионные сгустки будут ускоряться высокочастотным полем на длине волны $\lambda = 10$ см, где импульсная высокочастотная мощность одного клистрона [4] $P = 150$ МВт обходится существенно дешевле, чем та, которая используется в линейных протонных ускорителях.

Возможность ускорения ионов электронными кольцами, предложения В.И. Векслером [5] в 1956 г., интенсивно исследовалась теоретически и экспериментально [6, 7]. Наиболее сложной проблемой при реализации этого предложения оказалось продольное (в направлении ускорения) удержание малого размера электронного кольца. Предложенная в работе [8] автофазировка электронных сгустков на бегущей волне детально не рассматривалась, самофокусировка за счет действия захваченных в режим ускорения ионов [9] и полей изображения [10] экспериментально не позволила удержать достигнутые малые размеры электронных колец. Кольца расплывались в продольном направлении, и ускорение ионов срывалось.

Ускорение ионов одиночными электронными кольцами имеет ограничения — низкую интенсивность ускоренного пучка ионов. Это относится прежде всего к динамическим компрессорам, где электронный пучок инжектируется в относительно слабое, растущее во времени магнитное поле, и связано с тем, что частота срабатывания таких компрессоров ограничена: $F < 50$ Гц. Иная ситуация возникает при использовании статических компрессоров, где частота срабатывания определяется только возможностями инжектора. Надо,

однако, сказать, что достигнутые параметры электронных колец: плотность электронов n_e , малые размеры кольца $a_{r,z}$ — в динамических компрессорах были выше.

В статическом компрессоре, образованном, например, областью двух встречно включенных соленоидов [11], в каспе (зубце) магнитного поля сжатие осуществляется только вдоль одной, продольной оси. Это означает, что два других размера электронного кольца — большой радиус кольца r_0 и малый радиальный размер кольца a_r — должны быть получены готовыми прямо в электронной пушке. В пушке должна быть получена и конечная энергия электронов, так как статический компрессор энергию электронов не меняет. Механизм компрессии трубчатого пучка в области каспа магнитного поля чисто кинематический. Проходя эту область, электроны трубчатого пучка приобретают азимутальную скорость [12], а сам пучок сжимается в продольном направлении, в результате чего плотность электронов растет.

В статических компрессорах сложно реализовать захват ионов в процесс ускорения. В динамических компрессорах, где кольцо формируется сначала как неподвижное, этой проблемы нет, ионы там образуются непосредственно внутри кольца, при ионизации нейтрального газа. При длительном удержании кольца могут быть получены ионы весьма больших зарядностей. Казалось бы, увеличивая степень торможения пучка в области каспа, где под степенью торможения мы будем понимать отношение продольной скорости V_{0z} до каспа к скорости V_z после каспа, до значений порядка 100 и выше, можно было бы добиваться все большего сжатия кольца в продольном направлении. При почти полной остановке можно было бы захватывать ионы в поле кольца при ионизации остаточного газа, и очевидно, что чем больше степень торможения, тем больше степень компрессии кольца.

Однако при большой степени торможения, в пучке после каспа, начинает очень сильно расти разброс продольных скоростей в электронном сгустке. Экспериментально достигнутая степень торможения пучка в каспе [12] составляет величину порядка 3–5, то есть продольная скорость отрезка трубчатого пучка после прохождения каспа получалась равной $V_z = 0,2-0,3 c$, где c — скорость света, что требует для захвата ионов их предварительного ускорения до энергии $E_{ii} = 20-45$ МэВ/нуклон. Напомним, что в динамических компрессорах ионы начинают ускоряться с нулевой продольной скорости.

В работах [2, 3, 13] было предложено формировать последовательность электронных колец из трубчатого пучка при его клистронной модуляции. Из длинного трубчатого пучка при этом можно «нарезать» цуг сгустков и, таким образом, в одном импульсе получать до 10^3 колец, при этом сохраняется возможность работы с частотой следования импульсов 100–400 Гц. Однако детально вопросы модуляции трубчатого пучка, формирования, удержания достигнутых размеров сгустков и ускорения колец с ионами в работе [13] рассмотрены не были.

Между тем модуляция ультрарелятивистского электронного пучка — это совсем не простая задача. Дело в том, что при модуляции пучка различными частицам пучка сообщаются различные скорости. В ультрарелятивистском случае это приводит к большим длинам до фокуса группирования и к большому энергетическому разбросу. Энергетический разброс при переходе сгустков через касп выльется в большой разброс продольных скоростей, который невозможно будет удержать в требуемом малом размере электронных колец.

Суть настоящего предложения заключается в следующем. Трубчатый электронный пучок с током $I_e = 140$ А и энергией электронов $W_e = 200$ кэВ надо промодулировать на частоте $f_1 = 142,8$ МГц. Приняв эффективность модуляции равной 50 %, найдем, что непрерывный пучок разобьется на сгустки с числом частиц $N_e = 3 \cdot 10^{12}$. После этого такой электронный пучок должен быть ускорен до энергии порядка $W_e \sim 15$ МэВ в волноводе, нагруженном дисками, и затем пропущен через касп магнитного поля [14–17], где он затормозится до скорости $\beta_z = 0,3$. После этого пучок должен быть дополнительно заторможен до скорости $\beta_z = 0,015$, заполнен протонами, образующимися в кольце при пересечении струи газа в соотношении $N_i/N_e = 10^{-2}$. Ускоряя электронные сгустки с ионами полем бегущей волны, получим импульсный ионный ток такого ускорителя $I_i = 0,7$ А.

Большой радиус образовавшегося электронного кольца и его радиальный размер удерживаются внешним магнитным полем B_0 , продольный размер, размер в z -направлении, удерживается полем волны, распространяющейся в спиральном волноводе, внутри которого находится электронное кольцо. Радиус спирали $a = 2,5$ см, мощность возбуждения $P_{\text{спираль}} = 5$ МВт, частота волны в спирали $f_3 = 285,6$ МГц. Кольцо затормаживается растущим вдоль оси z магнитным полем до скорости $\beta_z = 0,015$.

В области, где продольная скорость кольца равна $\beta_z = 0,015$, кольцо пересекает струю газа и заполняется ионами, образовавшимися при ионизации нейтральных молекул водорода. Степень заполнения кольца ионами, отношение числа ионов к числу электронов, равна $N_e/N_i = 10^{-2}$. Дальше кольцо ускоряется в спадающем магнитном поле до скорости $\beta_z = 0,3$, его фокусировка в продольном направлении осуществляется полем волны, распространяющейся в спиральном волноводе, только теперь с увеличивающимся шагом спирали. Достигнув скорости $\beta_z = 0,3$, кольцо с ионами попадает в волновод, частично заполненный диэлектриком, где ускоряется до скорости $\beta_z = 0,5$, а затем ускоряется до конечной скорости $\beta_z = 0,9$ в волноводе, нагруженном дисками.

Число сгустков в импульсе и частота следования импульсов определяются имеющейся радиотехнической мощностью генераторов и усилителей.

При длительности импульса электронного и ионного токов, равной 3 мкс, и частоте следования импульсов $F = 60$ Гц отношение среднего тока к им-

пульсному составит $2 \cdot 10^{-4}$, то есть средний протонный ток такого ускорителя будет равен $I_p = 140$ мкА.

Схема предлагаемого ускорителя показана на рис. 1.

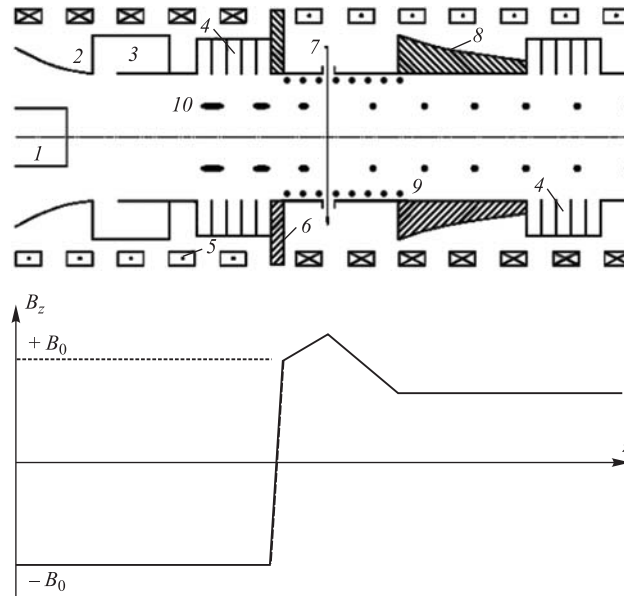


Рис. 1. Схема ускорителя: 1 — катод; 2 — анод; 3 — группирователь; 4 — диафрагмированный волновод; 5 — катушки магнитного поля; 6 — концентратор поля; 7 — газовая струя; 8 — волновод, частично заполненный диэлектриком; 9 — спираль; 10 — электронные сгустки

1. ФОРМИРОВАНИЕ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТИ ЭЛЕКТРОННЫХ СГУСТКОВ

1.1. Магнетронная электронная пушка. Задача пушки — сформировать трубчатый электронный пучок с требуемыми параметрами: ток пучка должен быть достаточно большим, таким, чтобы после клистронной модуляции сгустки содержали число электронов в диапазоне $N_e = 2-7 \cdot 10^{12}$, такое, чтобы кулоновское поле сгустка могло эффективно ускорять ионы. Радиус трубчатого пучка должен совпадать с радиусом вращения электронных колец, получающихся после прохождения каспа магнитного поля. Выберем радиус пучка равным $r_0 = 2$ см. Примем энергию электронов из пушки равной $W_e = 200$ кэВ.

Во всех экспериментах по ускорению ионов электронными кольцами релятивистский фактор выбирался в диапазоне $\gamma_e = 10\text{--}30$. Это связано с тем, что кулоновское расталкивание электронов в кольце ослабляется в γ_e^2 раз за счет магнитного стягивания вращающихся электронов в кольце. Таким образом, в нашем случае после клистронной модуляции трубчатого электронного пучка его надо будет доускорить до требуемой энергии с помощью высокочастотных полей.

Толщину стенки электронного трубчатого пучка из пушки возьмем равной $\Delta = 2a_r = 0,25$ см, где $a_r = 0,125$ см — малый радиальный полуразмер электронного кольца. Такой радиальный размер должен получаться у сгустков после прохождения каспа магнитного поля. Выбор столь малой толщины трубчатого пучка $\Delta/r_0 = 10^{-1}$ обусловлен тем, что только в тонких пучках при прохождении каспа получается приемлемый разброс продольных скоростей, который может быть удержан в пределах малого сечения кольца внешней фокусировкой. Этот радиальный размер, как и большой радиус кольца $r_0 = 2$ см, должен удерживаться внешним соленоидальным магнитным полем B_0 .

Пушка с подходящими током и радиусом пучка исследовалась в работе [18], там же была предпринята попытка клистронной модуляции пучка на частоте $f = 150$ МГц.

Нетрудно видеть, что для экспериментально полученного электронного тока [18] $I_e = 140$ А при клистронной модуляции пучка на частоте $f_1 = 142,8$ МГц с коэффициентом захвата электронов в волну $\sim 50\%$ число электронов в сгустках будет равно $\sim N_e = 3 \cdot 10^{12}$. Электрическое поле на краю такого сгустка, вычисленное по формуле $E_z = eN_e/\pi r_0 a$, где $a = 0,125$ см — малый радиус кольца и $r_0 = 2$ см — большой радиус кольца, получается равным $E_z = 700$ кВ/см. В табл. 1, представлены параметры электронного пучка, который должен быть сформирован электронной пушкой.

Таблица 1. Параметры электронного пучка из пушки

Энергия электронов W_e , кэВ	200
Ток пучка электронов I_e , А	140
Длительность импульса пучка τ_e , мкс	3
Частота следования импульсов F , Гц	60
Относительная скорость электронов β_e	0,7
Релятивистский фактор электронов γ_e	1,4
Радиус трубчатого пучка r_0 , см	2
Толщина стенки пучка Δ , см	0,25

1.2. Субгармоническое группирование трубчатого электронного пучка. Очевидно, что после группирования сгустки должны иметь продольный размер меньший, чем замедленная полудлина волны $\beta\lambda/2$, где $\lambda = 10,5$ см — длина волны на частоте $f_2 = 2856$ МГц, на которой происходит ускорение электронов.

К зазору резонатора длиной $h_1 = 1$ см на частоте $f_1 = 142,8$ МГц было приложено напряжение $U_1 \approx 50$ кВ. Фокус группирования при этом равен $l_{\phi 1} = 2,75$ м. В этом месте был размещен второй резонатор с зазором $h_2 = 1$ см, настроенный на частоту $f_3 = 476$ МГц, напряжение на нем равно $U_2 \approx 40$ кВ. В области фокуса группирования, на длине $l_{\phi 2} = 35,8$ см, были получены сгустки с полуразмером в продольном направлении $a_z = 3,45$ см. Параметры группирователя приведены в табл. 2.

Таблица 2. Параметры субгармонического группирователя

Длина волны λ , см	Напряжение на зазоре $\tilde{U}_{\text{тр}}$, кВ	Расстояние до фокуса L_{ϕ} , см	Продольный полуразмер a_z , см
210	50	275	22,03
63	40	35,8	3,45
10,5	10	22,7	0,44

2. УСКОРЕНИЕ НЕВРАЩАЮЩИХСЯ ЭЛЕКТРОННЫХ СГУСТКОВ

Ускорять трубчатый, сгруппированный электронный пучок можно полем волны с компонентой E_z . Ускорение должно идти на частоте $f_2 = 2856$ МГц или на 20-й гармонике группирующего напряжения $f_1 = 142,8$ МГц. Тогда при ускорении будет 19 сепаратрис пустых и только одна заполненная сгустком с числом частиц $N_e = 3 \cdot 10^{12}$ электронов.

В качестве примера рассмотрим ускорение трубчатого электронного пучка в диафрагмированном волноводе. Длина ускорения до конечной скорости $\beta_z = 0,999035$ составит $L_e = 11$ м. Можно условно разбить вводимую ВЧ-мощность на две части: $P = P_1 + P_2$. Из этой мощности $P_2 = 100$ МВт/м пойдет на ускорение пучка (импульсный ток пучка $\tilde{I}_e = 70$ А, набираемая в секции энергия ΔW_e — чуть больше 1,4 МэВ), а мощность $P_1 = 6$ МВт/секцию пойдет на возбуждение поля в таком волноводе и, в конечном итоге, уйдет в стенки и в согласованную нагрузку. Для работы на запасенной энергии надо, чтобы время заполнения секции высокочастотной мощностью было меньше периода следования сгустков, так чтобы к моменту влета очередного сгустка секция была уже заполнена высокочастотной мощностью.

Увеличить длины секций можно, если период следования сгустков внутри импульса клистрона будет составлять не 7 нс, как предложено выше, а, например, $T = 70$ нс. Для этого электронная пушка должна формировать импульсы с током $I_e = 140$ А, длительностью $\tau = 3,5$ нс, с периодичностью $T = 70$ нс, при этом электронными сгустками будет заполнена не каждая 20-я, а каждая 200-я сепаратриса. Соответственно при этом уменьшится импульсный и средний ток пучка. Импульсы должны быть сфазированы с высокочастотным полем группирователя и ускоряющим сгустки СВЧ-полем. Таким образом, можно увеличить длины секций на порядок, соответственно, на порядок уменьшатся передаваемая в пучок мощность и импульсный ток пучка.

Из соотношения между вводимой мощностью, набором энергии и током пучка видно, что сгустки ускоряются с темпом 14 кВ/см. Учитывая, что синус синхронной фазы равен $\sin \phi_s = 0,7$, найдем, что амплитудное значение поля должно быть равно $E_a = 20$ кВ/см. Такое значение поля получается при вводимой в волновод мощности $P_1 = 6$ МВт/секцию.

Фазовую скорость в волноводе, нагруженном дисками, можно изменять (увеличивать), как обычно [19], уменьшением диаметра отверстий в диафрагмах. На рис. 2 показано, каким должен быть радиус отверстий в диафрагмах для получения соответствующей фазовой скорости.

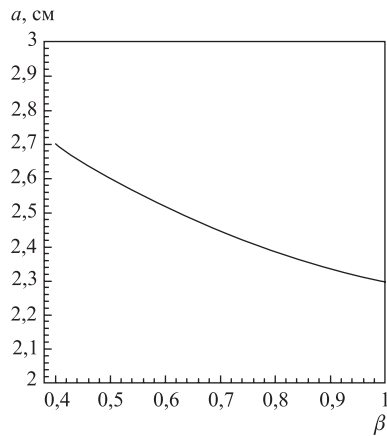


Рис. 2. Уменьшение радиуса отверстий в диафрагмах, требуемое для достижения заданной фазовой скорости β . Отношение наружного радиуса волновода b к радиусу отверстий: $b/a = 2$

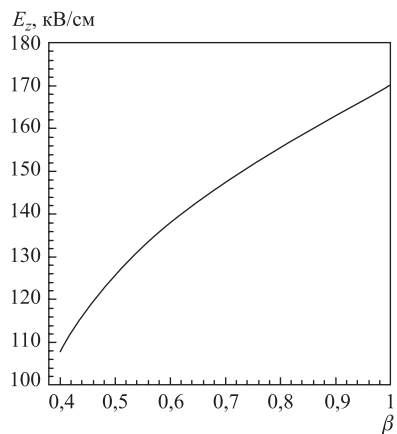


Рис. 3. Зависимость напряженности поля от фазовой скорости β

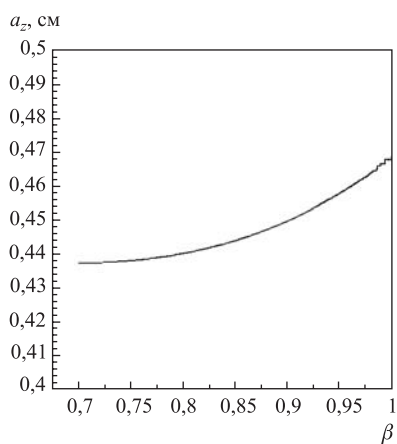


Рис. 4. Зависимость продольного полуразмера a_z электронных сгустков от скорости

На рис. 3 показана зависимость напряженности поля E_z на радиусе пучка $r_0 = 2$ см от фазовой скорости β . Мощность возбуждения волновода $P_1 = 150$ МВт/секцию.

Динамика трубчатого пучка в диафрагмированном волноводе показана на рис. 4. Видно, что в процессе ускорения продольный размер сгустков изменяется незначительно.

Таблица 3. Параметры сгустков после ускорения, перед каспом

Большой радиус трубки r_0 , см	2
Толщина трубки $2a_r$, см	0,25
Длина сгустка $2a_z$, см	0,9
Число частиц в сгустке N_e	$3 \cdot 10^{12}$
Релятивистский фактор γ_e	30

Параметры электронных сгустков после ускорения приведены в табл. 3.

3. ПЕРЕХОД ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТИ ЭЛЕКТРОННЫХ СГУСТКОВ ЧЕРЕЗ КАСП МАГНИТНОГО ПОЛЯ

При переходе через касп магнитного поля [14–17] в сгустках создается вращательное движение, пучок затормаживается в продольном направлении и в соответствующее число раз V_{zH}/V_{zK} сжимается в продольном направлении. При переходе электронных сгустков через касп магнитного поля в сгустках образуется большой разброс продольных скоростей, пропорциональный разбросу радиусов входа частиц пучка в касп магнитного поля и энергетическому разбросу в пучке. Аналитически касп магнитного поля может быть задан в виде [17]

$$\begin{aligned} & -B_0, & -\infty < z < 0, \\ & -B_0 + 2B_0z/L, & 0 = z < L, \\ & +B_0, & \infty > z > L, \end{aligned} \quad (1)$$

где L — длина каспа. Поле B_r выражается как

$$B_r = (-1/2)rdB_z/dz = -B_0 \cdot r/L. \quad (2)$$

Аналитические формулы показывают [17], что влиянием кулоновского расталкивания электронов на кинематичность сжатия для нашего случая можно пренебречь. Введем параметр $\nu = (e^2/mc^2)N_e/2\pi r_0$ — «погонный электрон», число электронов на длине классического радиуса электрона. В нашем случае $\nu = 0,06$.

Формула для сжатия с учетом кулоновского расталкивания частиц при переходе через касп выглядит так [17]:

$$a_{zK} = a_{zH}(V_{zK}/V_{zH})(1 + 8\nu/\gamma^3). \quad (3)$$

Напомним, что $\nu = 0,06$, $\gamma_e \sim 30$ и кинематичность сжатия не будет нарушена.

Надо сказать, что недостаточно просто получить подходящие размеры электронных колец после каспа, надо их еще удерживать постоянными на всей длине ($L = 30$ м) ускорения.

Касп — это устройство, которое, сжимая сгусток в продольном направлении, приводит к серьезному разбросу продольных скоростей в сгустке. Этот разброс, ΔV_z , приведет к колебаниям в продольном направлении с амплитудой a_{zs} :

$$a_{zs} = \Delta V_z / \Omega_{\text{фокус}}. \quad (4)$$

Эта формула показывает, что даже если очень сильно сжать пучок в каспе и получить малым a_{zk} — продольный полуразмер сгустка, который определится из уравнения непрерывности, то за счет разброса скоростей продольный полуразмер a_{zs} может получиться достаточно большим.

Продольный полуразмер сгустков a_z может быть найден как корень квадратный из суммы квадратов мгновенного полуразмера a'_z сгустков после каспа и полуразмера, связанного с разбросом скоростей ΔV_z и жесткостью фокусировки $\Omega_{\text{фаз}}$ по формуле

$$a_z = [a_z'^2 + (\Delta V_z / \Omega_{\text{фаз}})^2]^{1/2}. \quad (5)$$

В результате кинематического сжатия сгустков в каспе получается мгновенный полуразмер $a'_z = 0,15$ см, такого же порядка для разброса скоростей $\Delta V_z = 6 \cdot 10^7$ и жесткости фазовой фокусировки $\Omega_{\text{фаз}} = 4 \cdot 10^8$ слагаемое, связанное с разбросом скоростей. Конечный размер сгустков после каспа, вычисленный по формуле (5), получается при этом равным $a_z = 0,22$ см.

4. УДЕРЖАНИЕ ДОСТИГНУТОГО МАЛОГО РАЗМЕРА КОЛЕЦ В ПРОДОЛЬНОМ НАПРАВЛЕНИИ

Коллективный метод ускорения ионов в последовательности электронных колец можно будет реализовать, если удастся получить компактные электронные сгустки — с большой напряженностью поля на поверхности колец.

В работе [17] была получена формула для продольного разброса скоростей в сгустке после каспа:

$$\Delta V_z / V_z = (V_{0z} / V_z)^2 [\Delta V_{0z} / V_{0z} + \Delta r / r_0 + \Delta \gamma / \gamma], \quad (6)$$

которая показывает, что разброс продольных скоростей в сгустке после каспа, отнесенный к скорости частиц после каспа, пропорционален начальному разбросу продольных скоростей в сгустке до каспа, начальному разбросу радиусов входа частиц в касп, то есть фактически отношению толщины стенки

трубчатого пучка к его радиусу, и (последнее слагаемое) — энергетическому разбросу в сгустке.

Из формулы (6) видно, что начальные разбросы в сгустке должны быть чрезвычайно маленькими, так как перед скобкой с разбросами стоит множитель, пропорциональный квадрату степени торможения пучка в каспе. Или, при значительных разбросах, придется переходить ко все меньшей степени торможения пучка в каспе, чтобы иметь приемлемый относительный разброс скоростей в сгустке после каспа, разброс такой, который можно будет удержать продольной фокусировкой в малом размере сгустка: $a_z = \Delta V_z / \Omega_{\text{фокус}} \sim 0,15$ см. При этом $\Omega_{\text{фокус}}$ — частота фазовых колебаний, определяется полем волны и составляет величину порядка $\Omega_{\text{фокус}} \sim 4 \cdot 10^8$. Соответственно, ΔV_z не должна быть больше, чем $\Delta V_z < 6 \cdot 10^7$. Формула (6) накладывает жесткие ограничения на степень торможения пучка в каспе и на начальные разбросы в сгустке.

Удержание малого размера предполагается полем волны, бегущей в спирали. Для спирали без особенных проблем допустимы замедления порядка 10–100, то есть после каспа и до самой области захвата ионов размер должен удерживаться спиралью. Спиралью с переменным шагом для волны с частотой $f_1 = 285,6$ МГц можно будет удерживать продольный размер сгустков достаточно малым.

Действительно, частота фазовых колебаний в поле волны равна

$$\Omega_c = 2\pi f [(eE\lambda / 2\pi\beta_s\epsilon_0) \cos\phi_s]^{1/2}, \quad (7)$$

где $\omega = 2\pi f \sim 2 \cdot 10^9$ — круговая частота фокусирующей волны.

Вычислим частоту фазовых колебаний для случая $\phi_s = 0^\circ$, $\cos\phi_s = 1$, $E = 10$ кВ/см, $E_0 = mc^2\gamma_\perp = 15$ МэВ, $\beta_s = 0,3$, $\lambda = 1,05$ м. Частота равна $\Omega_c = 4 \cdot 10^8$ — как раз то, что нужно для удержания малого размера при скорости 0,3 с после каспа. Это значит, что сгустки в каспе надо тормозить до скорости 0,3 с и удерживать достигнутый малый размер $a_{zs} = 0,15$ см полем бегущей волны в спирали после каспа.

Фактически эти разбросы получаются такими из закона сохранения энергии при переходе частиц через касп. Продольная скорость частиц в сгустке есть малая разница двух больших величин:

$$V_z^2 = V_{0z}^2 - r^2\omega_h^2 \quad (8)$$

И скорость частиц V_{0z} до каспа, и азимутальная скорость $r\omega_h$ после каспа являются ультрарелятивистскими. Соответственно, очень небольшие отклонения в этих величинах, связанные с конечным радиусом входа частиц в касп или с энергетическим разбросом частиц в сгустке, приводят к значениям скорости V_z , сильно отличающимся друг от друга, особенно при малой скорости частиц в сгустке после каспа.

На рис. 5 показан требуемый шаг спирали, на рис. 6 — напряженность поля на радиусе кольца.

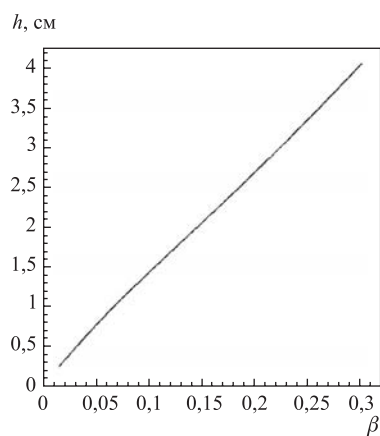


Рис. 5. Шаг спирали, требуемый для достижения фазовой скорости в диапазоне $\beta = 0,015-0,3$. Радиус спирали — 2,5 см

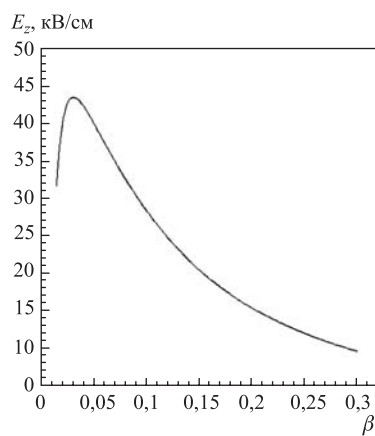


Рис. 6. Напряженность поля волны в спирали на радиусе колец $r_0 = 2$ см

5. ТРЕБУЕМЫЕ ПАРАМЕТРЫ ЭЛЕКТРОННЫХ СГУСТКОВ НА ВХОДЕ В КАСП И ПУТИ ИХ ДОСТИЖЕНИЯ

Анализируя формулу (8), можно видеть, что большой разброс продольных скоростей в сгустках после каспа получается прежде всего из-за различия радиусов входа электронов в область каспа магнитного поля. Один из путей преодоления этого недостатка состоит в том, чтобы до каспа пучок и, соответственно, сгустки, имели возможно меньший малый радиальный размер. Реально это приводит к необходимости формировать пучок с толщиной стенки в несколько десятков микрон, что будет вызывать определенные технические трудности.

Из формулы (8) видно, что если бы энергия частиц в трубчатом пучке возрастала линейно с ростом радиуса частиц пучка, то это привело бы к вращению сгустков после каспа с одинаковой азимутальной скоростью, не зависящей от радиуса входа частицы в область каспа магнитного поля. Соответственно, одинаковыми были бы и продольные скорости частиц в сгустке, то есть удерживать большой скоростной разброс в сгустках после каспа не было бы необходимости.

При ускорении трубчатого пучка до каспа в поле поверхностной волны будет сформировано именно такое энергетическое распределение частиц в пучке, поскольку ускоряющее частицы поле E_z в этом случае растет по радиусу. Это, собственно, и позволяет надеяться на существенное уменьшение разброса продольных скоростей частиц в сгустках после каспа, связанное с конечностью толщины трубки пучка до каспа.

Рассмотрим структуру, состоящую из последовательности цилиндрических резонаторов, имеющих в центре кольцевую щель с радиусом a и шириной зазора h . Краевое поле такой щели можно записать в виде

$$E_z = E_0 \exp[-(a - r)/h]. \quad (9)$$

При этом электроны сгустка, находящиеся на большем радиусе ($r < a$), ускоряются большим полем, чем электроны с меньшим радиусом. Расчеты, проведенные для случая: $a = 2,5$ см, $h = 1$ см, число зазоров $N = 20$, напряженность поля на зазорах $E_0 = 100$ кВ/см, частота колебаний $f_2 = 2856$ МГц — показывают, что можно достичь практически линейного роста релятивистского фактора γ с увеличением радиуса и тем самым минимизировать разброс продольных скоростей в сгустках после каспа.

Таким образом, энергетический разброс в сгустках должен быть меньше:

$$\Delta\gamma/\gamma < 5 \cdot 10^{-4}, \quad (10)$$

и при этом энергия электронов в сгустке должна линейно расти с радиусом:

$$\gamma(r) = \gamma_0 + \gamma_0 \cdot \Delta r/r_0. \quad (11)$$

Таблица 4. Параметры электронных колец, образующихся сразу за каспом

Продольная скорость сгустков β_z	0,3
Число электронов N_e	$3 \cdot 10^{12}$
Большой радиус колец r_0 , см	2
Полуразмер малого сечения кольца в радиальном направлении a_r , см	0,125
Полуразмер малого сечения кольца в продольном направлении a_z , см	0,15
Напряженность поля на краю кольца $2eN_e a_z / \pi r_0 (a_r^2 + a_z^2)$, кВ/см	> 400
Поперечный релятивистский фактор γ_{\perp}	28,626
Энергетический разброс в пучке $\Delta\gamma/\gamma$	$< 5 \cdot 10^{-4}$
Изменение энергии с радиусом	$\Delta\gamma = \gamma_0 \Delta r / r_0$

При выполнении этих условий сгустки при прохождении каспа магнитного поля сожмутся в три раза в продольном направлении и приобретут разброс продольных скоростей, который можно будет удержать полем волны, распространяющейся синхронно со сгустками в спиральном волноводе. Параметры сгустков для этого случая приведены в табл. 4.

6. ТОРМОЖЕНИЕ СГУСТКОВ ПОСЛЕ КАСПА В РАСТУЩЕМ ПОЛЕ, ЗАПОЛНЕНИЕ ИХ ИОНАМИ И УСКОРЕНИЕ В СПАДАЮЩЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Захват ионов в поле сгустков сразу после каспа проблематичен не только потому, что требуется большая энергия инжектируемых ионов $W_{ii} = 45$ МэВ/нуклон, проблема состоит еще и в том, что область, где существует большое кулоновское поле, необыкновенно узкая. Она узкая в силу малости радиального полуразмера малого сечения электронных колец $a_r = 0,125$ см, узкой является и область фаз, область z -размера колец, в которую ионы надо инжектировать для захвата. Эта область — порядка малого полуразмера кольца a_z , и это ~ 1 мм. Ионный пучок для эффективного захвата в поле кольца должен иметь кольцевую форму с радиусом $r_0 = 2$ см, то есть область захвата ионов в режим ускорения имеет очень неудобную для инжектируемых ионов кольцевую форму, между тем импульсный ток, который способна ускорять последовательность электронных колец, составляет $I_i = 0,7$ А.

Рассмотрим захват ионов в последовательность электронных колец при ионизации струи газа.

Прежде всего, последовательность вращающихся электронных ступков надо затормозить, для того чтобы энергия относительного движения образовавшихся при ионизации газа ионов была меньше потенциальной энергии ионов в кулоновской яме кольца. Нетрудно найти эту скорость при $\beta_z = 0,015$, энергия движения образовавшихся ионов по отношению к электронному кольцу равна $W_i = 112$ кэВ/нуклон. Глубина потенциальной ямы для ионов равна примерно $\Delta W_i = 300$ кэВ, так что ионы будут захватываться в процесс ускорения из некоторой области вблизи центра малого сечения кольца.

Перевести начальную, после каспа, продольную скорость электронных колец в азимутальную можно в растущем магнитном поле. Подъем поля, однако, не должен быть слишком быстрым, поскольку это приведет к большому разбросу продольных скоростей. Период обращения электрона в магнитном поле — порядка 1 нс. Примем, что период аксиальных колебаний электронов в поле волны равен $T_{\text{и}} = 50$ нс. Положив время торможения кольца (от скорости $\beta_z = 0,3$ до $\beta_z = 0,015$) равным $T_{\text{т}} = 2T_{\text{и}} = 100$ нс, так чтобы это время было по крайней мере в два раза больше периода аксиальных колебаний, найдем, что длина торможения получается равной $L_{\text{и}} = 4,5$ м.

В этой области, где кольца имеют маленькую скорость, надо создать струю газа (водорода), пересекающую кольцо. Число образовавшихся внутри кольца ионов N_i можно определить по формуле

$$N_i = N_0 \sigma n_e c \tau, \quad (12)$$

где τ — время пересечения кольцами газовой струи; c — скорость света; n_e — плотность электронов в кольце; σ — сечение ионизации, например, молекулы водорода релятивистским электроном; N_0 — число нейтралов в области кольца. Подставляя численные значения $\tau = 0,5$ нс, $c = 3 \cdot 10^{10}$ см/с, $n_e = 2,7 \cdot 10^{12}$ см⁻³, $N_0 = 6 \cdot 10^{14}$ см⁻³ ($p = 0,2$ мм рт. ст.), $\sigma = 10^{-18}$ см², найдем, что число образовавшихся в сечении кольца ионов $N_i = 3 \cdot 10^{10}$ — как раз такое число ионов требуется для эффективного ускорения двухкомпонентных колец.

Предварительно кольца с ионами надо ускорить от энергии $W_i = 110$ кэВ/нуклон до энергии $W_{ii} = 45$ МэВ/нуклон, до скорости $\beta_z = 0,3$, где, по расчетам, становится возможным ускорение в волноводе, частично заполненном диэлектриком. Это можно сделать, ускоряя ступки с ионами в спадающем магнитном поле.

При торможении электронных ступков в растущем поле и при их ускорении с ионами в спадающем поле необходимо обеспечить поддержание постоянным малого полуразмера кольца в продольном направлении. На рис. 7

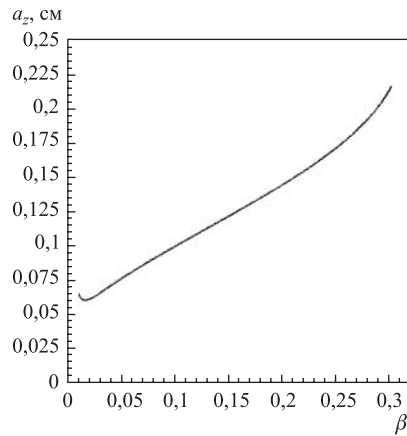


Рис. 7. Зависимость продольного полуразмера a_z электронно-ионных сгустков от скорости при ускорении в спадающем магнитном поле. Продольная фокусировка осуществляется полем волны, бегущей в спирали синхронно со сгустками

показана соответствующая зависимость продольного полуразмера сгустков от скорости. Напомним, что малый полуразмер в радиальном направлении, как и большой радиус кольца, поддерживается внешним соленоидальным магнитным полем.

7. УСКОРЕНИЕ СГУСТКОВ С ИОНАМИ В ВОЛНОВОДЕ, ЧАСТИЧНО ЗАПОЛНЕННОМ ДИЭЛЕКТРИКОМ, И В ДИАФРАГМИРОВАННОМ ВОЛНОВОДЕ

Схематически волновод, частично заполненный диэлектриком, и ускоряемые в нем сгустки, показаны на рис. 8. Внутренний канал в волноводе с диаметром $2a$ ($a = 2,5$ см) свободен от диэлектрика, и в нем ускоряется модулированный электронный трубчатый пучок с радиусом $r_0 = 2$ см и толщиной стенки $\Delta = 0,25$ см. Изменение фазовой скорости вдоль волновода рассчитывается из темпа ускорения трубчатого пучка и регулируется изменением наружного диаметра волновода $2b$, так что фактически изменяется (уменьшается) объем диэлектрика, заполняющего волновод. Из введенного потока мощности P_1 рассчитывается амплитудная напряженность электрического поля на оси, а затем и на радиусе трубчатого пучка.

Детально электродинамические свойства волновода, частично заполненного диэлектриком, были исследованы в работе [20]. Там было показано, что в зависимости от заполнения волновода диэлектриком можно получать

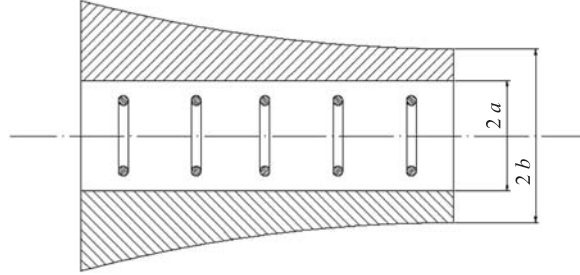


Рис. 8. Структура волновода, частично заполненного диэлектриком. Область меньше внутреннего радиуса волновода a свободна от диэлектрика, диэлектрик расположен между внутренним радиусом a и наружным радиусом b , за счет уменьшения которого увеличивается фазовая скорость волны в волноводе

замедления вплоть до фазовой скорости $v_{\text{фаз}} = c/\sqrt{\varepsilon'}$. Выберем для нашего случая $\varepsilon' = 30$. Такое значение $\varepsilon' = 30$ должно быть не статическим, ε' должно иметь это значение для частоты $f_2 = 2856$ МГц. Более того, у выбранного диэлектрика должно быть и достаточно малое затухание, а именно $\text{tg}\delta = \varepsilon''/\varepsilon \ll 1$, отношение мнимой части показателя диэлектрической проницаемости к действительной части должно быть много меньше единицы, иначе вся вводимая мощность пойдет на нагрев диэлектрика, а не на создание высокочастотного поля в волноводе. Насколько важно иметь малую мнимую часть диэлектрической проницаемости, видно из следующего. Представим диэлектрическую проницаемость в виде $\varepsilon = \varepsilon'(1 - i\text{tg}\delta)$, где ε' — действительная часть относительной диэлектрической проницаемости, ε'' — мнимая часть, $\text{tg}\delta = \varepsilon''/\varepsilon'$. Волна вдоль оси z распространяется в соответствии с законом $e^{i\omega t} e^{-ik_z z}$, где

$$k_z = 2\pi/\lambda = (2\pi/\lambda_{\text{своб}})\{\sqrt{\varepsilon'}[1 - i(1/2)\text{tg}\delta]\}. \quad (13)$$

Пространственный показатель в экспоненте равен

$$k_z z = (2\pi/\lambda_{\text{своб}})\sqrt{\varepsilon'} - i(\pi/\lambda_{\text{своб}})\sqrt{\varepsilon'}\text{tg}\delta, \quad (14)$$

и, таким образом, длина затухания — длина, на которой амплитуда поля уменьшается в e раз, равна

$$z_d = \lambda_{\text{своб}}/\pi\sqrt{\varepsilon'}\text{tg}\delta. \quad (15)$$

В табл. 5 представлена вычисленная по формуле (15) длина затухания напряженности поля волны для различных $\text{tg}\delta$ при $\lambda_{\text{своб}} = 10,5$ см и $\varepsilon' = 30$.

Таблица 5. Длина затухания z_d для $\lambda_{\text{своб}} = 10,5$ см и $\varepsilon' = 30$

Значения $\text{tg}\delta$	Длина затухания z_d , см
$2 \cdot 10^{-4}$	3056
$2 \cdot 10^{-3}$	305
$2 \cdot 10^{-2}$	30
10^{-2}	15

Видно, что $\text{tg}\delta$ должен быть меньше, чем $\text{tg}\delta < 2 \cdot 10^{-3}$, иначе вся вводимая в волновод мощность пойдет на нагрев диэлектрика.

Керамика состава [21] $\text{Ba}(\text{Zn}_{1/3}\text{Ta}_{1/3})\text{O}_3$ — ВЗТ имеет $\varepsilon' = 30$ в диапазоне частот 8–15 ГГц и малую мнимую часть диэлектрической проницаемости в этом диапазоне частот. В работе [22] приведены диэлектрические характеристики титанатной керамики марки БА с содержанием TiO_2 60–70 % на частоте $f = 10^{10}$ Гц. Относительная диэлектрическая проницаемость $\varepsilon' = 30$, $\text{tg}\delta = 3 \cdot 10^{-4}$. Диэлектрик с такими параметрами полностью подходит для создания медленной волны, скорость которой совпадает со скоростью электронных колец после каспа.

Чтобы при прохождении пучка диэлектрик не заряжался и не искажал движение частиц пучка, диэлектрический волновод должен быть покрыт изнутри проводящим материалом. Этот материал должен быть достаточно тонким, толщина покрытия должна быть много меньше глубины скин-слоя, на кото-

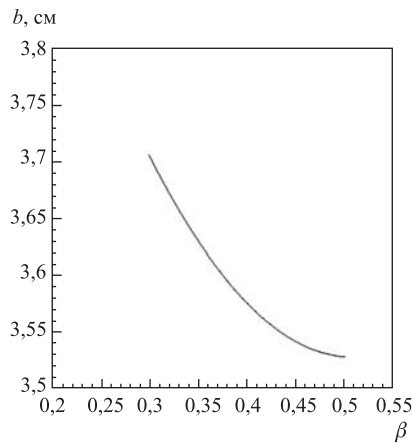


Рис. 9. Значение наружного радиуса волновода b для различных фазовых скоростей волны в диапазоне от $\beta_z = 0,3$ до $\beta_z = 0,5$. Диэлектрическая проницаемость $\varepsilon' = 30$, длина волны в свободном пространстве $\lambda = 10,5$ см

ром поле волны затухает в e раз. Вычислим глубину скин-слоя для меди на частоте $f = 3$ ГГц:

$$\delta = c/2\pi\sqrt{\sigma}f. \quad (16)$$

Найдем, что для меди глубина скин-слоя составляет величину порядка 1,3 мкм. Очевидно, что, нанеся покрытие толщиной 20–30 нм, мы полностью решим проблему с электростатическим зарядом, и это покрытие никак не повлияет на распространение электромагнитных волн в этой структуре.

На рис. 9 приведен график, показывающий, каким необходимо иметь внешний радиус b волновода, заполненного диэлектриком с $\epsilon' = 30$, чтобы для длины волны в свободном пространстве $\lambda = 10,5$ см в нем был сформирован заданный закон изменения фазовой скорости $\beta_z(z)$. Внутренний радиус волновода $a = 2,5$ см. На рис. 10 приведена зависимость напряженности поля на радиусе кольца от фазовой скорости волны в том же диапазоне относительных скоростей.

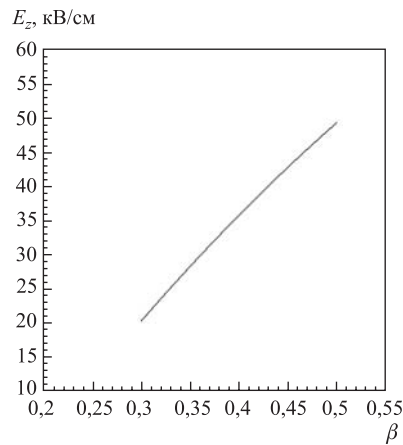


Рис. 10. Зависимость напряженности поля на радиусе кольца $r_0 = 2$ см от фазовой скорости волны от $\beta_z = 0,3$ до $\beta_z = 0,5$. Диэлектрическая проницаемость $\epsilon' = 30$, длина волны в свободном пространстве $\lambda = 10,5$ см, введенная мощность $P_1 = 150$ МВт/секцию

На рис. 11 представлена зависимость малого полуразмера электронного сгустка a_z при ускорении в волноводе, частично заполненном диэлектриком. Диапазон фазовых скоростей от $\beta_z = 0,3$ до 0,5.

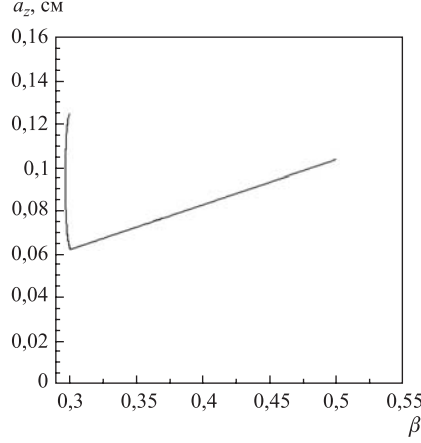


Рис. 11. Зависимость изменения малого полуразмера сгустка a_z от фазовой скорости β при ускорении электронных сгустков с ионами в волноводе, частично заполненном диэлектриком. Начальная скорость $\beta_{zn} = 0,3$, конечная — $\beta_{zk} = 0,5$

8. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ СООТНОШЕНИЯ, ВЫПОЛНЯЮЩИЕСЯ ПРИ УСКОРЕНИИ СГУСТКОВ С ИОНАМИ ПОСЛЕ КАСПА В ПОЛЕ ВОЛНОВОДА

В нашем случае поле, связанное с отрывом ионов, составляет величину

$$E_{\text{внешн}} = E_{\text{кул}} m \gamma_{e\perp} (1 + \xi) / M. \quad (17)$$

Возьмем в качестве кулоновского поля не $E_z = 473$ кВ/см поле на поверхности кольца, а с некоторым запасом меньшее поле, такое, чтобы ионы гарантированно не отрывались от электронов. В нашем случае удобно взять поле, ускоряющее ионы, равным $E'_z = 400$ кВ/см. Тогда для этого поля найдем, что внешнее, ускоряющее сгустки поле, должно быть не более (17) $E_{\text{внешн}} < 10,8$ кВ/см.

Запишем закон сохранения энергии для электронно-ионного кольца:

$$m c^2 \gamma_{\perp e} (1 + \xi) \Delta \gamma_{\parallel} = 1,08 \text{ МэВ/м}, \quad (18)$$

где $\xi = M N_i / m \gamma_{e\perp} N_e = 0,613$ — отношение ионной массы к электронной, откуда

$$\Delta \gamma_{\parallel} = 4,7 \cdot 10^{-2} / \text{м}. \quad (19)$$

Пересчитывая это на протоны, найдем, что они набирают 40 МэВ/м, и для достижения конечной энергии ионов 1,2 ГэВ/нуклон ускоритель должен быть

длиной 30 м. Ускоряются ионы с темпом $E_{\text{кул}} = 400$ кВ/см, и поляризационное поле (внутреннее поле кольца) должно быть больше этого значения, иначе ионы оторвутся от электронов.

Интересно посмотреть на коллективное ускорение ионов электронными кольцами вот с какой стороны: во внешнем поле ускоряются частицы с зарядом $z_i = e(N_e - N_i)/N_i = 99e$, где e — элементарный заряд, в количестве $N_i = 3 \cdot 10^{10}$, ($N_i/N_e = 10^{-2}$), с массой $M_i = M_p(1 + 1/\xi) = 2,5$ ГэВ. При коллективном ускорении ионов электронными кольцами фактически создается ион с массой, не очень сильно (в 2,5 раза) превышающей массу протона, и с зарядом в 99 зарядов протона, и этот, комплексный ион эффективно ускоряется в небольших внешних полях.

Поляризационное кулоновское поле — внутреннее, на поверхности кольца оно составляет $2eN_e a_z / \pi r_0 (a_r^2 + a_z^2) = 473$ кВ/см, оно должно быть больше поля, которым ускоряются ионы $E_i = 400$ кэВ/см. Целиком же ион ускоряется в небольшом внешнем поле $E_{\text{вн}} = 10,8$ кВ/см, которое должно быть меньше некоторого предельного, соответствующему отрыву ионов.

На рис. 12 приведена зависимость продольного полуразмера электронно-ионных колец при их ускорении в диафрагмированном волноводе от скорости от $\beta_z = 0,5$ до $\beta_z = 0,9$. Продольный полуразмер сгустков из-за увеличения скорости и релятивистского фактора γ растет с ростом скорости.

Видно, что продольный полуразмер остается меньшим $a_z < 0,22$ см в течение всего времени ускорения. Максимальное кулоновское поле на краю кольца $2eN_e a_z / \pi r_0 (a_r^2 + a_z^2) > 400$ кВ/см.

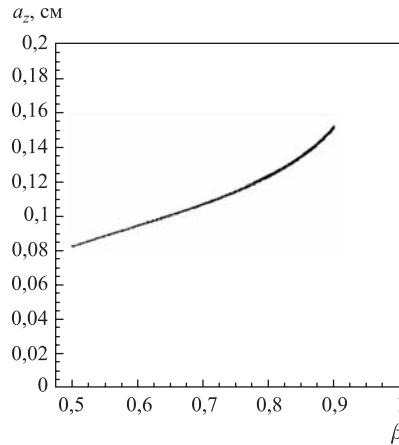


Рис. 12. Продольный полуразмер электронно-ионных сгустков a_z в зависимости от скорости β_z в диапазоне от $\beta_z = 0,5$ до $0,9$

Найдем мощность, передаваемую от внешнего источника в пучок. Ионный ток $I = 0,7$ А ускоряется полем 40 МВ/м, и темп набора мощности ионным пучком равен $dP_i/dz = 28$ МВт/м. Мощность пучка в конце ускорителя будет равна $P_i = 840$ МВт. Электроны на выходе ускорителя будут иметь релятивистский фактор $\gamma = \gamma_{\perp}\gamma_{\parallel} = 69$, где $\gamma_{\perp} = 30$ — энергия, приобретенная при ускорении до каспа, $\gamma_{\parallel} = 2,3$ — энергия, полученная при ускорении электронно-ионных колец. Таким образом, энергия электронов равна $E_e = 35$ МэВ, мощность электронного пучка на выходе ускорителя $P_e = 35$ МэВ \cdot 70 А = $2,45$ ГВт. Переданная в электронную компоненту мощность, таким образом, равна $1,4$ ГВт, общая переданная в пучок мощность: $0,84 + 1,4 = 2,24$ ГВт, и темп передачи мощности в электронно-ионный пучок составляет $dP/dz = 75$ МВт/м. В табл.6 собраны основные параметры предлагаемого ускорителя.

Таблица 6. Параметры ускорителя с последовательностью электронных колец

Энергия электронов из пушки W_e , кэВ	200
Ток пучка электронов I_e , А	140
Длительность импульса электронного тока, мкс	3
Частота следования импульсов F , Гц	60
Частота модуляции электронного пучка f_1 , МГц	142,8
Частота ускорения электронных ступков f_2 , МГц	2856
Радиус трубчатого пучка r_0 , см	2
Толщина стенки трубчатого пучка Δ , см	0,25
Продольный полуразмер ступков перед каспом, см	0,45
Конечный релятивистский фактор γ_e ,	30
Длина электронного ускорителя, м	11
Продольная скорость ступков после каспа β_z	0,3
Продольный полуразмер ступков после каспа a_z , см	0,22
Радиальный полуразмер малого сечения кольца a_r , см	0,125
Магнитное поле до и после каспа B , Тл	2,4358
Время заполнения колец ионами из струи газа, нс	0,5
Плотность нейтралов в струе газа N_0 , см ⁻³	$6 \cdot 10^{14}$
Скорость колец в области захвата ионов из струи, β_z	0,015
Длина ускорения протонов, м	30

Ускоритель с такими параметрами: импульсный ток протонов $I_p = 0,7$ А и энергия частиц $E_{if} = 1,2$ ГэВ/нуклон — может быть использован в качестве интенсивного импульсного источника нейтронов.

Общий поток протонов в импульсе составит $P_p = 10^{13}$ p /имп. Электронный ток ускорителя на два порядка больше протонного, однако выход ней-

тронов под действием электронов на порядок меньше, чем выход нейтронов от протонов. Средняя интенсивность нейтронов на неразмножающей (свинцовой) мишени: $\dot{W} = 10^{16}$ нейтронов/с, импульсная интенсивность нейтронов составит $P_n \sim 8 \cdot 10^{19}$ нейтронов/с.

При увеличении средней ВЧ-мощности в 100 раз, например, при увеличении длительности импульса до $\tau = 30$ мкс и частоты следования импульсов до $F = 600$ Гц, средний протонный ток составит $\tilde{I}_p = 14$ мА. Такой ускоритель (внешний источник нейтронов) может быть использован для управления подкритическим ядерным реактором.

ВЫВОДЫ

- Показана возможность ускорения интенсивных электронных пучков $\tilde{I}_e = 70$ А до ультрарелятивистских энергий ($\gamma_e \sim 30$) в диафрагмированном волноводе. Длина ускорителя электронов $L_e = 11$ м.

- Ультрарелятивистский трубчатый электронный пучок может быть разбит на сгустки с параметрами: число электронов в сгустке $N_e = 3 \cdot 10^{12}$, продольный размер сгустка $l \sim 0,9$ см, радиальный размер $\Delta = 0,25$ см, средний радиус трубчатого пучка $r_0 = 2$ см. Частота следования сгустков в импульсе: $f_1 = 142,8$ МГц. Группирователь предполагается субгармонический. После первоначальной модуляции на частоте $f_1 = 142,8$ МГц сгустки группируются на частоте $f_2 = 2856$ МГц. Число сгустков в импульсе и частота следования импульсов определяются возможностями клистронных усилителей. Частота ускорения сгустков $f_2 = 2856$ МГц.

- Проходя через область встречно включенных соленоидов (касп) с магнитным полем $B = 2,43$ Тл, сгустки уменьшают свою продольную скорость до $\beta_z = 0,3$, сжимаются в продольном направлении и приобретают ультрарелятивистскую вращательную скорость. Приобретенный при прохождении каспа разброс продольных скоростей удерживается полем внешней волны, распространяющейся синхронно со сгустками.

- Большой радиус кольца $r_0 = 2$ см и радиальный размер малого сечения кольца $a_r = 0,125$ см удерживаются внешним соленоидальным магнитным полем. Размер сечения кольца в продольном направлении $a_z = 0,22$ см удерживается полем внешней волны.

- Сгустки заполняются ионами при пересечении струи газа. Отношение числа протонов в сгустках к числу электронов $N_i/N_e = 10^{-2}$, и, таким образом, импульсный ионный ток составит $I_i = 0,7$ А.

- Электронно-ионные сгустки ускоряются в волноводе, частично заполненном диэлектриком, от начальной скорости $\beta_z = 0,3$ до 0,5 и в волноводе, нагруженном дисками, до конечной скорости $\beta_z = 0,9$. Конечная энергия ионов: $E_{if} = 1,2$ ГэВ/нуклон. Длина ускорения для протонов равна $L_p = 30$ м.

Для достижения этого результата в волновод необходимо вводить мощность $P_0 = P_1 + P_2$, где $P_1 = 6\text{--}150$ МВт/секцию и $P_2 = 75\text{--}100$ МВт/м.

Авторы выражают глубокую благодарность Л. Б. Пикельнеру за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. SNS PARAMETERS LIST: ORNL. SNS-100000000-PL0001-R13, Oak-Ridge, June, 2005
2. Бонч-Осмоловский А. Г., Доля С. Н. // Труды II Международного симпозиума по коллективным методам ускорения, ОИЯИ, Д9-10500, Дубна, 1976. С. 87.
3. Бонч-Осмоловский А. Г., Доля С. Н. // АЭ, 1978. Т. 45. С. 354.
4. Sprehn D., Phillips R. M., Caryotakis G. SLAC-PUB-6677, September, 1994.
5. Векслер В. И. // Proc. Symp. CERN, 1956. V. 1. P. 80.
6. Саранцев В. П., Перельштейн Э. А. // Коллективное ускорение ионов электронными кольцами, М.: Атомиздат, 1979.
7. Schumacher U. // Collective Ion Acceleration with Electron Rings, Springer, Berlin/Heidelberg. 1979. V. 84.
8. Иванов И. Н. и др. Проблемы физики элементарных частиц и атомного ядра, Т. 1, М.: Атомиздат, 1970. С. 391.
9. Перельштейн Э. А., Ярковой О. И. // ЖТФ. 1971. Т. 41, С. 23.
10. Laslett L. J. // Symp. on Elect. Ring Accelerators, UCRL-18103, LBL, Berkeley, California, 1968. P. 426.
11. Reiser M. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1971. V. 18, № 3, P. 460.
12. Destler W. W. et al. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1975. NS-22, № 3, P. 995.
13. Бонч-Осмоловский А. Г., Доля С. Н. // Труды X Международной конференции по ускорителям заряженных частиц высоких энергий, Серпухов, 1977. Т. 1. С. 419.
14. Reiser M. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1973. V. 20. P. 992.
15. Левин М. Л., Минц А. Л., Науменко Е. Д. // Докл. АН СССР, 1972. Т. 204, С. 840.
16. Striffler C. D. et al. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1979. NS-26, № 3, P. 4234.
17. Бонч-Осмоловский А. Г., Доля С. Н. Сообщение ОИЯИ 9-10228. Дубна, 1976.
18. Доля С. Н., Красных А. К., Тихомиров В. В. Сообщение ОИЯИ 9-81-167. Дубна, 1981.
19. Вальднер О. А. и др. Справочник по диафрагмированным волноводам, М.: Атомиздат, 1969. С. 47.
20. Ахиезер А. И., Файнберг Я. Б. // УФН, 1951. Т. XLIV, вып. 3. С. 322.
21. Kawashina S. et al. // J. Am. Ceram. Soc. 1983. V. 66, № 6, P. 421.
22. Проектирование полосковых устройств СВЧ, Учебное пособие Ульяновского государственного университета, Ульяновск, 2001. С. 9.

Получено 9 апреля 2009 г.

Редактор М. И. Зарубина

Подписано в печать 22.06.2009.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 1,68. Уч.-изд. л. 2,08. Тираж 270 экз. Заказ № 56632.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.

E-mail: publish@jinr.ru

www.jinr.ru/publish/