

**СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

A 465

P9-88-366

**В.С.Александров, Н.Ю.Казаринов, В.П.Саранцев,
Г.Д.Ширков**

**О ТРЕБОВАНИЯХ К ПАРАМЕТРАМ
ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА
И СИСТЕМАМ АДГЕЗАТОРА**

1988

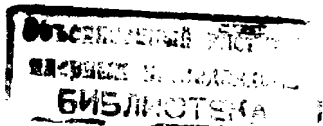
До недавнего времени магнитное поле адгезатора коллективного ускорителя КУТИ-20 формировалось так, чтобы показатель спада n_B не превышал значения $n_{max} = 0,25$ в цикле сжатия электронного кольца^{/1/}. Это накладывало жесткие ограничения на параметры формируемых электронных колец, связанные с обеспечением устойчивости аксиальных бетатронных колебаний в металлической камере с близкими к кольцу боковыми стенками^{/2/}.

Одним из возможных способов снятия этих ограничений является увеличение показателя спада n_B в цикле сжатия^{/2/}. Отметим, что в экспериментах по формированию электронных колец^{/3-8/}, за исключением экспериментов на прототипе КУТИ^{/8/} и КУТИ-20^{/1/}, значения n_B на начальном этапе сжатия формировались на уровне $0,5 \div 0,75$.

В работе приводится один из вариантов модификации существующей системы формирования магнитного поля адгезатора, позволяющей осуществлять сжатие колец со значениями показателя спада $n_B \approx 0,5$ в максимально возможной области радиусов. Определяются также требования к качеству колец, сформированных на начальной орбите, давление остаточного газа в камере адгезатора, допустимые вариации параметров ступеней сжатия, необходимые для получения электронных колец, пригодных для ускорения ионов.

1. Переход на сжатие в показателях спада $n_{max} > 0,25$ приводит к необходимости пересечения ряда резонансов бетатронных колебаний, в том числе наиболее опасного — параметрического, т.к. для вывода и ускорения кольца требуется значение показателя спада на конечных радиусах, близкое к нулю.

Сказанное относится к случаю, когда влиянием ионов, накопленных в процессе сжатия кольца, на движение электронов можно пренебречь. В^{/2/} была обоснована возможность пересечения параметрического резонанса при уменьшении показателя спада n_B с учетом действия небольшого количества ионов (квадрат частоты колебаний электронов в поле ионов в единицах частоты обращения Δn_i должен превышать ширину резонансной полосы). Однако пересечение параметрического резонанса (практически с необходимостью) приводит к ухудшению качества формируемых электронных колец. Вместе с тем, если величина Δn_i сравнима с показателем спада n_B , то при определенных условиях наиболее опасные резонансы бетатронных колебаний вообще не будут проходить в процессе сжатия. На рис.1 на плоскости ($\Delta n_i, n_B$) пока-



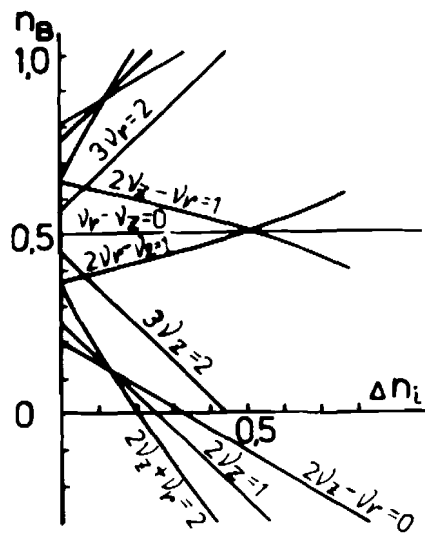


Рис.1

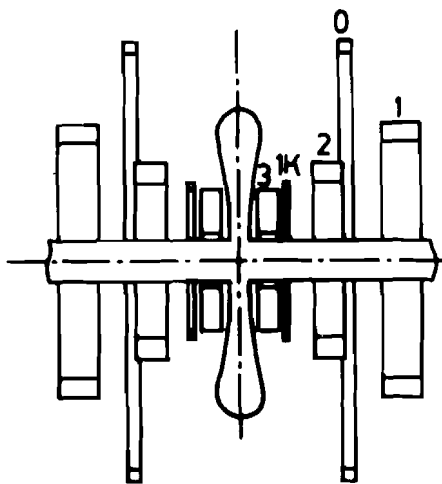


Рис.2

заны линии резонансов вплоть до третьего порядка, построенные в предположении равенства ионных поправок к квадратам частот радиальных и аксиальных колебаний. Как видно из рисунка, режим сжатия без пересечения опасных резонансов возможен при накоплении достаточного количества ионов, обеспечивающих выполнение неравенств:

$$n_B + \Delta n_i \begin{cases} 0,36 (n_B \geq 0,125) \\ 0,25 (n_B < 0,125) \end{cases} \quad (1)$$

и выборе на начальном участке сжатия рабочей точки, соответствующей значению $n_B = 0,5$.

Отметим, что выбор начальных значений $n_B = 0,75$, как было предложено в [7], не устраняет возможности пересечения суммарного резонанса $2\nu_r + \nu_z = 2$, а при формировании внешнего магнитного поля с величиной $n_{\text{вн}} = 0,25$ как в [1,6] резонансов $2\nu_z = 1$, $2\nu_z + \nu_r = 2$.

II. Требуемое изменение n -траектории при сжатии в адвенторе КУТИ-20 [1], не влекущее значительных конструктивных доработок, достигается с помощью дополнительной пары катушек (1К на рис.2) и коррекцией законов изменения по времени токов ступеней [8]. Параметры магнитной системы приведены в таблице. Временная диаграмма токов показана на рис.3а.

Таблица

Номер ступени	0 ст.	1 ст.	2 ст.	3 ст.	ст., 1 к	п/п 1,1к
Средний радиус (см)	63,5	38	28	14,75	25,2	—
Расстояние от медианной плоскости (см)	29,5	48	29	8,3	15,5	—
Количество витков	8	32	28	70	2	—
Амплитуда тока (кА)	2,05	1,4	3,45	5,0	2,1	0,45
t включения (мкс)	-4400	0	1250	1225	0	-4450
T импульса (мс)	10	2,6	1,9	6,1	2,6	10
Амплитуда предимпульса (кА)	—	0,7	—	1,4	0,7	—
Длительность предимпульса (мс)	—	0,5	—	2,1	0,5	—

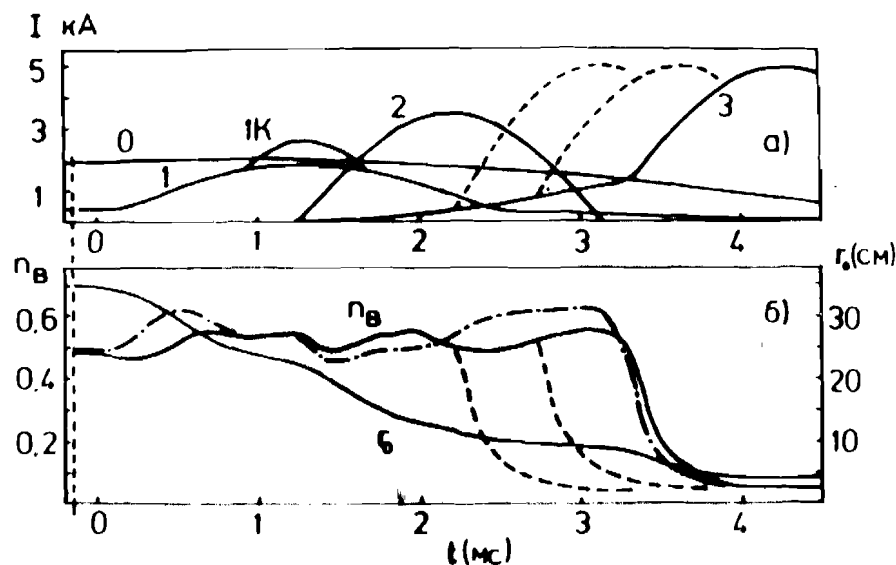


Рис.3

На рис.3б даны n -траектории в найденном режиме работы магнитной системы, рассчитанные с учетом влияния токов Фуко, наведенных в стенках вакуумной камеры адвентора. Штрих-пунктиром на этом рисунке отмечены n -траектории, рассчитанные в пренебрежении эффектами экранирования. Учет экранирования внешнего магнитного поля проводился по методике, изложенной в [9].

В отличие от режима сжатия с $n_{max} < 0,25^{1/}$, здесь ступень 3 включается практически одновременно с началом работы ступени 2 (рис.2). Изменение длительности предимпульса тока третьей ступени (как это показано на рис.3а пунктиром) позволяет варьировать время сжатия при значениях $n_B \approx 0,5$ от 3 до 4,5 мс. Это может оказаться полезным для настройки режима накопления ионов. Соответствующие n -траектории обозначены пунктиром на рис.3б.

III. Для успешной работы системы сжатия необходимо обеспечить ряд требований к возможным отклонениям величин токов ступеней от оптимальных значений, качеству электронного пучка, захваченного на начальную орбиту, давлению остаточного газа в камере адгезатора.

а) Относительные отклонения амплитуды тока нулевой ступени определяются в основном не изменением n -траектории, а стабильностью числа электронов, захваченных на начальную орбиту, и не должны превышать $\pm 5 \cdot 10^{-3}$ для $\Delta N_e / N_e \approx 10\%^{1/}$.

б) Отклонения амплитуд токов ступеней 1, 1к, 2 от номинальных определяются главным образом допустимым изменением показателя спада в процессе сжатия и имеют для $\Delta n = 0,01$ следующие значения:

$$\left(\frac{\Delta I}{I}\right)_{1,1k} \approx 2\%; \quad \left(\frac{\Delta I}{I}\right)_2 \approx 1,5\%.$$

Временная программа включения ступеней сжатия также должна выдерживаться достаточно жестко. Например, включение ступеней 2 и 3 после максимума тока ступеней 1 и 1к приводит к недопустимо большой амплитуде отклонений показателя спада от выбранного значения $n_B \approx 0,5$.

Сдвигка моментов включения t_2, t_3 ступеней 2, 3 от выбранных значений на 50 мкс увеличивает разницу между максимальным n_{max} и минимальным n_{min} значениями показателя спада с 0,08 до 0,12 (область радиусов $13 \div 20$ см, время $t = 1,5 \div 2$ мс).

Таким образом, при настройке режима необходимо иметь возможность варьировать амплитуду токов и время включения с шагом, не превышающим указанные значения.

в) Наиболее сложной задачей при реализации выбранного варианта работы магнитной системы сжатия является формирование предимпульса тока ступени 3. Форма предимпульса, необходимая для создания $n_B \approx 0,5$ в течение всего времени работы 2 ступени, показана точками на рис.4. Там же приведены допустимые отклонения тока от оптимальных значений, для которых выполняется условие:

$$|n_B - 0,5| \leq 0,05. \quad (2)$$

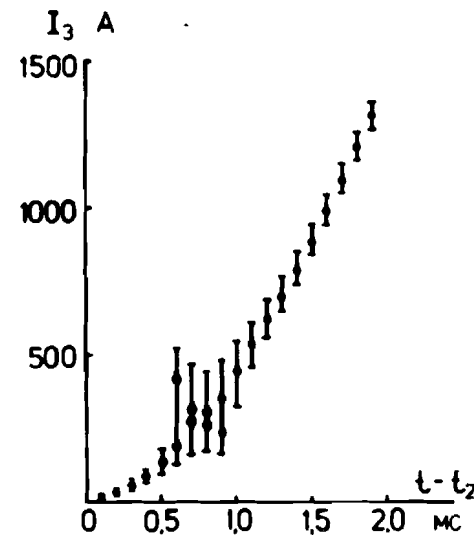


Рис.4

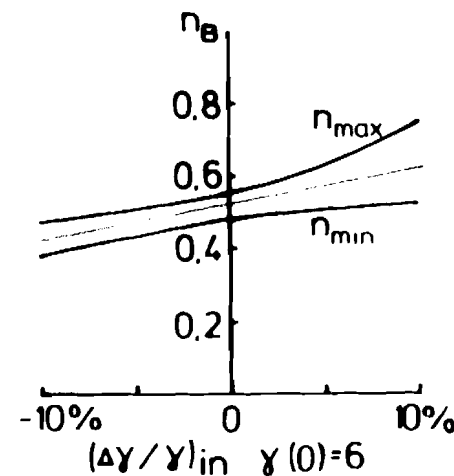


Рис.5

Как видно из рис.4, наиболее жесткие ограничения накладываются на отклонения от приведенной зависимости в начале предимпульса: $|\Delta I| \leq 5$ А.

В расчетах указанная форма предимпульса аппроксимировалась законом $I_{ни}(1 - \cos \omega_{ни}t)$, наиболее близким к реализуемому на практике. Полученная в результате оптимизации $I_{ни}$ и $\omega_{ни}$ n -траектория лежит в пределах $0,5 \pm 0,05$ в области радиусов до 8 см включительно.

г) Энергия электронов, захваченных на начальную орбиту, также влияет на n -траекторию при сжатии. При ее варьировании с одновременной подстройкой поля нулевой ступени и при фиксированных значениях прочих параметров магнитной системы увеличивается разница значений $n_{max} - n_{min}$, как это показано на рис.5.

д) Как уже отмечалось выше, для устранения возможности пересечения опасных резонансов бетатронных колебаний необходимо накопление в процессе сжатия достаточного количества ионов. Это возможно (для фиксированного числа электронов) лишь в определенной области значений давления остаточного газа P и размеров поперечного сечения $\sqrt{a_z}$ сформированного на начальной орбите электронного кольца. Здесь a_z — аксиальная

дисперсия плотности электронов. На рис.6 эти области построены для различного числа электронов в кольце. Верхние границы соответствуют факторам нейтрализации при окончании сжатия $\Gamma = 0,5$, т.к. при больших значениях фактора нейтрализации ускорение в электрическом поле перестает быть эффективным. Нижние границы соответствуют условиям (1).

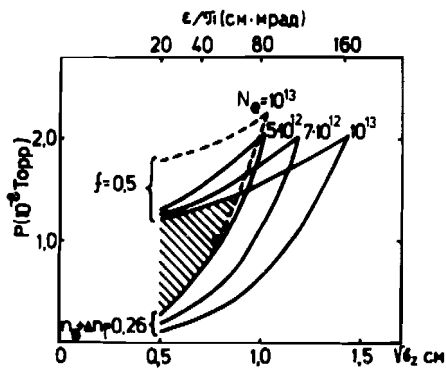


Рис.6

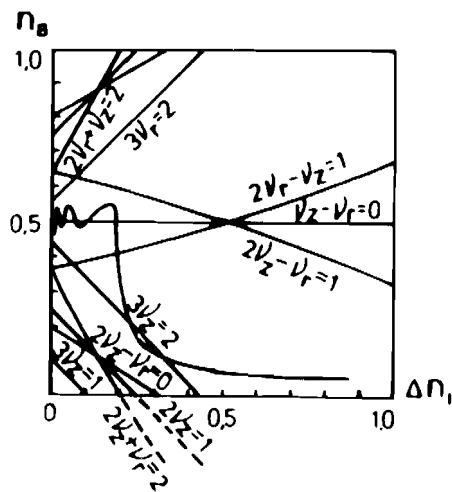


Рис.7

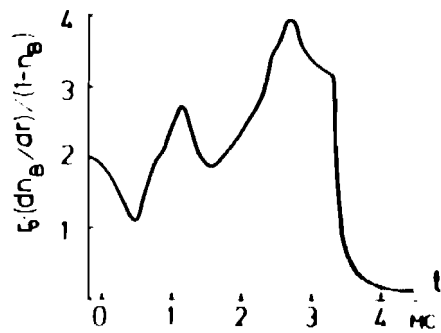


Рис.8

Сплошные кривые рассчитаны для сжатия длительностью 4,5 мс, пунктирные — 3 мс. Заштрихована наиболее предпочтительная для работы область значений параметров. Значения эмиттанса сформированного пучка отмечены на верхней шкале. В качестве примера на рис.7 на плоскости $(\Delta n_i, n_B)$ показана п-траектория при сжатии кольца с параметрами $N_e = 7 \cdot 10^{12}$, $\sqrt{\sigma_z} = 0,7$ см и давлении остаточного газа $P = 10^{-8}$ торр. (точка на рис.6).

Отметим, что все расчеты накопления ионов относятся к азоту. Для более точного учета процесса накопления необходимо знать состав остаточного газа. Если в спектре остаточного газа преобладают составляющие с большими сечениями ионизации, необходимо снизить допустимые значения давления (в число раз, примерно равное отношению сечений).

Кроме того, при уменьшении в процессе сжатия показателя спада внешнего магнитного поля ниже $n_B \approx 0,35$ (для найденной области параметров) радиальные дипольные колебания электронов и ионов становятся неустойчивыми согласно результатам линейной теории^{16/}. Некоторый оптимизм в вопросе о возможности пересечения неустойчивой области был высказан в^{12/}. Он основан на том, что сильная нелинейность электрического поля на кольцевых ионах должна стабилизировать колебания на малом уровне амплитуд. Следует также учитывать, что в указанных на рис.6 областях параметров электронного кольца и давления остаточного газа

вблизи верхних границ в конце сжатия может нарушиться условие устойчивости аксиальных дипольных колебаний ($\Delta n_i \leq 1$ при $n_B \ll 1$). Учет этого эффекта еще более сузит области допустимых значений параметров (верхние границы областей сместятся вниз).

е) Фактором, ограничивающим допустимый энергетический разброс инжектируемого пучка, является хроматичность структуры^{10/}. Изменение хроматичности магнитной системы в течение цикла сжатия приведено на рис.8. Из условия непересечения нелинейных резонансов третьего порядка $3\nu_r = 2$, $3\nu_z = 2$ при $n_B = 0,5$ и указанной величине хроматичности следует ограничение на импульсный разброс в захваченном пучке

$$|\Delta p/p| \leq 2,5\%.$$

Поскольку реальные значения n_B отличаются от 0,5 (см.рис.7), возможно, потребуется коррекция хроматичности (в особенности в начале сжатия, когда Δn_i мало) или уменьшение вариации значений показателя спада в начальные моменты времени.

IV. Как следует из вышеизложенного, для получения пригодных для целей ускорения ионов электронных колец (число электронов $(5 \div 10) \cdot 10^{12}$, размеры малого сечения ≤ 2 мм) необходимо выполнить ряд жестких требований.

Эмиттанс инжектируемого пучка электронов (100π см·мрад^{8/}) необходимо уменьшить примерно в 2 раза; обеспечить давление остаточного газа в вакуумной камере адгезатора 10^{-8} торр и ниже.

Ослабить требования на вакуум можно, уменьшив длительности импульса второй и предимпульса третьей ступеней. Кроме того, уменьшение длительности импульса третьей ступени облегчит выполнение условия устойчивости аксиальных когерентных электроно-ионных колебаний.

Остается открытым вопрос о влиянии на качество электроно-ионных колец процессов, происходящих при пересечении показателем спада неустойчивой области радиальных когерентных колебаний. Возможно, окажется необходимым обеспечить быстрое пересечение этой области.

Авторы выражают благодарность сотрудникам ОИМО, принимавшим участие в экспериментальных исследованиях на КУГИ-20, за полученные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Александров В.С. и др. ОИЯИ, P9-83-856, Дубна, 1983.
2. Алексахин Ю.И. ОИЯИ, Б1-87-573, Дубна, 1987.
3. Keefe D. – В сб.: Труды IV Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. М.: Наука, 1975, с.109.
4. Andelfinger C. et al. Там же, с.71.
5. Dustmann C.H. et al. – In: Proc. IX Int. Conf. on High Energy Accelerators, Stanford, 1974, p.250.
6. Саранцев В.П., Перельштейн Э.А. Коллективное ускорение ионов электронными кольцами. М.: Атомиздат, 1979.
7. Steinbock L. Two New Compressor Schemes. В сб.: Симпозиум по коллективным методам ускорения, Д9-6707. Дубна: ОИЯИ, 1972, с.61.
8. Азорский Н.И. и др. ОИЯИ, 9-88-224, Дубна, 1988.
9. Алексахин Ю.И., Казаринов Н.Ю., Перельштейн Э.А. – ЖТФ, 1975, 5, с.933.
10. Коломенский А.А., Лебедев А.Н. Теория циклических ускорителей. М.: ФМ, 1962.
11. Казаринов Н.Ю., Шеулин А.С. ОИЯИ, 13-87-571, Дубна, 1987.

Рукопись поступила в издательский отдел
26 мая 1988 года.

Александров В.С. и др.

P9-88-366

О требованиях к параметрам электронного пучка и системам адгезатора

Приведен вариант модификации системы формирования магнитного поля адгезатора, позволяющий осуществлять сжатие электронно-ионных колец при $n_B \approx 0,5$ в максимально возможной области радиусов. Определены требования на качество колец, сформированных на начальной орбите, давление остаточного газа, вариации параметров ступеней сжатия, необходимые для получения электронных колец, пригодных для ускорения ионов.

Работа выполнена в Общеинститутском научно-методическом отделении ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1988

Перевод авторов

Alexandrov V.S. et al.

P9-88-366

About the Requirements to the Electron Beam Parameters and the Compressor Systems

The modification of the Heavy Ion Collective Accelerator compressing system is presented. This modification allows to form the electron-ion rings in the magnetic field with a field index values approximately equal to 0.5 for a wide radius range. The requirements to the residual gas pressure in the vacuum chamber, parameters of both electron rings formed on the initial orbit and magnetic field system are found.

The investigation has been performed at the Scientific-Methodical Division of High Energy Physics, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1988