

10118

СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА



10117

ЭКЗ ЧИТ ЗАЛА

P9 - 10118

В.С.Александров, Ю.И.Алексахин, Н.Ю.Казаринов,  
Э.А.Перельштейн, В.А.Прейзендорф, В.П.Саранцев,  
В.Ф.Шевцов, Б.Г.Шинов

РАСЧЕТ УСКОРЯЮЩЕЙ МАГНИТНОЙ СИСТЕМЫ  
АДГЕЗАТОРА УСКОРИТЕЛЯ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

**1976**

P9 - 10118

В.С.Александров, Ю.И.Алексахин, Н.Ю.Казаринов,  
Э.А.Перельштейн, В.А.Прейзендорф, В.П.Саранцев,  
В.Ф.Шевцов, Б.Г.Щинов

РАСЧЕТ УСКОРЯЮЩЕЙ МАГНИТНОЙ СИСТЕМЫ  
АДГЕЗАТОРА УСКОРИТЕЛЯ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ



Александров В.С. и др.

P9 - 10118

Расчет ускоряющей магнитной системы адгезатора ускорителя тяжелых ионов

Приведен расчет ускоряющей магнитной системы адгезатора коллективного ускорителя тяжелых ионов ОНМУ ОИЯИ. Промоделирован процесс ускорения электронно-ионного кольца на ЭВМ.

Работа выполнена в Отделе новых методов ускорения ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований  
Дубна 1976

Alexandrov V.S. et al.

P9 - 10118

Calculation of the Accelerating Magnetic System for the Compressor of the Heavy Ion Accelerator

The calculation procedure is presented for the accelerating magnetic system of the compressor for the collective heavy ion accelerator of the Division of New Methods of Acceleration (JINR). The process of acceleration has been simulated on a computer.

The investigation has been performed at the Division of New Methods of Acceleration, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research  
Dubna 1976

Эффективность коллективного ускорителя многозарядных ионов определяется двумя параметрами: 1/ набором энергии на нуклон на единице длины

$$\Delta E = k \frac{2\nu_e}{a_r + a_z} \frac{Z}{A} / \text{МэВ/нукл.см}/, \quad /1/$$

где  $\nu_e = 4,5 \cdot 10^{-14} N_e / R$  - погонный электрон,  $N_e$  - число электронов,  $R$  - большой радиус,  $a_{r,z}$  - радиальный и аксиальный размеры малого сечения кольца,  $Z$  и  $A$  - зарядность и массовое число иона,  $k$  - коэффициент, определяемый из условия отсутствия потерь ионов при ускорении; 2/ числом ускоренных ионов  $N_i$  или от-

ношением  $\xi = \frac{AMN_i}{m\gamma N_e}$ , где  $m$  и  $M$  - массы электрона

и протона, соответственно,  $\gamma$  - релятивистский фактор вращения электронов в кольце.

В настоящей работе параметры электронного кольца выбраны соответствующими значениям, полученным в расчете /1/ для электронного кольца в конце сжатия:  $R = 4 \text{ см}$ ;  $a_r = a_z = 0,2 \text{ см}$ ,  $\gamma = 40 \div 50$ ,  $N_e = 10^{13} \div 5 \cdot 10^{13}$ .

Загрузка ионов в сжатое кольцо в рассматриваемом ускорителе тяжелых ионов /УТИ/ производится с помощью импульсной струи нейтрального газа /2/. Накопление ионов в таком режиме исследовалось в работах /3,4/. Для упрощения анализа мы не будем учитывать распределение ионов по зарядностям, а примем одно характерное значение  $Z/A = 1/10$ . Обсуждение такого допущения содержится в /4/.

При загрузке электронного кольца ионами размеры электронно-ионного кольца могут существенно уменьшаться /5/. Не принимая здесь во внимание этот факт, мы с большим запасом обеспечиваем условие удержания ионов при ускорении. В соответствии с расчетами /5,6/, выбрано значение  $k = 1/4$  \*. Характерные значения набора энергии  $\Delta E$  как функции  $v_e$  приведены на рис. 1.

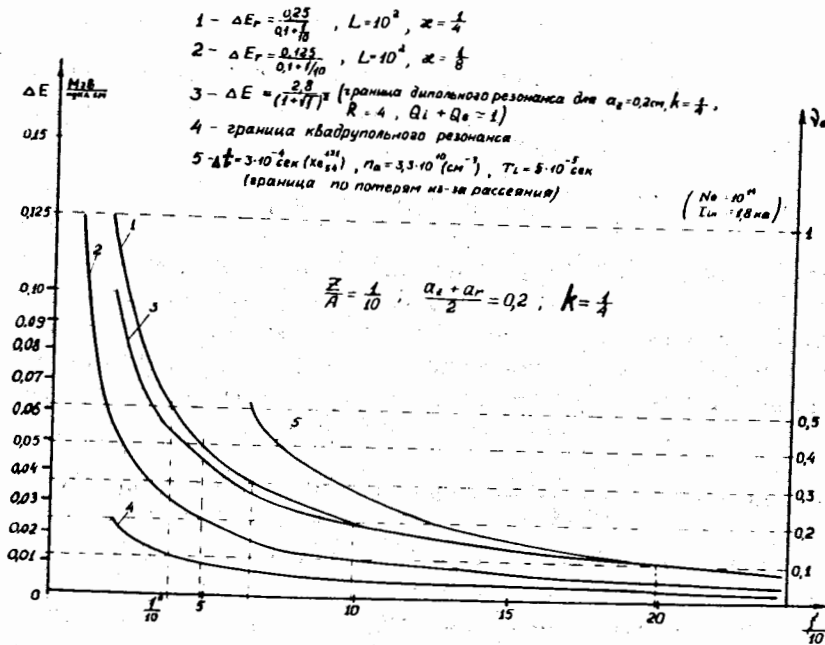


Рис. 1. Кривые 1,2 - зависимости набора энергии  $\Delta E_r$  от фактора загрузки  $\xi$ , кривые 3-5 - границы дипольного и квадрупольного резонансов и потерь электронов из-за рассеяния на ионах. Пунктирными линиями показано соответствие между максимально допустимым набором энергии и величиной  $v_e$ .

\* Использование фокусирующей системы типа "белые колесо" /7/ позволяет, по-видимому, повысить значение  $k$  до  $3/4$  /8/.

В УТИ принят магнитный способ ускорения кольца. Принципиальная схема установки содержится в работе /2/. Для подавления азимутальных неустойчивостей в ускоритель дополнительно введена тонкостенная труба из нержавеющей стали /9,10/, прозрачная для внешних магнитных полей. Наличие в трубе токового изображения кольца приводит к появлению больших тормозящих сил в начале ускорения /11-13/, поэтому центральная часть трубы имеет разрезы вдоль образующей.

Ускорение кольца осуществляется в равномерно спадающем по длине  $z$  и почти однородном в радиальном направлении магнитном поле  $B_z$  и сопровождается увеличением большого радиуса  $R$ , пропорциональным  $B_z^{-1/2/14}$ . Примерно так же меняются и малые размеры, вследствие чего допустимые значения  $\Delta E$  падают как  $B_z$ . Поэтому разумно ограничиться небольшим относительным расширением кольца  $\kappa = \frac{\Delta R}{R} \ll 1$ . В схеме /2/ величина  $\Delta R$  ограничена еще и конструктивно величиной  $\Delta R_{\max} = 2$  см.

При заданных значениях  $\kappa$  и длины ускорения  $L$  относительный градиент магнитного поля составляет

$$\frac{1}{B_z} \frac{\partial B_z}{\partial z} = \frac{2\kappa}{L} \quad /2/$$

Ускорение центра масс электронно-ионного кольца в спадающем магнитном поле

$$w = \frac{c^2}{2E_z} \frac{\partial B_z}{\partial z} \frac{1}{1+\xi} \quad /3/$$

а соответствующий набор энергии на нуклон на единице длины, с учетом /2/, равен

$$\Delta E_r = \frac{\kappa \cdot 10^3}{L(1+\xi)} \quad /МэВ/нукл.см./ \quad /4/$$

Зависимость  $\Delta E_r$  от  $\xi$  представлена на рис. 1 для параметров  $L = 10^2$  см,  $\kappa = 1/4$  /кривая 1/,  $\kappa = 1/8$  /кривая 2/, которым соответствуют относительные градиенты  $5 \cdot 10^{-3}$  и  $2,5 \cdot 10^{-3}$ .

Дальнейшее уменьшение градиента ограничено техническими трудностями, связанными с созданием од-

нородных магнитных полей на большой длине. Как видно из рис. 1, при заданных характеристиках электронного кольца и магнитного поля условие компактности электронно-ионного кольца ( $\Delta E_r \leq \Delta E$ ) обеспечивается выбором необходимой величины фактора загрузки  $\xi$ .

На плоскости  $\Delta E, \xi$  /рис. 1/ рабочая область расположена под кривой 3, соответствующей границе аксиального дипольного резонанса /15/ для параметров, указанных на рисунке. Граница рассчитана по приближенной формуле  $\theta_c + \theta_i = 1$ , где  $\theta_c$  - частота поперечных колебаний электронов в поле ионов в единицах частоты обращения  $\omega_0 = c/R$ ,  $\theta_i$  - безразмерная частота колебаний ионов в поле электронов. Граница квадрупольного резонанса ( $\theta_c + \theta_i = 1/2$ ) представлена на рис. 1 кривой 4.

На этом же рисунке построена кривая 5, связанная с ограничениями, вносимыми многократным рассеянием электронов на ионах /16/ на малые углы. Расчет кривой 5 проводился для ксенона по схеме, изложенной в /3/, причем величина  $\xi$  принималась равной  $\frac{AM \sum_z N_z}{m \gamma N_e}$ ,

где  $N_z$  - число ионов зарядностью  $Z$ . Считалось, что плотность импульсной струи газа длительностью  $T_i = 50$  мкс выбрана меньшей, чем предельно допустимая ( $n_{\text{пред}} = 1,2 \cdot 10^{11}$ ), при которой за характерное время вывода и ускорения кольца  $\Delta t = 300$  мкс потери электронов за счет многократного рассеяния на накопленных ионах составляют 5-10%.

Магнитная система вывода и ускорения кольца в УТИ обеспечивает сжатие электронного кольца от радиуса  $r = 9 \div 11$  см до конечного радиуса  $R = 4 \div 4,5$  см, вывод кольца, нагруженного ионами, в область линейно спадающего магнитного поля и ускорение ионов до энергий 1-5 МэВ/нуклон.

Электротехнические параметры системы выбраны таким образом, чтобы амплитудные значения токов не превышали 10 кА, а значения напряжений на коммутаторах - 30 кВ. В качестве накопительных емкостей используются батареи конденсаторов ИМ5-140 или ИС5-200 с емкостями 90 и 128 мкФ, соответственно /17/. Рабочая частота магнитной системы ограничена условием  $f \leq$

$\leq 0,5 \cdot \kappa \Gamma \mu / 18$ . Система вывода и ускорения включает в себя III ступень адгезатора и соленоид.

Схема системы питания катушек III ступени показана на рис. 2. Схема с шунтировкой одной из катушек /19/ выбрана как наиболее простая, не требующая дополнительного источника питания и дополнительных витков.

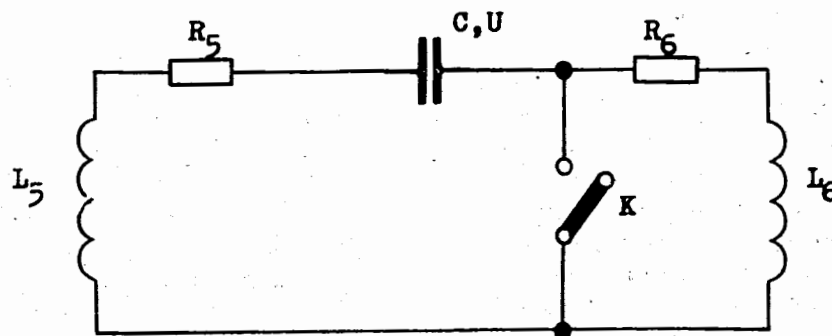


Рис. 2. Схема включения катушек III ступени.

До момента шунтировки при разомкнутом ключе К схема представляет собой обычный колебательный контур со слабым затуханием и периодом колебаний  $T = 2\pi \sqrt{LC}$ , где  $L$  - суммарная индуктивность III ступени. С учетом связи  $M$  между катушками и равенства  $L_5 = L_6$  индуктивность  $L = 2(L_5 + M)$ . При этом III ступень работает в режиме сжатия /магнитное поле симметрично относительно медианной плоскости камеры/.

После замыкания ключа в момент времени  $t_{III} \leq T/4$  токи в катушках могут быть определены из соотношений:

$$I_5 = \frac{U}{\rho_5} \frac{\cos \frac{2\pi t_{III}}{T}}{\cos \phi} \sin \left( 2\pi \frac{t - t_{III}}{T_5} + \phi \right), \quad /5/$$

$$I_6 = \frac{U}{\rho} \left( 1 + \frac{M}{L_5} \right) \sin \frac{2\pi t_{III}}{T} - \frac{M}{L_5} I_5;$$

где  $U$  - амплитуда напряжения на емкости  $C$ ,  $\rho = \sqrt{L/C}$ ,

$$\rho_5 = \sqrt{L_5/C}, \quad T_5 = 2\pi\sqrt{CL_5[1-(M/L_5)^2]} \operatorname{tg}\phi = \frac{I_5}{I} \operatorname{tg} \frac{2\pi t_{III}}{T}.$$

Амплитудное значение тока  $I_5$  достигается при  $t_{\max} = t_{III} + T_5/4(1 - \frac{2\phi}{\pi})$ . При условии слабой связи между катушками ( $M/L \ll 1$ ) ток  $I_6$  после шунтировки не меняется во времени.

Таким образом, ток в одной из катушек после шунтировки нарастает быстрее, вызывая перемещение магнитной потенциальной ямы в сторону от медианной плоскости и уменьшение потенциального барьера в направлении вывода. К моменту начала ускорения  $t_y$  потенциальный барьер снимается, и кольцо ускоряется в спадающем поле соленоида. Момент шунтировки  $t_{III}$  выбирается из условия  $r < r_{II}$ , где  $r_{II}$  - радиус выводного патрубка, равный 6 см. Из энергетических соображений ясно, что к моменту  $t_y$  токи в III ступени и соленоиде должны быть близки к амплитудным значениям. Изменением  $t_{III}$  величины токов в катушках III ступени можно варьировать в пределах:

$$t_{III} = 0 \div \frac{T}{4}, \quad I_5|_{t=t_{\max}} = \frac{U}{\rho}(\sqrt{2} \div 1), \quad I_6|_{t=t_{\max}} = 0 \div \frac{U}{\rho}.$$

На рис. 3 показаны типичные зависимости токов  $I_I - I_{III}, I_5, I_6$  от времени.

Основные параметры III ступени выбраны следующими:

средний радиус катушек	14,5 см,
расстояние центров катушек от медианной плоскости	$\pm 8,1$ см,
количество витков	6x12,
размеры сечения	6,4x13,0 см <sup>2</sup> ,
индуктивности	$L_5 = L_6 = 1,2$ мГн,
суммарная индуктивность	$L = 3$ мГн,
период колебаний при $C=128$ /без шунтировки/	$T = 3,88$ мс,
напряжение на конденсаторной батарее	$U \leq 30$ кВ,
амплитуда тока без шунтировки	$I \leq 6,2$ кА.

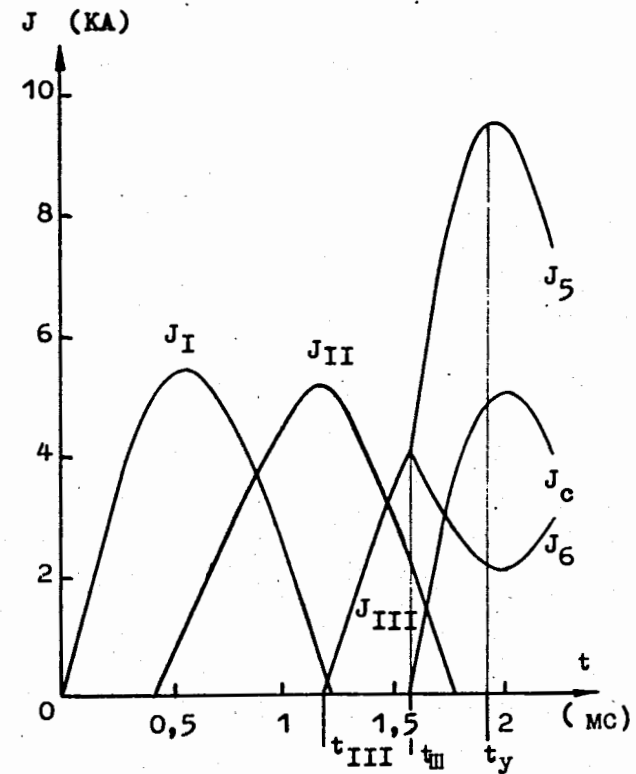


Рис. 3. Зависимости токов в ступенях сжатия и соленоиде от времени.

Радиус и длина соленоида определялись конструкцией камеры адгезатора УТИ<sup>2/</sup>. Ограничения на величину тока накладывали возможности коммутаторов /5-6 кА/ /17/ и теплоотвода. Для создания магнитного поля с напряженностью 20-25 кЭ достаточно иметь четырехслойную намотку с шагом  $\sim 1$  см. Оптимальные условия для вывода и ускорения кольца создаются при длительности полупериода колебаний в цепи соленоида  $\sim 1$  мс.

Для того чтобы обеспечить такой полупериод при емкости конденсаторной батареи  $C = 128$  мкФ, принята схема параллельно-последовательного соединения слоев об-

мотки соленоида /рис. 4/. При среднем радиусе  $R_c = 10,5$  см и числе витков  $74 \times 4$  индуктивность соленоида  $L_c = 1$  мГн, полупериод колебаний  $T_c/2 = 1,1$  мс. Суммарный ток  $I_c = 5,4$  кА при напряжении на конденсаторной батарее  $U_c = 15,5$  кВ и  $I_c = 8,7$  кА при  $U_c = 25$  кВ. Такие токи позволяют ускорить электронные кольца с энергиями инжекции в адгезатор  $2,2$  МэВ и  $3$  МэВ, соответственно. Соотношение токов в слоях можно варьировать путем подключения дополнительной индуктивности  $L_{доп}$ .

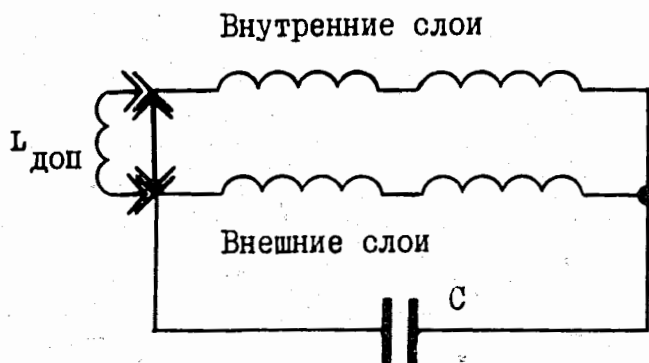


Рис. 4. Схема соединения слоев обмотки соленоида.

Для эффективного использования всей длины ускорения /при длине выводного патрубка 1 м длина ускорения  $\sim 80$  см/ был рассчитан соленоид, создающий поле с градиентами, близкими к  $100$  Э/см. Необходимая конфигурация магнитного поля получена за счет неравномерной плотности намотки в двух внешних слоях, что осуществлялось простым удалением определенных витков. Номера удаленных витков /при нумерации в слоях в направлении от медианной плоскости/ приведены в табл. 1. Относительный спад  $\Delta B_z / B_{z0}$  на длине ускорения составляет примерно 30%.

Режим вывода рассчитывался на ЭВМ сначала без учета связей между катушками и искажений полей, вносимых камерой адгезатора. При этом соотношения между

токами в катушках и соленоиде подбирались из условия положительности  $B_r$  на радиусах  $R = 4 \div 4,5$  см и  $z \geq 0$ , необходимого для ускорения. Затем устанавливались амплитуды токов и момент шунтировки.

Таблица 1

Номера витков, удаленных из обмотки соленоида

Номер витка в слое	6	27	36	44	45	52	54	60	61	65	66
Номер слоя	3-4	4	3-4	4	3-4	3-4	3-4	3-4	3-4	3-4	3-4

Окончательная коррекция проводилась при расчете процесса вывода кольца. Внешнее магнитное поле вычислялось с учетом искажений, вносимых камерой адгезатора и внутренней трубой, по методу /20,21//см. приложение/.

Вывод кольца из магнитной потенциальной ямы моделировался с использованием системы уравнений:

$$R^2 (B_z - A_\theta/R) = \text{const},$$

/6/

$$B_r(R, z) = 0,$$

где  $A_\theta$  - вектор-потенциал внешнего поля. Уравнения /6/ определяют адиабатическое изменение среднего радиуса и положение аксиального центра масс электронного кольца в пренебрежении собственными полями электронов и ионов.

Не учитывая влияния ионов на изменение среднего радиуса при ускорении ( $B_r > 0$ ) электронно-ионного кольца, мы использовали следующие уравнения движения:

$$\dot{R} = -\frac{R}{B_z} \left[ \frac{\partial}{\partial t} \left( B_z - \frac{A_\theta}{R} \right) + \dot{z} \left( \frac{\partial B_z}{\partial z} + \frac{B_r}{R} \right) \right],$$

$$\frac{d\dot{z}}{dt} = \frac{|e|\hbar}{mc\gamma^2} u_\theta B_r \frac{1}{1+\xi},$$

/7/

$$\frac{d\gamma^2}{dt} = 2 \left( \frac{e}{mc^2} \right)^2 R B_z \frac{\partial A_\theta}{\partial t},$$

$$u_\theta^2 = \gamma^2 - 1 - \frac{\dot{R}^2}{c^2} - \frac{\dot{z}^2}{c^2},$$

где  $z$  - координата аксиального центра масс электронно-ионного кольца. При  $\xi=0$  система уравнений /7/ описывает ускорение электронного кольца без ионов. В результате расчета выбран режим вывода и ускорения, который, при определенных выше характеристиках III ступени и соленоида, задается параметрами

$$t_{III} = t_e = t_{III} + 410 \text{ мкс},$$

$$U_{III} = 21,6 \text{ кВ}, I_5 = 7,1 \text{ кА}, I_6 = 1,9 \text{ кА}, U_e = 15,5 \text{ кВ}, I_e = 7 \text{ кА} \\ (E_{in} = 2,2 \text{ МэВ})$$

$$U_{III} = 30 \text{ кВ}, I_5 = 9,5 \text{ кА}, I_6 = 2 \text{ кА}, U_e = 25 \text{ кВ}, I_e = 10 \text{ кА} \\ (E_{in} = 3 \text{ МэВ})$$

Результаты расчета: распределения  $B_z$  и  $\partial \bar{B}_z / \partial z$ , относительные градиенты, сопутствующие кольцу, а также изменения среднего радиуса и аксиальной скорости кольца - приведены на рис. 5-9.

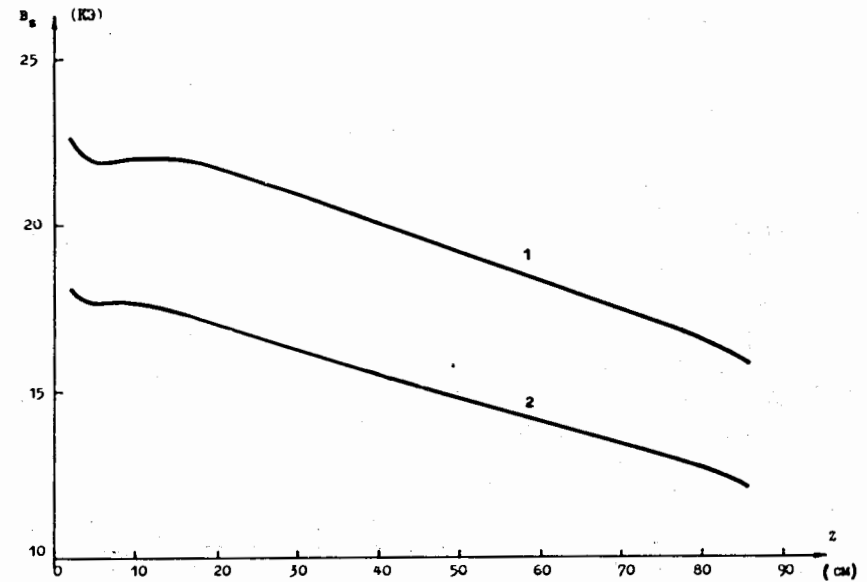


Рис. 5. Распределения  $B_z(z)$  в момент снятия ямы  $t_y$  на конечных радиусах кольца:  $R = 4,5 \text{ см} / E_{in} = 3 \text{ МэВ}$  - кривая 1,  $R = 4,2 \text{ см} / E_{in} = 2,2 \text{ МэВ}$  - кривая 2.

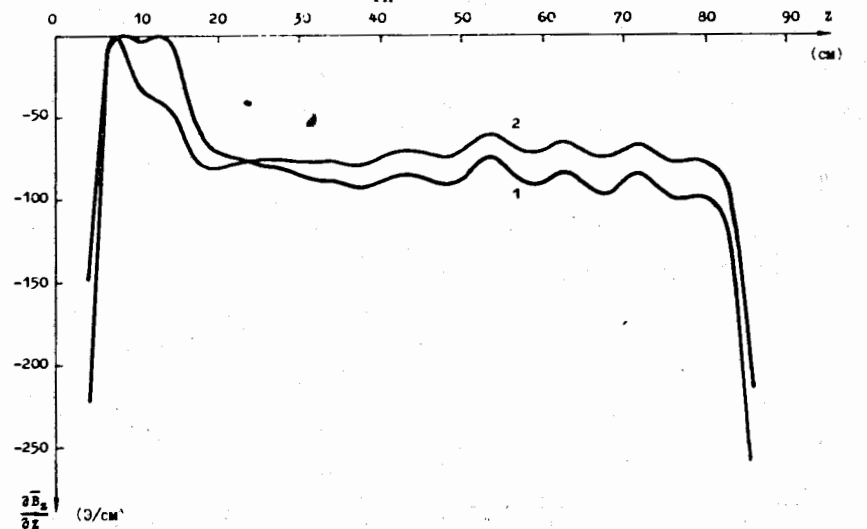


Рис. 6. Распределения градиентов  $\partial \bar{B}_z / \partial z$  в момент  $t_y$  на конечных радиусах кольца:  $R = 4,5 \text{ см} / E_{in} = 3 \text{ МэВ}$  - кривая 1,  $R = 4,2 \text{ см} / E_{in} = 2,2 \text{ МэВ}$  - кривая 2.



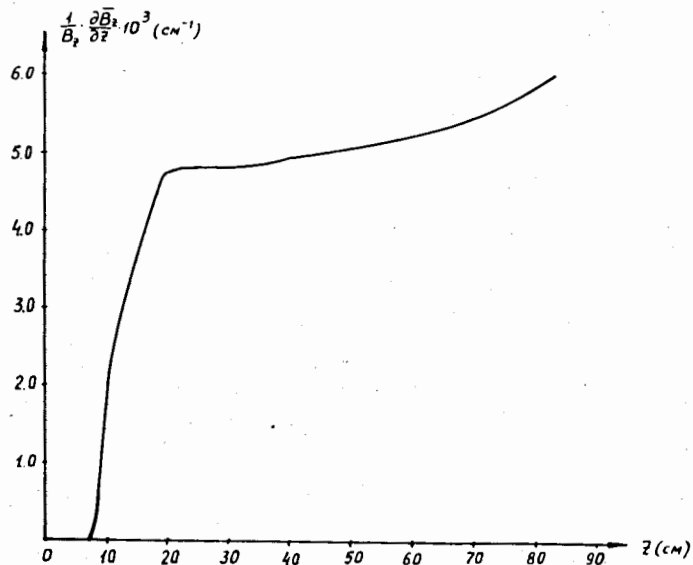


Рис. 7. Относительные градиенты, сопутствующие электронно-ионному кольцу при ускорении  $/E_{in} = 2,2 \text{ МэВ}/$ .

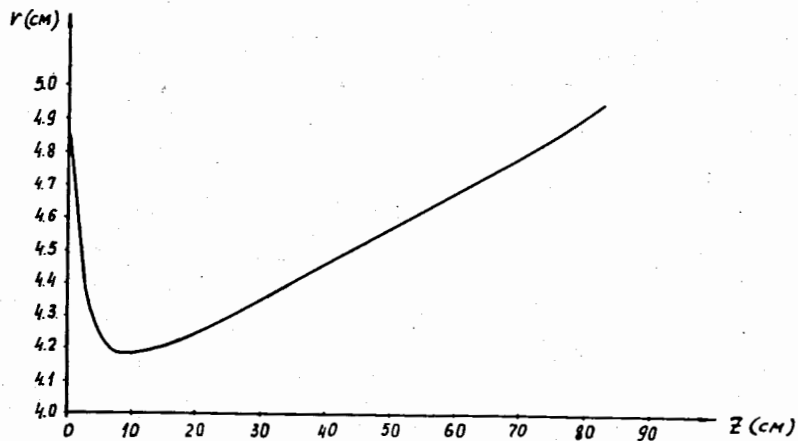


Рис. 8. Изменение среднего радиуса кольца при ускорении  $/E_{in} = 2,2 \text{ МэВ}/$ .

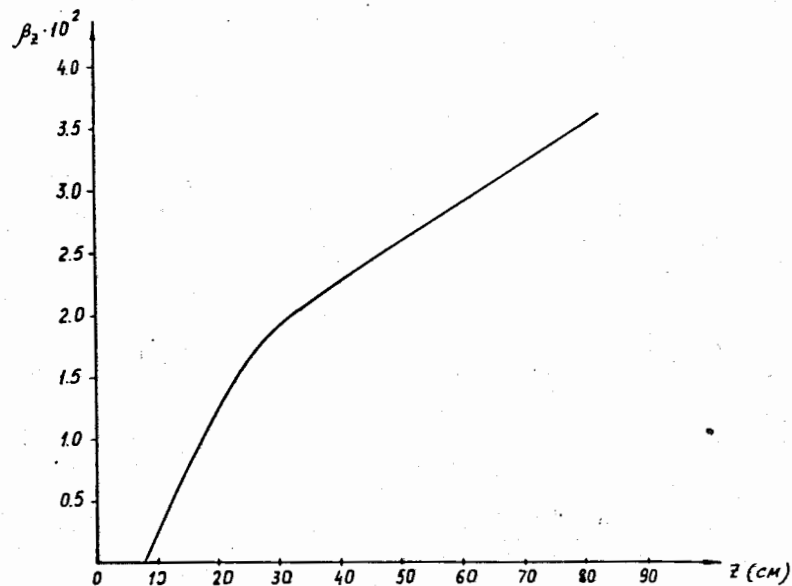


Рис. 9. Изменение аксиальной скорости кольца  $\beta_z = \frac{z}{c}$  при ускорении  $/E_{in} = 2,2 \text{ МэВ}/$ .

## ПРИЛОЖЕНИЕ

### Вычисление внешних магнитных полей

Внешние магнитные поля с учетом искажений, вносимых камерой адгезатора и внутренней трубой, вычислялись с помощью метода, изложенного в работах<sup>20,21/</sup>.

Если толщина стенки камеры  $h$  значительно меньше глубины скин-слоя, то значения вектор-потенциала суммарного магнитного поля на контуре  $L$ , образованном пересечением стенок камеры с плоскостью  $\theta = \text{const}$  в цилиндрической системе координат  $(r, \theta, z)$  /, можно определить из интегродифференциального уравнения:

$$A_\theta(\ell, t) = A_\theta^{(0)}(\ell, t) - \frac{\sigma h}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} \int_L G(\ell, \ell') A_\theta(\ell', t) r(\ell') d\ell', \quad /П.1/$$

где индексом "о" отмечен вектор-потенциал магнитного поля при отсутствии экранов,  $d\ell$  - элемент длины вдоль контура  $L$ ,  $\sigma$  - проводимость стенок камеры, а функция  $G(\ell, \ell')$  есть:

$$G(\ell, \ell') = \frac{4}{k\sqrt{r(\ell)r(\ell')}} \left[ \left(1 - \frac{k^2}{2}\right) K(k) - E(k) \right], \quad /П.2/$$

$$k^2 = \frac{4r(\ell)r(\ell')}{[r(\ell) + r(\ell')]^2 + [z(\ell) - z(\ell')]^2}$$

$K, E$  - полные эллиптические интегралы.

Решение уравнения /П.1/ ищем в виде ряда по собственным функциям ядра  $G(\ell, \ell')$  с коэффициентами, зависящими от времени. По найденному значению вектор-потенциала на стенке камеры легко определить суммарное магнитное поле во всем пространстве<sup>/20/</sup>.

Для нахождения собственных функций ядра  $G(\ell, \ell')$  была использована следующая процедура.

Пусть контур  $L$  является суммой контуров:

$$L = L_1 + L_2 + \dots + L_N. \quad /П.3/$$

Собственные функции  $\{\Phi_i(\ell)\}$  будут определяться тогда следующей системой интегральных уравнений:

$$\Phi_i(\ell_a) = \lambda_i \sum_{b=1}^N \int_{L_b} G(\ell_a, \ell'_b) \Phi_i(\ell'_b) r(\ell'_b) d\ell'_b, \quad /П.4/$$

$$a = 1, 2, \dots, N.$$

Предположим, что нам известны собственные функции и собственные значения ядра  $G$  на каждом из контуров, входящих в сумму /П.3/:

$$\phi_a^a(\ell'_a) = \mu_a^a \int_{L_a} G(\ell_a, \ell'_a) \phi_a^a(\ell'_a) r(\ell'_a) d\ell'_a \quad /П.5/$$

Тогда  $\Phi_i(\ell)$  можно искать в виде ряда по  $\{\phi_a^a\}$ :

$$\Phi_i(\ell) = \begin{cases} \sum_a (C_a^1)_i \phi_a^1(\ell_1) & \ell \in L_1, \\ \dots \\ \sum_a (C_a^N)_i \phi_a^N(\ell_N) & \ell \in L_N. \end{cases} \quad /П.6/$$

Подставим это выражение в уравнение /П.4/, умножим обе части равенства на  $\phi_a^a$  и проинтегрируем по  $L$  с весом  $r(\ell_a)$ . В результате получим /с учетом соотношения ортогональности  $\{\phi_a^a\}$  / систему линейных уравнений для коэффициентов разложения:

$$(C_a^a)_i = \lambda_i \sum_{\beta} \sum_{b=1}^N (C_\beta^b)_i M_{a\beta}^{ab}, \quad /П.7/$$

где

$$M_{a\beta}^{ab} = \begin{cases} \int_{L_a} \int_{L_b} G(\ell_a, \ell'_b) \phi_\beta^b(\ell'_b) \phi_a^a(\ell_a) r(\ell'_b) r(\ell_a) d\ell'_b d\ell_a, & a \neq b, \\ \frac{\delta_{a\beta}}{\mu_a^a}, & a = b. \end{cases}$$

$\delta_{a\beta}$  - символ Кронекера.

Для того чтобы система /П.7/ имела ненулевые решения, необходимо, чтобы коэффициенты  $(C_a^a)_i$  совпадали с собственными векторами матрицы  $M_{a\beta}^{ab}$ , а

$\lambda_i$  - с ее собственными значениями. Матрица  $M_{\alpha\beta}^{ab}$  симметрична:

$$M_{\alpha\beta}^{ab} = M_{\beta\alpha}^{ba}, \quad /П.8/$$

Поэтому собственные значения  $\lambda_i$  вещественны, а собственные векторы удовлетворяют условию ортонормированности:

$$\sum_a \sum_{a=1}^N (C_a^a)_i (C_a^a)_j = \delta_{ij}. \quad /П.9/$$

Используя это свойство векторов  $(C_a^a)_i$ , легко показать, что функции  $\Phi_i(\ell)$ , определенные по формуле /П.6/, также удовлетворяют условию ортонормированности:

$$\int_L \Phi_i(\ell) \Phi_j(\ell) g(\ell) d\ell = \delta_{ij}, \quad /П.10/$$

т.е. функции  $\{\Phi_i(\ell)\}$  являются собственными функциями ядра  $G(\ell, \ell')$  на контуре  $L$ .

В нашем случае контур  $L$  являлся суммой двух контуров. Первый - азимутальное сечение камеры адгезатора, для которого было известно 30 собственных функций /см. /20/. Второй - азимутальное сечение внутренней коаксиальной трубы, для которого было сосчитано 30 собственных функций. Затем по изложенному алгоритму было найдено 60 собственных функций для полного контура  $L$ , что позволило определять магнитное поле с точностью - 0,1%.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В.С.Александров и др. ОИЯИ, Р9-9215, Дубна, 1975.
2. Л.С.Барабаш и др. ОИЯИ, Р9-7697, Дубна, 1974.
3. В.Георге и др. ОИЯИ, Р9-6555, Дубна, 1972.
4. М.Л.Иовнович, А.Б.Кузнецов, В.А.Прейзендорф. ОИЯИ, Р9-8119, Дубна, 1974.
5. Э.А.Перельштейн, В.Ф.Шевцов, Б.Г.Щинов. ОИЯИ, Р9-10060, Дубна, 1976.
6. И.Н.Иванов, Э.А.Перельштейн, В.П.Саранцев. ОИЯИ, Р9-5535, Дубна, 1970.
7. Г.В.Долбилов и др. ОИЯИ, Р9-4737, Дубна, 1969.

8. I.Hofmann. Proc. IX-th Int. Conf. on High Energy Accelerat., Stanford, Calif., 1974, p. 245.
9. A.Faltens, L.J.Laslett. LBL-1070, Berkeley, Calif., 1972.
10. Ю.И.Алексахин, В.П.Саранцев. ОИЯИ, Р9-7357, Дубна, 1973.
11. Ю.И.Алексахин, А.Г.Бонч-Осмоловский. ЖТФ, 43, 1147, 1973.
12. И.Л.Коренев, В.Н.Курдюмов. ЖТФ, 43, 2177, 1973.
13. W.Herrmann. Particle Accel., 7, 19, 1975.
14. И.Н.Иванов и др. ЭЧАЯ, 1, 391, 1971.
15. D.G.Koshkarev, P.R.Zenkevich. Particle Accel., 3, 1, 1972.
16. М.Л.Иовнович, М.М.Фикс. ОИЯИ, Р9-4849, Дубна, 1969.
17. Л.С.Барабаш, С.М.Бийский, В.А.Тимохин. ОИЯИ, Р9-7773, Дубна, 1974.
18. В.С.Александров и др. Всесоюзное совещание по ускорителям, М., 1974.
19. К.А.Решетникова, В.П.Саранцев. ОИЯИ, Р9-4678, Дубна, 1969.
20. Ю.И.Алексахин, Н.Ю.Казаринов, Э.А.Перельштейн. ЖТФ, 5, 933, 1975.
21. Э.В.Колесников. Известия ВУЗов, Электромеханика, 12, 1294, 1970.

Рукопись поступила в издательский отдел  
20 сентября 1976 года.