

СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА



СЗ45Л1  
А-465

29/ХII-75

P9 - 9091

В.С.Александров, Ю.И.Алексахин, Н.Ю.Казаринов,  
В.Г.Новиков, Э.А.Перельштейн, Б.Г.Шинов

4990/2-75

РАСЧЕТ МАГНИТНОЙ СИСТЕМЫ АДГЕЗАТОРА  
С ТОНКОСТЕННОЙ МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ КАМЕРОЙ

Часть 1.

**1975**

P9 - 9091

В.С.Александров, Ю.И.Алексахин, Н.Ю.Казаринов,  
В.Г.Новиков, Э.А.Перельштейн, Б.Г.Шинов

РАСЧЕТ МАГНИТНОЙ СИСТЕМЫ АДГЕЗАТОРА  
С ТОНКОСТЕННОЙ МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ КАМЕРОЙ

Часть 1.

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

Александров В.С., Алексахин Ю.И., Казаринов Н.Ю.,  
Новиков В.Г., Перельштейн Э.А., Шинов Б.Г.

P9 - 9091

Расчет магнитной системы адгезатора с тонкостенной  
металлической камерой. Часть 1.

Приведен метод расчета многоступенчатой магнитной системы,  
предназначенной для сжатия интенсивных электронных колец в металли-  
ческой камере.

Работа выполнена в Отделе новых методов ускорения ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований  
Дубна 1975

Alexandrov V.S., Alexahin Yu.I.,  
Kazarinov N.Yu., Novikov V.G.,  
Perelstein E.A., Shchinov B.G.

P9 - 9091

Computation of the Magnetic Field System  
of Compressor with Thin-Walled Metallic Chamber.  
Part 1.

The method of computation of the multi-stage magne-  
tic field system intended for compression of the intense  
electron rings in metallic chamber is given.

The investigation has been performed at the Depart-  
ment of New Acceleration Methods, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research  
Dubna 1975

## Введение

Адгезатор УТИ представляет собой узкую металли-  
ческую камеру из нержавеющей стали с толщиной стенок  
 $0,5 \text{ мм}^{1/1}$ . Приближение металлических стенок к кольцу  
электронов должно обеспечить его стабильность по от-  
ношению к наиболее опасным когерентным неустойчиво-  
стям.

Внешнее магнитное поле, сжимающее кольцо, созда-  
ется тремя парами многовитковых катушек с импульс-  
ными токами - тремя ступенями сжатия, расположен-  
ными снаружи камеры, и парой катушек постоянного  
/медленно меняющегося за время сжатия/ поля. При  
расчете такой магнитной системы необходимо учитывать  
переходные процессы при проникновении магнитного поля  
внутрь камеры, а также отраженные стенками поля  
кольца. Схема установки показана на *рис. 1*.

Импульсы тока в 3-х ступенях имеют вид полусину-  
соид с характерным периодом  $\sim 1 \text{ мс}$ .

Амплитуды токов в катушках определялись возмож-  
ностями системы питания и задавались номиналом  
 $5-6 \text{ кА}^{2/}$ . Время сжатия кольца, определяемое длитель-  
ностями и амплитудами токов в ступенях, оказывается  
порядка  $1 \text{ мс}$ . Переход на большие времена сжатия опасен  
из-за возможности развития медленных неустойчивостей,  
более быстрое сжатие ограничивается параметрами систе-  
мы питания катушек и потерями в стенках камеры.

Магнитная система адгезатора УТИ обеспечивает  
сжатие электронных колец с параметрами, пригодными  
для ускорения многозарядных ионов в спадающем магнит-  
ном поле. На длине ускорения  $1 \text{ м}$  должна приобретаться  
энергия  $\sim 1 \div 10 \text{ МэВ/нуклон}$ .

Согласно этому условию, параметры электронных колец при расчете выбирались следующими:

1. Число частиц в кольце  $N_e = 1 \div 5 \cdot 10^{13}$ .

При однооборотной инжекции на радиус  $r_{in} = 36$  см и 100% захвате току инжекции 200 А соответствует  $N_e \approx 10^{13}$ .

2. Начальная энергия электронов  $1,5 \div 3$  МэВ /соответствующий релятивистский фактор  $\gamma_{in} = 4 \div 7$ .

3. Полуразброс по энергиям  $3 \div 5\%$ .

4. Эмиттанс электронного пучка

$$\pi I_z = \pi \beta_{in} \gamma_{in} \frac{a_z^2}{r_{in}} \nu_z \approx 0,07 \pi,$$

$a_z$  и  $\nu_z$  - соответственно размер и частота бетатронных колебаний в аксиальном направлении.

Если радиальный фазовый объем равен примерно аксиальному, то при указанном выше энергетическом разбросе именно он определяет радиальный размер пучка.

Для оценки величины размера используем модель, не учитывающую бетатронных радиальных колебаний.

Большой разброс по числу и начальной энергии электронов закладывался в схему расчетов для того, чтобы система сжатия могла работать в широком диапазоне параметров.

Характерные параметры сжатых колец должны быть:

1. Конечный радиус  $4 \div 5$  см.

2. Размеры малого сечения  $1 \div 2$  мм.

При выборе магнитной системы мы стремились

а/ иметь возможность инжектировать кольцо в постоянное поле /показатель спада постоянного поля  $\nu_{чост} > 0$ /;  
б/ не проходить при сжатии параметрический резонанс для аксиальных колебаний /т.е.  $\nu_z < \frac{1}{2}$ / и ограничить снизу величину  $\nu_z$  в соответствии с требованием ограниченности аксиального размера кольца апертурой камеры.

Предполагалось, что подавление вихревых токов в разомкнутых катушках обеспечивается их конструкцией.

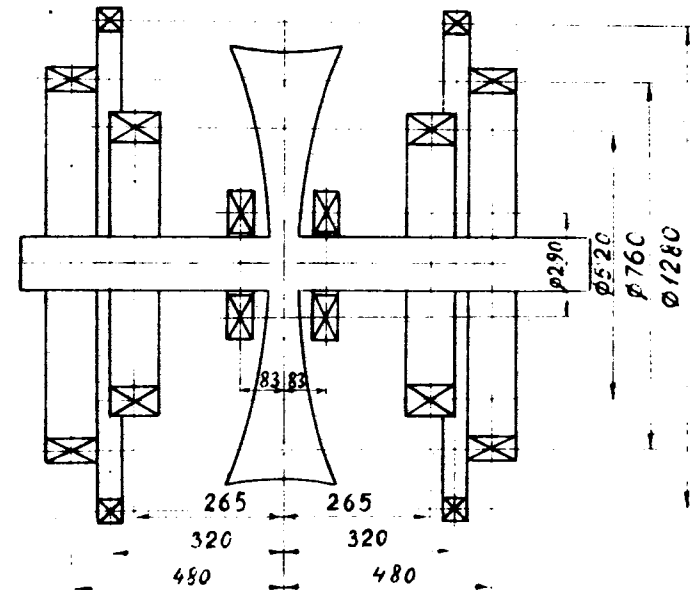


Рис. 1. Схематическая конструкция камеры адгезатора.

В первой части приведены основные формулы, необходимые для расчета сжатия электронного кольца в адгезаторе. Сравниваются расчетные и экспериментальные характеристики магнитной системы в случае, когда собственные поля кольца пренебрежимо малы.

### 1. Динамика электронного кольца

Внешнее поле  $B_z^e$ , сжимающее кольцо, изменяется адиабатически, т.е. выполняется условие

$$\left| \frac{1}{\omega B_z^e} \cdot \frac{\partial B_z^e}{\partial t} \right| \ll 1,$$

$\omega$  - круговая частота обращения электронов. Зависимость среднего радиуса кольца  $r_0$  и равновесной энергии  $\gamma$  от времени задается уравнениями /3/

$$\frac{\beta^2 \gamma}{r_0} = - \frac{e}{m c^2} (E_r + \beta V_z), \quad /1/$$

$$r_0 (\beta \gamma + \frac{e}{m c^2} A_\theta) = \frac{M_\theta}{m c} = \text{const}.$$

Здесь  $\beta = \frac{r_0 \omega}{c}$ ,  $e = -|e|$  и  $m$  - заряд и масса электрона,  $E_r$  и  $V_z$  - соответствующие компоненты электрического и суммарного магнитного полей в цилиндрической системе координат /  $\vec{B} = \vec{B}^c + \vec{B}^e$ ,  $\vec{E} = \vec{E}^c$ , индексом "с" обозначены собственные поля кольца/,  $A_\theta$  - азимутальный компонент вектор-потенциала суммарного магнитного поля,  $M_\theta$  -  $\theta$  - компонент момента обобщенного импульса - интеграл движения. Для равновесной частицы  $z_0 = 0$ , т.к. все поля симметричны относительно плоскости  $z = 0$ .

Исключая из /1/  $\beta \gamma$  и учитывая ультрарелятивизм электронов ( $\gamma \gg 1, \beta \approx 1$ ), получим уравнение для определения  $r_0(t)$ :

$$F(r_0, t) = \frac{c}{e} M_\theta + r_0^2 \cdot (V_z - \frac{A_\theta}{r_0} + \frac{1}{\beta} E_r) = 0. \quad /2/$$

В случае произвольной временной зависимости внешнего поля решение уравнения /2/ находилось методом Ньютона на каждом шаге  $t_n$  по времени.

Требуемая для этого производная  $\frac{\partial F}{\partial r_0}$  есть

$$\frac{\partial F}{\partial r_0} = r_0 [(1 - n) V_z^e + (\frac{2}{\beta} E_r + V_z^c) + r_0 \frac{\partial}{\partial r_0} (\frac{1}{\beta} E_r + V_z^c)]. \quad /3/$$

Скорость сжатия кольца  $\dot{r}_0$ , необходимая для вычисления собственного магнитного поля и определения нулевого приближения для  $r_0(t)$  по формуле

$$r_0(t_{n+1}) = r_0(t_n) + \dot{r}_0(t_n) \cdot (t_{n+1} - t_n),$$

находится из уравнения  $\frac{dF}{dt} = 0$  и равна

$$\dot{r}_0 = - r_0^2 \frac{\frac{\partial}{\partial t} (V_z - \frac{A_\theta}{r_0})}{\frac{\partial F}{\partial r_0}}. \quad /4/$$

Если материал камеры непроводящий, т.е. экранирование магнитных полей можно не учитывать и токи в катушках могут быть заданы как

$$I_i = \begin{cases} I_{i0} \cdot \sin[\Omega(t - t_{i0})], & t_{i0} \leq t \leq t_{i0} + \frac{\pi}{\Omega}, \\ 0 & t < t_{i0}, t > t_{i0} + \frac{\pi}{\Omega} \end{cases} \quad /5/$$

$$I_0 = \text{const}$$

/  $i = 1, 2, \dots$  - номер ступени сжатия/, что возможно только в пренебрежении индуктивными связями между ними, то уравнение /2/ решается аналитически. Учет собственных полей незэкранированного ультрарелятивистского пучка сводится к переопределению  $\gamma$ :

$$\tilde{\gamma} = \gamma + 2\nu \cdot \ln \frac{16r_0}{a_r + a_z}$$

/  $\nu = \frac{e^2}{m c^2} \cdot \frac{N_e}{2\pi r_0}$  - погонный электрон,  $a_r$  - радиальный

размер сечения кольца/. Таким образом, собственные поля фигурируют только при определении  $M_\theta$  из начальных условий и  $\tilde{\gamma}$  через  $\gamma$ .

В результате решение уравнения /4/, дающее  $t$  как функцию  $r_0$ , представляется в виде:

$$t = \frac{1}{\Omega} \left( \arcsin \frac{C}{\sqrt{A^2 + B^2}} + \psi \right), \quad /6/$$

$$\cos \psi = \frac{A}{\sqrt{A^2 + B^2}}, \quad \sin \psi = \frac{B}{\sqrt{A^2 + B^2}},$$

где  $C = \frac{c}{|e|} M_\theta - \frac{I_0}{c} G_0(r_0)$

$$\left\{ \begin{matrix} A \\ B \end{matrix} \right\} = \sum_i \frac{I_{i0}}{c} G_i(r_0) \left\{ \begin{matrix} \cos \Omega t_{i0} \\ \sin \Omega t_{i0} \end{matrix} \right\}.$$

Суммирование распространяется на работающие в данный момент ступени, функции  $G_i(r)$  для одного витка определяются как

$$G_i(r) = r(r G_{B_z} - G_A) \Big|_{\substack{z=0 \\ R=R_i \\ Z=Z_i}}$$

$$G_{B_z}(r, z, R, Z) = \frac{k}{\sqrt{rR}} \left[ K - \frac{1 - \frac{k^2}{2} \left(1 + \frac{R}{r}\right)}{1 - k^2} E \right],$$

/7/

$$G_A(r, z, R, Z) = \frac{4}{k} \sqrt{\frac{R}{r}} \left[ \left(1 - \frac{k^2}{2}\right) K - E \right],$$

где  $k = \left[ \frac{4rR}{(r+R)^2 + (z-Z)^2} \right]^{1/2}$  - модуль полных эллиптических

интегралов  $E$  и  $K$ ,  $r, z$  - координаты точки наблюдения и  $R, Z$  - координаты витка. Сжатие, очевидно, возможно лишь для тех значений радиуса, для которых аргумент арксинуса по модулю меньше единицы, необходимое условие сжатия  $\frac{\partial t}{\partial r_0} < 0$  выполняется, если, согласно /4/,

$$\dot{r}_0 = - \frac{r_0}{(1-n) B_z^e} \cdot \frac{\partial}{\partial t} \left( B_z^e - \frac{A_\theta^e}{r_0} \right) < 0. \quad /8/$$

Размеры сечения кольца в предположении, что радиальный размер определяется только разбросом по энергии электронов, находятся из уравнений:

$$\frac{\beta \gamma}{r_0} \nu_z a_z^2 = I_z, \quad \gamma \nu_r^2 a_r = \frac{\Delta M_\theta}{mc},$$

$$\omega_0^2 \nu_z^2 = - \frac{e\beta}{m \gamma r_0} \cdot n B_z^e - \frac{e}{m \gamma} \left( \frac{\partial E_z}{\partial z} - \beta \frac{\partial B_r^c}{\partial z} \right), \quad /9/$$

$$\omega_0^2 \nu_r^2 = \omega_0^2 + \frac{e\beta}{m \gamma r_0} \cdot n B_z^e - \frac{e}{m \gamma r_0} E_r - \frac{e}{m \gamma} \left( \frac{\partial E_r}{\partial r} + \beta \frac{\partial B_z^c}{\partial r} \right),$$

где  $n = - \frac{r}{B_z^e} \cdot \frac{\partial B_z^e}{\partial r} \Big|_{r=r_0}$  - показатель спада внешнего поля,  $\omega_0$  - частота обращения равновесной частицы; значения полей и их производных берутся при  $r=r_0, z=0$ .

## 2. Вычисление внешних магнитных полей

Магнитное поле тонкого кругового витка с током  $I$ , его вектор-потенциал и градиент даются формулами /3/:

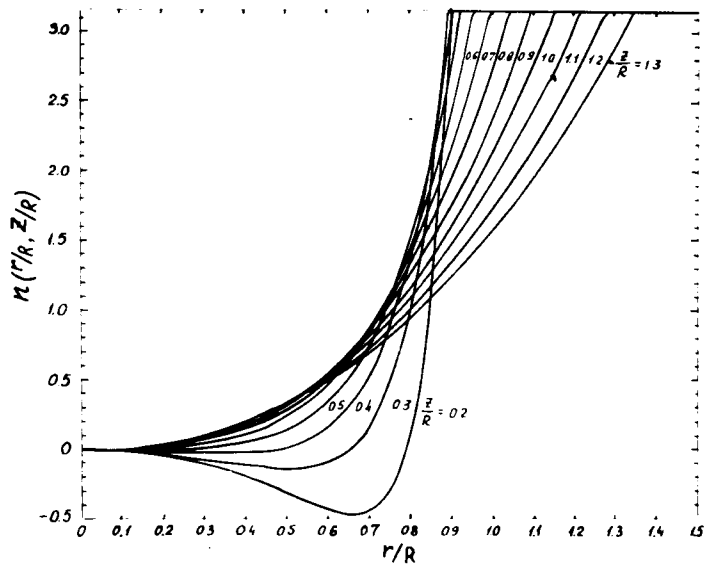
$$F(r, z) = \frac{I}{c} G_F(r, z, R, Z), \quad /10/$$

где символом  $F$  обозначены  $A_\theta, B_z, \frac{\partial B_z}{\partial r}$ , геометрические факторы  $G_A$  и  $G_{B_z}$  определены равенством /7/,

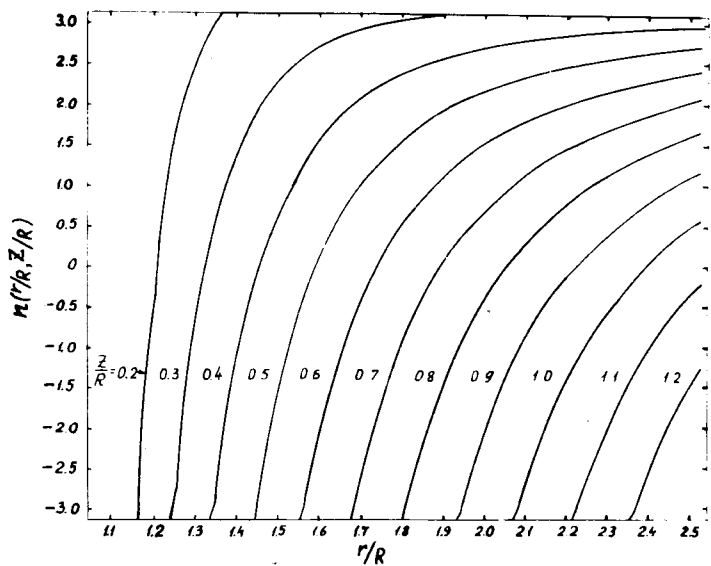
$$G_{\frac{\partial B_z}{\partial r}}(r, z, R, Z) =$$

$$= - \frac{k}{r\sqrt{Rr}} \left\{ -K + \frac{1 - \frac{k^2}{2}}{1 - k^2} E + \frac{(z-Z)^2 k^2}{4rR} \left[ \frac{1 - \frac{k^2}{2}}{1 - k^2} K - \left(1 + \frac{k^2}{(1-k^2)^2}\right) E \right] \right\}. \quad /7'/$$

На рис. 2 приведены графики функции  $n\left(\frac{r}{R}, \frac{Z}{R}\right)$  для области  $0 \leq \frac{r}{R} \leq 2,5; 0,1 \leq \frac{Z}{R} \leq 2,5$ , которые используются для



a/



б/

Рис. 2. Графики показателя спада магнитного поля  $n(r/R, Z/R)$  от одного витка: а/  $0 < r/R < 1,5$ ;  $0,2 \leq Z/R \leq 1,3$ ; б/  $1,1 < r/R < 2,6$ ;  $0,2 \leq Z/R \leq 1,2$ ; в/  $0 < r/R < 2,3$ ;  $1,4 \leq Z/R \leq 2,5$ .

предварительного выбора ступеней сжатия. Подробные вычисления напряженности магнитного поля кругового витка с током содержатся в работе /5/.

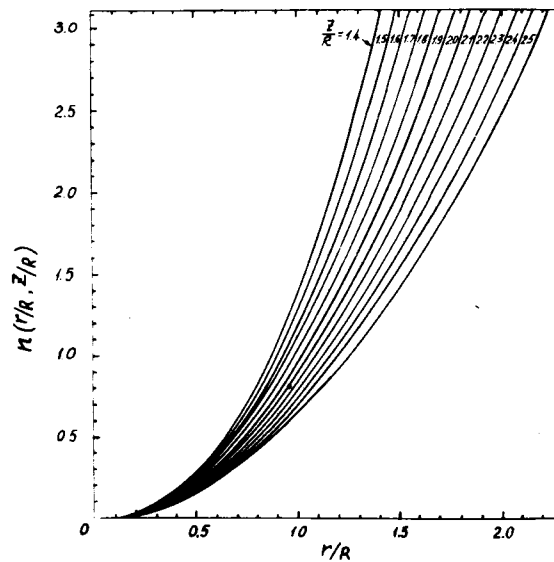
Конечная толщина катушек существенно сказывается на величине  $n$  и учитывается в расчете полей и градиентов суммированием с соответствующими весами по виткам катушек.

Индуктивная связь между катушками различных ступеней приводит к перераспределению текущих в них токов, так что выражения /5/ служат лишь для расчета в начальном приближении.

Параметры импульсных катушек и системы питания выбраны нами так, что частоты  $\Omega_i$  контуров, образованных индуктивностями ступеней  $L_i$  и емкостями конденсаторных батарей  $C_i$ , примерно одинаковы  $\Omega_i \approx 2 \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}$ . Моменты включения  $t_i$  и выключения ступеней  $t'_i$  подчиняются неравенствам:

$$t_1 < t_2 < t_3 < t'_1 < t'_2 < t'_3.$$

/11/



в/

В выбранной области частот можно пренебречь активным сопротивлением катушек по сравнению с реактивным

$\frac{R}{\Omega L} \leq 2.10^{-2}$ , поэтому потенциал  $\phi_i$  на  $i$ -ом конденсаторе определяется из системы уравнений:

$$\sum_{j=1}^N C_j M_{ij} \ddot{\phi}_j + \phi_j = 0, \quad /12/$$

где  $M_{ij}$  - взаимная индуктивность ступеней с номерами  $i$  и  $j$ ,  $N$  - число работающих ступеней.

Степень медленного поля в системе /12/ не учитывается, для подавления токов, наведенных ступенями сжатия, в ее цепь включен дроссель с индуктивностью, намного превышающей собственную индуктивность катушек.

Потенциалы  $\phi_i$  представляются в удобном для последующих вычислений виде, если известны собственные векторы  $\{Y_a^{(i)}\}$  и числа  $\lambda_a$  оператора  $\|C_j M_{ij}\|$ , т.е.

$$\lambda_a Y_a^{(i)} = \sum_{j=1}^N C_j M_{ij} Y_a^{(j)}$$

Векторы  $Y_a^{(i)}$  могут быть ортонормированы с весом  $C_i$ .

$$\sum_i Y_a^{(i)} Y_\beta^{(i)} C_i = \delta_{a\beta}$$

Решение системы /12/ есть

$$\phi_i = \sum_{a=1}^N \{A_{1a}^{(k)} \cos[\omega_a(t-\tau_k)] + A_{2a}^{(k)} \sin[\omega_a(t-\tau_k)]\} \cdot Y_a^{(i)}, \quad /13/$$

$$\text{при } \tau_k \leq t \leq \tau_{k+1}, \quad \omega_a^2 = \frac{1}{\lambda_a}, \quad 1 \leq k \leq 2N, \quad \tau_k = \begin{cases} t_k & \text{если } k \leq N \\ t'_{k-N} & \text{если } N < k \leq 2N. \end{cases}$$

В соответствии с /11/ ступени пронумерованы в порядке их включения и  $t'_1 > t_N$ . Поэтому каждому  $k$  соответствует определенное число работающих ступеней. При  $k = N + \ell$ , например, работают ступени с номерами  $\ell + 1, \ell + 2, \dots, N$ . Коэффициенты  $A_{1a}$  и  $A_{2a}$  в формуле /13/ находятся из начальных условий для включающихся ступеней,

условий непрерывности величин  $\phi_i$  и  $\dot{\phi}_i$  для работающих ступеней при  $t = \tau_k$

$$A_{1a}^{(k)} = \sum_i \phi_i^{(k-1)}(\tau_k) C_i Y_a^{(i)}(k),$$

$$A_{2a}^{(k)} = \frac{1}{\omega_a^{(k-1)}} \sum_i \dot{\phi}_i^{(k-1)}(\tau_k) C_i Y_a^{(i)}(k).$$

Зависимость токов от времени определяется по формулам

$$I_i = \dot{\phi}_i C_i. \quad /14/$$

На рис. 3 показаны токи в ступенях в отсутствие связей /пунктирные кривые/ и рассчитанные по формуле /14/ для рабочих параметров, указанных на рис. 1.

В металлической камере /даже тонкостенной/ импульсные магнитные поля существенно отличаются от полей в свободном пространстве. Если толщина стенок  $h$  значительно меньше глубины скин-слоя, то, следуя работе /6/, поверхностную плотность тока  $i_\theta(\ell) / \ell$  - точка на контуре  $L$ , изображающем азимутальное сечение камеры/, можно представить в виде

$$i_\theta = c \sum_i \lambda_i [a_i(t) - a_i^0(t)] \psi_i(\ell). \quad /15/$$

В формуле /14/  $\psi_i(\ell)$  и  $\lambda_i$  - соответственно собственные ортонормированные функции и собственные значения интегрального оператора с ядром  $G_A^+ = G_A(r, z, r', z') + G_A(r, z, r', -z')$  / $\lambda_i$  нумеруются в порядке возрастания/,  $a_i(t)$  и  $a_i^0(t)$  - суть коэффициенты разложения вектор-потенциалов полного и падающего магнитных полей на металлической поверхности по функциям  $\psi_i(\ell)$ .

Коэффициенты  $a_i(t)$  равны:

$$a_i(t) = e^{-\frac{t}{\tau_i}} \cdot (a_i|_{t=0} + \frac{1}{\tau_i} \int_0^t a_i^0(t') e^{\frac{t'}{\tau_i}} dt'),$$

где  $\tau_i = \frac{\sigma h}{c^2 \lambda_i}$ ,  $\sigma$  - проводимость металлических стенок.



Вектор-потенциал, напряженность и градиент индуцированного поля в медианной плоскости

$$F_{\text{ind}}(r) = 2 \sum_i \lambda_i [a_i(t) - a_i^0(t)] G_{F_i}(r), \quad /16/$$

где  $G_{F_i} = \int G_{F_i} \psi_i(\ell) d\ell$ , а  $G_{F_i}$  определяются формулами /7/, /7'/ при  $R = r(\ell)$ ,  $Z = z(\ell)$ .

Выражения для магнитного поля в медианной плоскости от одной пары витков с током вида /5/ в каждом приведены в /6/. Требование малости изменения амплитуды поля сводится к условию

$$(\Omega \tau_1)^2 \ll 1. \quad /17/$$

фазовый сдвиг импульса пропорционален  $\Omega \tau_1$ .

Для предварительного анализа может быть использована оценка, полученная из численного счета:

$$\tau_1 \approx \frac{\sigma h X_0}{c^2}, \quad X_0 - \text{длина контура } L.$$

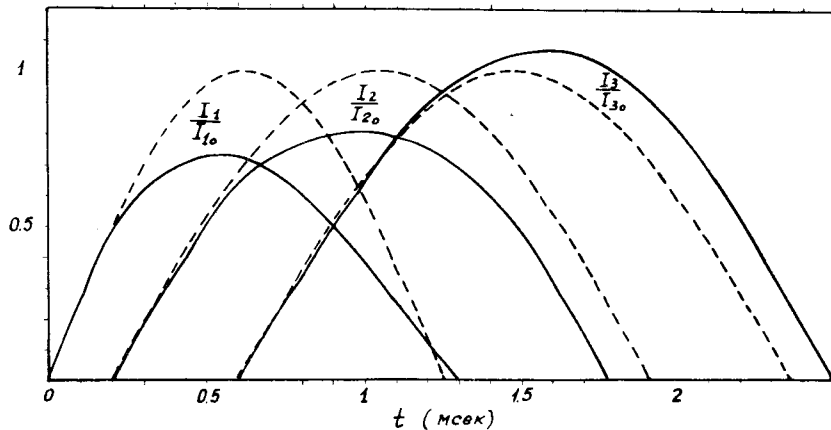


Рис. 3. Токи в ступенях без учета связей /пунктирные кривые/ и рассчитанные по формулам /14/.

Большие трудности при расчете магнитной системы для тонкостенного адгезатора может вызвать зависимость показателя спада магнитного поля от времени, которая обсуждается и иллюстрируется в работе /6/.

В данном расчете координаты витков  $R, Z$  выбирались так, чтобы на радиусах перехвата /равновесных радиусах кольца в момент включения соответствующей ступени сжатия/ выполнялось приблизительно равенство фазовых сдвигов импульса поля и его производной.

При этом  $n$  мало отличается от показателя спада в свободном пространстве.

Эксперимент по формированию магнитного поля в тонкостенном адгезаторе /7/ показал правильность такого выбора геометрии ступеней и хорошее совпадение расчетных и измеренных характеристик. В эксперименте измерялось магнитное поле вдоль траектории кольца /изменение радиуса кольца во времени определяется уравнением /2// на установке, схематически изображенной на рис. 1 работы /7/ с выключенной ступенью медленного поля.

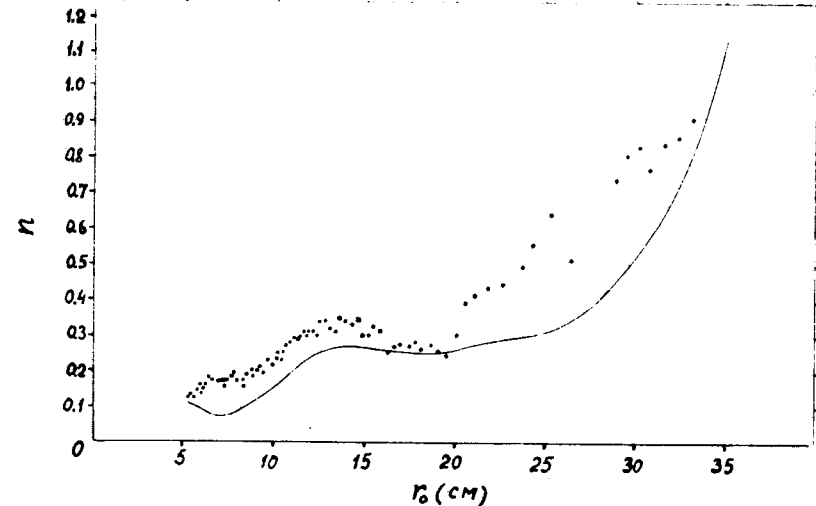


Рис. 4. Графики  $n$ -траекторий. Расчетная  $n$ -траектория - сплошная линия, точки - измеренные значения  $n$ .

Экспериментальная  $n$ -траектория строилась по измеренным значениям магнитного поля в пренебрежении собственными полями кольца.

Соответствующая расчетная /сплошная линия/ и измеренная  $n$ -траектория, представленная точками, показаны на рис. 4.

Значения измеренных магнитных полей отличались от расчетных на величину  $\sim 1\%$ .

#### Литература

1. Л.С. Барабаш, Л.Н. Беллев, И.А. Голушвин, Г.В. Долбилов, И.Н. Иванов, В.Д. Инкин, А.Д. Коваленко, В.Г. Новиков, Э.А. Перельштейн, В.П. Саранцев, В.А. Свиридов, И.М. Хохлов. ОИЯИ, Р9-7697, Дубна, 1974.
2. Л.С. Барабаш, С.М. Бийский, В.А. Тимохин, ОИЯИ, Р9-7773, Дубна, 1974.
3. И.Н. Иванов, А.Б. Кузнецов, Э.А. Перельштейн, В.А. Прейзендорф, К.А. Решетникова, Н.Б. Рубин, С.Б. Рубин, В.П. Саранцев. Проблемы физики элементарных частиц и атомного ядра /ЭЧАЯ/, т. 1, №2, М., Атомиздат, 1971.
4. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Электродинамика сплошных сред. ФМ, Москва, 1959.
5. Г. Индреаш, П.И. Рыльцев. ОИЯИ, 903, Дубна, 1962.
6. Ю.И. Алексахин, Н.Ю. Казаринов, Э.А. Перельштейн. ОИЯИ, Р9-7786, Дубна, 1974.
7. В.С. Александров и др. ОИЯИ, Р9-8753, Дубна, 1975.

Рукопись поступила в издательский отдел  
24 июля 1975 года.