

О ВОЗМОЖНОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ КВАДРУПОЛЬНОЙ ВЫСОКОЧАСТОТНОЙ ФОКУСИРОВКИ В ЛИНЕЙНЫХ УСКОРИТЕЛЯХ ПРОТОНОВ НА ЭНЕРГИИ СВЫШЕ 100 МЭВ

А.Б.Барсуков, Ю.А.Буданов

Квадрупольная ВЧ фокусировка нашла широкое применение для создания форинжекторов линейных ускорителей ионов для формирования и предварительного ускорения сгустков до относительных скоростей 0.06-0.08 (см., например, [1]). Есть положительный опыт ее использования для ускорения протонов до энергий 30 МэВ [2]. В работах [3-6] рассмотрена методика выбора параметров ускоряющей структуры с такой фокусировкой, позволяющая ускорять протоны до энергий порядка 100 МэВ. Основное отличие данной методики от реализованного варианта [7] заключено в выборе оптимального соотношения параметров круглого и квадрупольного зазоров, составляющих период ускорения структуры (см. рисунок). С одной стороны, несомненным достоинством квадрупольной ВЧ фокусировки являются малые поперечные размеры трубок дрейфа и ВЧ квадруполей, что позволяет уменьшить вносимую им расстройку в резонатор, по сравнению с магнитной квадрупольной фокусировкой. С другой стороны, ВЧ квадруполь имеет значительную емкость, при выборе параметров, как это указано в [7], именно эта емкость будет определять расстройку и, следовательно, потери ВЧ энергии в стенках резонатора. Оптимальность соотношения параметров зазоров заключается в выборе максимальной длины круглого зазора при сохранении условий на ускорение и фокусировку. Достижение этого приводит к существенному уменьшению емкости периода ускорения и к тому, что напряжение на круглом зазоре становится в несколько раз больше напряжения на квадруполе. Следствием такой оптимизации является одновременный рост эффективного шунтового сопротивления и темпа ускорения, причем эффект оптимизации растет с ростом относительной скорости частиц. Таким образом, оптимизация позволяет распространить эффективное применение фокусировки ВЧ квадруполями в область более высоких энергий. Как показывают расчеты, ускоряющие структуры на H -волне с фокусировкой ВЧ квадруполями могут эффективно применяться во всем диапазоне энергий, где используется ускоритель Альвареца с магнитной квадрупольной фокусировкой [3,4]. На энергиях протонов свыше 100 МэВ длина ВЧ квадруполя становится слишком большой при постоянной длине волны ВЧ поля. Это создает технологические трудности и приводит к сильному снижению эффективного шунтового сопротивления структуры. Поэтому, как и в других проектах линейных ускорителей на энергии до 1 ГэВ, целесообразно перейти на более короткую длину волны (порядка 30-50 см) и ускоряющую структуру типа бипериодической [8]. Небольшие поперечные размеры ВЧ квадруполя позволяют разместить его не-

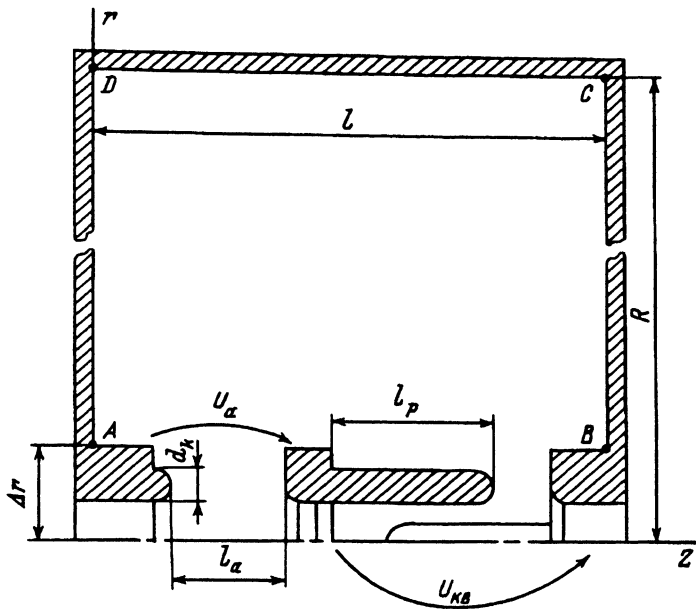


Рис.

посредственно в каждой ускоряющей ячейке структуры, что невозможно при использовании магнитной фокусировки из-за больших размеров магнитного квадрупольного поля. Переход на другую ускоряющую структуру с более короткой длиной волны требует обеспечения согласования по продольному и поперечному движению. Вопросы продольного согласования являются относительно независимыми от способа обеспечения жесткой фокусировки и достаточно хорошо изучены (см., например, [8]). При сохранении средней кинетической энергии поперечного движения и желательного сохранения среднего значения радиуса пучка, при переходе от λ_1 к λ_2 необходимо и сохранение средней частоты поперечных колебаний. Тогда, если длина волны, кратность фокусировки и набег фазы на периоде фокусировки до перехода λ_1, n_1, μ_1 то связь с аналогичными величинами λ_2, n_2, μ_2 после перехода имеет вид

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{\mu_2 \lambda_1}{\mu_1 \lambda_2}. \quad (1)$$

В случае структуры $FD (n = 1)$ в первой части ускорителя и $\mu_1 = \mu_2$ кратность во второй части равна кратности уменьшения длины волны ВЧ поля. Для качественного анализа перехода можно воспользоваться методом приведения сложного периода фокусировки к эквивалентному простому [9]. Такой анализ показывает, что при энергии перехода порядка 100 МэВ для протонов при кратности порядка 3–5 достаточно легко получить характеристики поперечного движения во второй части, согласованные с первой. Подробно методика численного расчета параметров оптимизированного ускоряющего канала с квадрупольной ВЧ фокусировкой рассмотрена в работах [4,5]. В случае сложного периода фокусировки методика не имеет существенных отличий. Кратко можно отметить, что численные расчеты подтверждают качественные рассуждения.

Таблица 1.

n_2	f_0 , МГц	U_a , КВ	U_{kb} , КВ	θ	ΔW , МэВ/м	l_a , мм	d_k , мм	l_p , мм
4	594	586	200	0.754	4.74	26	5.5	47.7
5	742.5	438	200	0.719	4.6	16.6	6.4	38.4
6	891	335	200	0.678	4.34	11	8.55	32.2

Для иллюстрации рассмотрим численный пример. Пусть первая часть ускорителя имеет основные параметры $f_0 = 148.5$ МГц, радиус апертуры $R_a = 7$ мм, набег фазы поперечных колебаний $\mu_1 = 0.7$, $n_1 = 1$ равновесную фазу $\varphi_c = 30^\circ$. По методике работ [4,5] рассчитаем для $\beta = 0.43$, $\mu_2 = \mu_1$, $R_a = 7$ мм, $\varphi_c = 30^\circ$ три варианта периода ускорения. Результаты приведены в табл. 1, основные обозначения на рисунке.

В табл. 1 U_a, U_{kb} — напряжения на круглом и квадрупольном зазорах, θ — фактор пролетного времени, ΔW — темп ускорения. Поле вблизи электродов рассматривается в электростатическом приближении. Максимальная напряженность электрического поля на поверхности электродов 450 КВ/см. Как видно из табл. 1, ускоряющий канал с ВЧ квадруполем имеет вполне приемлемые характеристики. Нет сильного снижения фактора пролетного времени и темп ускорения достаточно высок. Нет особых проблем с согласованием. Параметры, данные в табл. 1, следует принимать как оценочные, так как детальный наилучший подбор всех параметров не проводился. Следующим важным вопросом является оценка характеристик ускоряющей ячейки бипериодической структуры. Рассмотрим самый простой для оценок вариант круглой цилиндрической ячейки с прямоугольным меридиональным сечением (см. рисунок). Расчет параметров аксиально-симметричной ячейки не представляет особых трудностей и широко освещен в литературе [8]. Введение ВЧ квадруполя существенно меняет ситуацию, так как электроды сильно деформируют электрическую компоненту поля вблизи оси структуры, что не позволяет использовать стандартные методы. Для проведения оценок воспользуемся тем, что размеры электродов и зазоров много меньше длины волны ВЧ поля и поперечных размеров ячейки. Это позволяет применить квазистатическое приближение для поля вблизи оси ячейки и заменить реальные граничные условия на электродах эквивалентным квазистатическим на приосевом цилиндре радиуса Δr . Детально квазистатическое приближение для расчета ускоряющих структур описано в работе [10]. Здесь приведем лишь сводку основных соотношений и итоговых формул. Решение уравнений Максвелла в регулярной части ячейки (на рисунке охвачена контуром $ABCD$), полученное методом деления переменных и удовлетворяющее граничным условиям на отрезках границы AD , DC , и BC , для основной E -волны имеет вид

$$E_z(r) = J_0(kr) - J_0(kR) \frac{J_0(kr)N_0(k\Delta r) - J_0(k\Delta r)N_0(kr)}{J_0(kR)N_0(k\Delta r) - J_0(k\Delta r)N_0(kR)}, \quad (2)$$

где $J_0(x)$, $N_0(x)$ — функции Бесселя первого и второго рода; k — волновое число; r — текущий радиус цилиндрической системы координат, ось которой совпадает с осью ячейки, а начало лежит на стенке AD .

Таблица 2.

f_0 , МГц	$Z_{\text{эфф}}$, Мом/м	P , кВт	R , мм	Δr , мм	l , мм
594	23.7	137	399.2	12.5	104
742.5	21.5	113	322.5	13.4	82
891	17.8	102	272.5	15.55	68

При $r = \Delta r$ решение (2) должно быть подчинено эквивалентному граничному условию

$$\frac{1}{L} \oint_L H_\varphi dl \simeq i\omega \frac{C}{2\pi\Delta r} \int_0^l E_z dz, \quad (3)$$

где L — контур $ABCD$, ω — круговая частота ВЧ поля, C — электростатическая емкость периода ускорения.

Выражая H_φ через (2) из уравнений Максвелла и выполняя в (3) тождественные преобразования, получим дисперсионное уравнение

$$E_z(\Delta r) = \frac{2\pi\epsilon_0}{Ck} \left[\Delta r E'_z(\Delta r) + R E'_z(R) + \frac{2}{l} \int_{\Delta r}^R r E'_z(r) dr \right], \quad (4)$$

где ϵ_0 — диэлектрическая постоянная, штрих означает дифференцирование по kr .

Из уравнения (4) при заданных частоте ВЧ поля, емкости периода и величине Δr определим радиус ячейки R . Теперь, зная распределение магнитного поля по контуру ячейки, можно определить потери ВЧ энергии в стенках ячейки и эффективное шунтовое сопротивление. Потери ВЧ энергии выражаются в виде

$$P + \frac{\pi R_s}{l} (c\epsilon_0 U_0)^2 \left\{ \Delta r \left[\frac{E'_z(\Delta r)}{E_z(\Delta r)} \right]^2 + R \left[\frac{E'_z(R)}{E_z(\Delta r)} \right]^2 + \frac{2}{l} \int_{\Delta r}^R \left[\frac{E'_z(r)}{E_z(\Delta r)} \right]^2 r dr \right\}, \quad (5)$$

где R_s — поверхностное сопротивление скин-слоя, c — скорость света в вакууме, $U_0 = U_a + U_{kb}$.

Эффективное шунтовое сопротивление выражается через (5) согласно определению

$$Z_{\text{эфф}} = \frac{2(\theta U_0)^2}{P\beta\lambda}. \quad (6)$$

Опыт использования квазистатического приближения показывает, что выражение (5) дает несколько завышенное значение потерь (10-20%), но вполне приемлемое для оценок. Приведем численные оценки для трех ранее рассмотренных вариантов. Данные сведены в табл. 2.

В заключение можно отметить, что численные оценки подтверждают высказанное в работе [3] предположение о возможности использования фокусировки ВЧ квадрупольями в линейных ускорителях ионов во всем диапазоне энергий частиц, где используются линейные ускорители (по

протонам до энергии 1 ГэВ). Ускоряющая структура с ВЧ квадрупольями является более однородной. Нет необходимости в мостах связи между секциями, что упрощает настройку резонаторов. Существенных конструктивных и технологических усложнений ВЧ квадрупольи не создают. Это позволяет рекомендовать данную фокусировку вниманию разработчиков ускорителей для мезонных фабрик, установок μ -катализа, электроядерного бриддинга и др.

Список литературы

- [1] *Капчинский И.М.* Теория линейных резонансных ускорителей. Динамика частиц. М.: Энергоиздат, 1982. 240 с.
- [2] *Егоров А.А., Земин В.А., Ильевский С.А. и др.* //ЖТФ. 1981. Т. 51. Вып. 8. С. 1643–1647.
- [3] *Барсуков А.Б.* Препринт ИФВЭ. № 90-4. Серпухов, 1990. 16 с.
- [4] *Барсуков А.Б., Буданов Ю.А., Мальцев А.П. и др.* Препринт ИФВЭ. № 90-5. Серпухов, 1990. 14 с.
- [5] *Барсуков А.Б., Буданов Ю.А., Суренский А.В.* Препринт ИФВЭ. № 90-6. Серпухов, 1990. 14 с.
- [6] *Барсуков А.Б.* Препринт ИФВЭ. №90-7. Серпухов, 1990. 12 с.
- [7] *Жеребцов А.В., Мальцев А.П., Тепляков В.А.* Препринт ИФВЭ. № 90-29. Серпухов, 1990. 19 с.
- [8] *Линейные ускорители ионов.* /Под ред. Б.П.Мурина. Т. 1,2. М.: Атомиздат, 1978.
- [9] *Власов А.Д.* Теория линейных ускорителей. М.: Атомиздат, 1965. 308 с.
- [10] *Барсуков А.Б.* Препринт ИФВЭ. № 88-32. Серпухов, 1988. 10 с.

Институт физики высоких энергий
Протвино
Московская область

Поступило в Редакцию
10 июля 1991 г.

04;10
© 1992 г.

Журнал технической физики, т. 62, в. 9, 1992

ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ИЗВЛЕЧЕНИЕ ИОНОВ В ИСТОЧНИКЕ С СЕТЧАТОЙ СТАБИЛИЗАЦИЕЙ

*А.Г.Николаев, Е.М.Окс, П.М.Шанин,
Г.Ю.Юшков*

В источниках ионных пучков большого сечения отбор частиц осуществляется с развитой поверхности плазмы через эмиссионные отверстия, выполненные в одном из электродов разрядной системы. Обычно потенциал этого электрода, как и потенциал коллектора, оказывается ниже потенциала плазмы. В этом случае плотность ионного тока на электрод совпадает по величине с плотностью тока ионов, извлекаемых из плазмы, и определяется соотношением Бома. Ионный компонент тока распределяется между электродами разрядной камеры и эмиссионной поверхностью пропорционально их площадям. Если не принимать во внимание перехват ионов в результате проникновения ускоряющего поля через эмиссионное отверстие, то в данной ситуации в отличие от случая отбора из плазмы