

С 345 л 1

Р-1

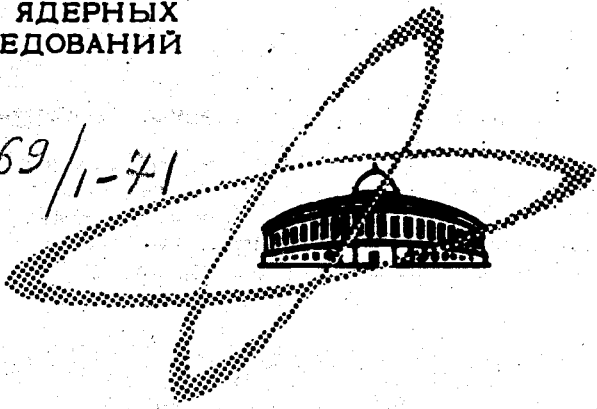
Д-361

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна.

3669/1-41

P9 / 6003



ОТДЕЛ НОВЫХ МЕТОДОВ УСКОРЕНИЯ

Ю. С. Дерендяев, И. Н. Иванов, М. Л. Иовнович,
А. К. Каминский, В. И. Миронов, В. А. Прейзендорф,
Н. Б. Рубин, В. П. Саранцев

НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ
СОЗДАНИЯ КОЛЛЕКТИВНОГО
УСКОРИТЕЛЯ (КОЛЬЦЕТРОНА)

1971

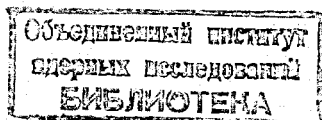
6 кн.: Int. Conf on H.E. Acceler. 8th
Geneva 1971.

P9 - 6003

Ю.С.Дерендяев, И.Н.Иванов, М.Л.Иовнович,
А.К.Каминский, В.И.Миронов, В.А.Прейзендорф,
Н.Б.Рубин, В.П.Саранцев

НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ
СОЗДАНИЯ КОЛЛЕКТИВНОГО
УСКОРИТЕЛЯ (КОЛЬЦЕТРОНА)

Доклад на VIII Международной конференции
по ускорителям заряженных частиц



1. В в е д е н и е

В данной работе изложены результаты теоретических исследований и расчетов по отдельным вопросам, связанным с созданием коллективных ускорителей. Отбор материала определялся, с одной стороны, тематикой, по которой в той или иной степени ведется авторами работа, а, с другой стороны, важностью данных вопросов при проектировании коллективных ускорителей.

2. Формирование магнитного поля с помощью дисплея со световым карандашом

В настоящее время кольцевой сгусток электронов создается, как известно, в плоскости симметрии слабофокусирующего растущего во времени магнитного поля адгезатора^{/1/}. После окончания процесса сжатия и инъекции ионов симметрия поля нарушается и кольцо выводится из адгезатора в постоянное во времени магнитное поле ускоряющей секции.

Конфигурация катушек, создающих требуемое поле, подбирается с использованием системы "ЭВМ+дисплей". Работа ведется по следующей схеме. Магнитное поле катушек и магнитное поле ускоряющей секции вычисляются на ЭВМ. Параметры катушек и графики суммарного поля высвечиваются на экране дисплея. С помощью светового карандаша меняются па-

параметры катушек, отсылаются на пересчет, анализируется график поля. Таким образом удается сравнительно быстро подобрать систему катушек, создающих необходимое поле (рис. 1).

Можно учесть магнитное поле, наведенное в стенках камеры адгезатора. Вихревое электрическое поле E в проводящих стенках вычисляется из интегрального уравнения Фредгольма второго рода ^{/2/}:

$$E(Q) + i\lambda\sigma \int \sqrt{\frac{r_M}{r_Q}} f(k) dS_M = -i\lambda \int_{D_{\theta x}} i_{\theta x}(M) \sqrt{\frac{r_M}{r_Q}} f(k) dS_M, \quad (1)$$

где $\lambda = \frac{\omega\mu_0}{2\pi}$; Q, M - точки наблюдения и интегрирования соответственно;

r_Q, r_M - радиальные координаты точек; ω - круговая частота токов в катушках, $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\text{ОМ}\cdot\text{СЕК}}{\text{М}}$; σ - проводимость стенок камеры адгезатора; $D, D_{\theta x}$ - соответственно сечения проводящих стенок камеры и кольцевых витков плоскостью $\theta = \text{const}$ (θ - азимутальная координата).

$$f(k) = \left(\frac{2}{k} - k\right)K(k) - \frac{2}{k}E(k), \quad (2)$$

$E(k), K(k)$ - соответственно полные эллиптические интегралы первого и второго рода модуля k , где

$$k^2 = \frac{4r_Q r_M}{(r_Q + r_M)^2 + (z_Q - z_M)^2}, \quad (3)$$

z_Q, z_M - продольные координаты точек Q и M ; $i_{\theta x}$ - плотность тока в катушках (система витков). В формуле (1) E и i - комплексные амплитуды соответствующих величин. Находя индуцированные токи в стенках $j = \sigma E$, можно определить создаваемые ими магнитные поля. При написании (1) использовалось квазистационарное приближение.

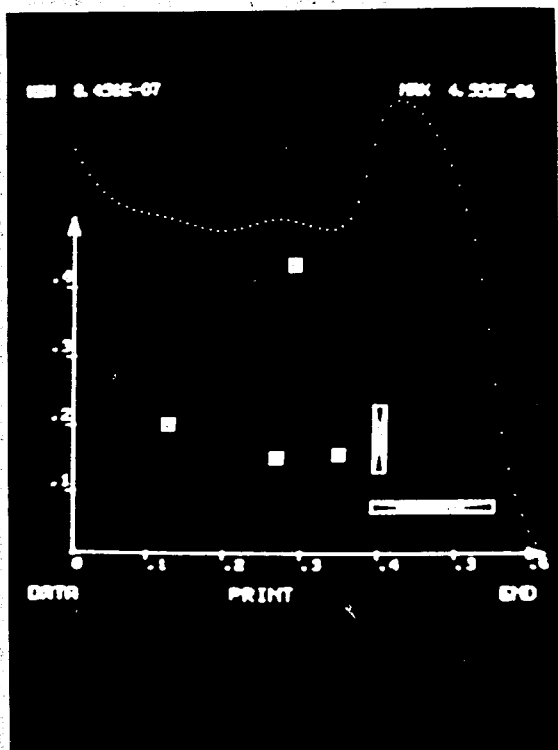


Рис. 1. Пример распределения магнитного поля адгезатора при выводе кольца (без учета экранирования стенками камеры) для конкретного расположения катушек с токами различной величины на экране дисплея. Горизонтальная ось - ось x (М), вертикальная - ось r (М), пунктирная кривая - график B_z , белые квадраты и прямоугольники - витки и катушки с током, вверху показаны максимум и минимум B_z на данном интервале x . Пик в распределении поля ликвидируется при учете экранирующего действия стенки адгезатора.

3. Допуски на магнитное поле начального участка
ускоряющей системы

Рассмотрим допуски на величину магнитного поля начального участка ускоряющей системы, где движение сгустка еще нерелятивистское.

Ускорение сгустка под действием составляющей магнитного поля B_r , приводит к колебаниям ионов в сгустке с частотой $\omega = \sqrt{\frac{2\pi e^2 n}{M}}$,

где n - плотность электронов в кольце, M - масса иона. Отклонение иона от центра сгустка x в момент t равно

$$x(t) = -\frac{e}{m\omega} \int_0^t B_r(t') \sin \omega(t-t') dt', \quad (4)$$

если отклонение и скорость в начальный момент времени равны нулю.

Здесь m - масса электрона, утяжеленная за счет его вращения.

Время в (4) является функцией координаты центра сгустка $t = t(x_e)$, которая определяется законом движения этого центра относительно неподвижного начала $x_e = x_e(t)$, то есть t - обратная функция от $x_e = x_e(t)$.

Случайные возмущения магнитного поля увеличивают отклонение ионов от центра, причем их вклад в средний квадрат отклонения равен

$$\overline{\Delta x^2} = \frac{e^2 \overline{\Delta B_r^2}}{m^2 \omega^2} \int_0^{x_e} \int_0^{x_e} \frac{dx_1 dx_2}{v(x_1)v(x_2)} g(|x_1 - x_2|) \sin \omega[t(x_e) - t(x_1)] \times \times \sin \omega[t(x_e) - t(x_2)], \quad (5)$$

где $v = \frac{dx_e}{dt}$, g - корреляционная функция. Если длина корреляции

$l \ll \frac{v}{\omega}$, то $g = l\delta(x)$. В этом случае

$$\overline{\Delta x^2} = \frac{e^2 \overline{\Delta B_r^2} l t}{2m^2 \omega^2 v} \left(1 - \frac{\sin 2\omega t}{2\omega t}\right), \quad (6)$$

где \bar{v} - среднее значение скорости сгустка. Для времени ускорения, много большего периода колебания иона,

$$\overline{\Delta x^2} = \frac{e^2 \overline{\Delta B_r^2} \ell t}{2m^2 \omega^2 \bar{v}}. \quad (7)$$

Величину допуска найдем, полагая для оценок $\sqrt{\overline{\Delta x^2}} \lesssim a$, где a - малый радиус кольца:

$$\sqrt{\overline{\Delta B_r^2}} \lesssim m \bar{v} \sqrt{\frac{2N_e}{\pi M R L \ell}}. \quad (8)$$

Здесь L - длина, на которой происходит ускорение, R - большой радиус кольца.

Например, для числа электронов в сгустке $N_e = 5 \cdot 10^{12}$, $L = 200$ см, $R = 5$ см, $\ell = 2$ см, $\bar{v} = 10^{10}$ см/сек, $m = 40 m_0$ (m_0 - масса покоя электрона) $\sqrt{\overline{\Delta B_r^2}} = 12$ гс (для протонов), соответственно

$\Delta(\partial B_z / \partial z) = 5$ гс/см. Действие одиночных возмущений магнитного поля на ионы можно оценить на основе работы /4/. Если длина одиночного возмущения поля равна ℓ_0 ($\ell_0 \ll \frac{v}{\omega}$), то отношение допуска на ΔB в этом случае к допуску (8) на случайные возмущения равно $\sqrt{\ell L / 2 \ell_0^2}$. Приведенные формулы применяются и при согласовании магнитного поля адгезатора с полем ускоряющей системы. В случае релятивистского движения кольца приведенные формулы требуют обобщения.

4. Накопление ионов в кольцевом сгустке

Возможность ускорения тяжелых ионов коллективным методом была показана в /5,6/. Там же и в /7/ обсуждался вопрос о накоплении ионов

в электронном кольце. При этом предполагалось, что накопление ионов происходило в конце сжатия кольца и их влиянием на размеры кольца можно пренебречь. В данной работе учитывается влияние ионов на процесс формирования электронно-ионного сгустка. Необходимость этого возникает, например, в случае, когда газ, ионы которого накапливаются в сгустке, присутствует в камере адгезатора (компрессора) в течение всего времени сжатия кольца при давлениях, больших 10^{-7} мм рт.ст. или при достаточно мощной импульсной инжекции газа. Накопление значительного количества ионов может заметно повлиять на размеры сечения кольца, а также привести к прохождению радиальной частотой бета-тройных колебаний резонансного значения $\nu_r = 1$.

Таким образом в уравнениях, позволяющих найти количество накапливаемых ионов N_k , следует учитывать уменьшение объема кольца V :

$$\frac{dN_k}{dt} = \lambda_{k-1} \frac{N_{k-1}}{V} - \lambda_k \frac{N_k}{V}, \quad (9)$$

где $V \neq \text{const}$, N_k - число ионов с зарядом ke , $\lambda_k = N_e \sigma_k$, σ_k - сечение ионизации иона.

Система уравнений (9) решалась методом последовательных приближений совместно с системой уравнений для полуосей эллиптического сечения кольца \bar{b} (по оси z) и \bar{g} (по оси r) из [1]. При этом в выражениях для кулоновских сдвигов частот дополнительно учтен вклад ионов.

4.1. Рассмотрим накопление ионов из газовой среды, в которой происходит сжатие кольца. Начальные параметры кольца следующие:

$\gamma_{\perp 0} = 4$ ($\gamma_{\perp} = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta_{\theta}^2}}$ - поперечная относительная энергия электрона); большой радиус $R_0 = 38$ см, $\bar{g}_0 = g_0 R_0 = 1,5$ см, $\bar{b}_0 = b_0 R_0 =$

$= 0,75$ см, $N_0 = 5 \cdot 10^{12}$, показатель поля $n_0 = 0,5$. Конечные значения: $R_f = 6$ см; $n_f = 0,06$. Время сжатия $2 \cdot 10^{-4}$ сек.

Для гелия при давлении $2 \cdot 10^{-7}$ мм рт.ст. конечные значения параметров следующие: $\bar{g}_f = 1,81$ мм, $\bar{b}_f = 1,33$ мм, $\nu_f^2 = 0,986$, $N_f = 3,2 \cdot 10^{10}$. Увеличение давления газа приводит к прохождению резонанса $\nu_f = 1$. Соответствующее максимально допустимое давление для азота равно $+2 \cdot 10^{-8}$ мм рт.ст. В этом случае $\bar{g}_f = 1,81$ мм, $\bar{b}_f = 1,36$ мм, $N_1 = 9,14 \cdot 10^9$, $N_2 = 1,07 \cdot 10^{10}$, $N_3 = 5,36 \cdot 10^9$, $N_4 = 1,06 \cdot 10^9$, число ионов с зарядом больше четырех незначительно. При $N_0 = 10^{13}$ результаты практически те же. Расчеты для гелиевой среды использовались при определении числа захваченных α -частиц в сжатое электронное кольцо в работе /8/.

4.2. Рассмотрим накопление ионов тяжелых атомов для кольца с $N_0 = 10^{14}$, когда сжатие кольца с начальными параметрами $R_0 = 35$ см, $\gamma_{+0} = 7$, $\bar{b}_0 = \bar{g}_0 = 1,5$ см происходит в высоком вакууме (накоплением ионов из остаточного газа в процессе сжатия можно пренебречь) до конечных значений $R_f = 5$ см, $\bar{g}_f = 0,84$ мм, $\bar{b}_f = 2,4$ мм. После этого магнитное поле адгезатора поддерживается постоянным, и кольцо пересекается в течение времени T потоком нейтральных атомов, причем время T много меньше времени накопления (время накопления - отрезок времени от начала инжекции газа до начала ускорения кольца). В этом случае в конце накопления в сгустке, в основном, содержатся ионы с большим зарядом, причем процесс накопления ионов с большой зарядностью значительно ускоряется при учете адиабатического уменьшения размеров поперечного сечения кольца \bar{b} и \bar{g} в процессе накопления, вызванного тем, что ионы компенсируют дефокусирующее действие собственного поля электронного кольца.

Указанным методом определены числа ионов с разным зарядом для N , Ar , Xe , Hg при давлениях в струе газа 10^{-5} , 10^{-6} , 10^{-7} мм рт.ст. Наиболее приемлемым следует считать давление 10^{-6} мм рт.ст. Результаты вычислений показывают, что при этом давлении и $T = 10^{-5}$ сек за время $15 \cdot 10^{-5}$ сек в кольце можно накопить необходимое количество ионов азота с зарядом 7 (рис. 2), ионов ксенона (рис. 3) и аргона с зарядом 8+10 и ионов ртути с зарядом 9+11.

Следует заметить, что при накоплении многозарядных ионов невозможно избежать прохождения резонанса $\nu_r = 1$. Влияние прохождения этого резонанса на формирование электронно-ионного кольца в приводимых расчетах не учитывалось.

5. К вопросу о статическом адгезаторе (компрессоре)

В работах /9-11/ были предложены различные варианты статического компрессора (адгезатора). Сама по себе идея статического адгезатора заманчива, однако имеется ряд трудностей, которые необходимо преодолеть при разработке такого способа создания электронно-ионного сгустка.

Одна из таких трудностей - обеспечение условий продольной (вдоль оси z) транспортировки и фокусировки кольца.

Статический адгезатор, предложенный в /9/, предъявляет слишком жесткие требования к угловому и энергетическому разбросу пучка (внешняя z -фокусировка отсутствует). В предложении авторов /11/ предполагается использовать для транспортировки и внешней фокусировки динамическую потенциальную яму, но такой компрессор по существу не будет

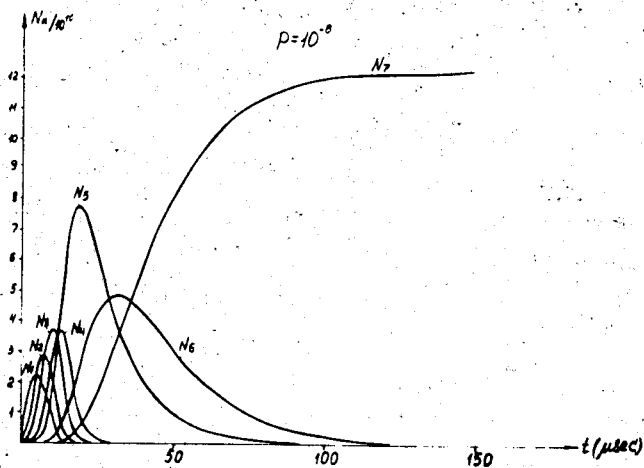


Рис. 2. График накопления ионов азота в кольце.

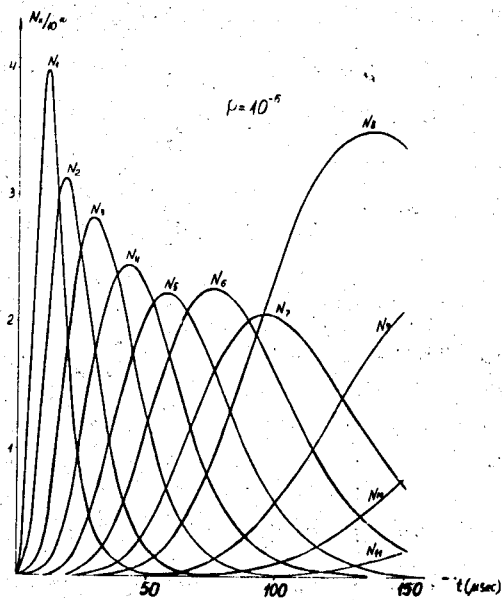


Рис. 3. График накопления ионов ксенона в кольце.

статическим. В случае, рассмотренном Кристофилосом /10/, также отсутствует внешняя линейная x -фокусировка $x/$.

Здесь рассматривается вариант статического адгезатора, в котором продольная фокусировка обеспечивается взаимодействием кольца с разрезной внешней металлической трубой /12/, а транспортировка и компрессия кольца по большому радиусу происходят автоматически (последнее имеет место и в предложении /10/).

Пусть заданы законы изменения радиуса и продольного импульса тонкого электронного кольца вдоль оси статического адгезатора длины L :

$$\frac{R}{R_0} = \eta(z), \quad \frac{p_z}{p_{\theta 0}} = \xi(z), \quad (10)$$

где R , $p_{\theta 0}$ - соответственно начальный радиус кольца и начальный азимутальный импульс, совпадающий с полным. Примем $\eta(0) = 1$, $\eta(L) = 1/k$,

k - коэффициент компрессии, $\xi(0) = \xi(L) = 0$, $\xi < 1$. Тогда необходимое магнитное поле на поверхности $r = R(z)$ будет иметь вид

$$B_z(z) = B_0 \frac{\sqrt{1 - \xi^2(z)}}{\eta(z)}, \quad B_r(z) = B_0 R_0 \frac{\xi(z)}{\sqrt{1 - \xi^2}} \frac{d\xi}{dz}. \quad (11)$$

Определим также

$$\bar{n}(z) = \frac{\ln(B_z/B_0)}{\ln(R/R_0)} = \frac{\ln[1 - \xi^2(z)]}{2 \ln \eta(z)} - 1. \quad (12)$$

При $\eta(z) < 1$ получается $\bar{n}(z) > -1$.

Из (10)–(12) следуют, в частности, известные случаи:

1. При $1 - \xi^2 = \frac{1}{\eta^2}$ получается $\bar{n} = -2$, $\frac{R}{R_0} = \left(\frac{B_0}{B_z}\right)^{1/2}$ - ускорение ($\frac{d\xi}{dz} > 0$) в спадающем по z и почти однородном по r магнитном поле.

$x/$ При адиабатически меняющемся по z магнитном поле продольная фокусировка в густке относительно его движущегося центра отсутствует.

2. $\eta = 1$, тогда $\bar{n} \rightarrow \infty$, $R = R_0 = \text{const}$, $B_z = \frac{\langle B_z \rangle}{2} + \text{const}$, где $\langle B_z \rangle$ - среднее поле в круге радиуса R . Это случай ускорения в спадающем поле при постоянном R .

3. $\xi \equiv 0$, $\eta \neq 1$, при этом $\bar{n} = -1$, $B_r = 0$, $\frac{R}{R_0} = \frac{B_0}{B_z}$, что соответствует случаю, рассмотренному в работе /12/.

Частоты бетатронных колебаний при достаточно медленном изменении параметров по z будут

$$\nu_r^2 = 1 - \frac{2r_0 N_0 \gamma_{\perp}}{\pi R (\gamma_{\perp}^2 - 1)} \left[T_r + \frac{R^2}{\gamma_{\perp}^2 \bar{g} (\bar{g} + \bar{b})} \right] \approx 1, \quad (13)$$

$$\nu_z^2 = \frac{2r_0 N_0 \gamma_{\perp}}{\pi R (\gamma_{\perp}^2 - 1)} \left[T_z - \frac{R^2}{\gamma_{\perp}^2 \bar{b} (\bar{g} + \bar{b})} \right].$$

Здесь $r_0 = 2,8 \cdot 10^{-13}$ см, $\gamma_{\perp} = \gamma / \gamma_{\parallel}$, где γ - полная относительная энергия электронов кольца, являющаяся интегралом движения,

$\gamma_{\parallel} = \frac{1}{\sqrt{1 - \dot{z}^2/c^2}}$ - продольная относительная энергия электронов кольца, $T_r = 1,33$; $T_z = 1,68$ - величины, определяемые силами изображения и зависящие от геометрических параметров.

Адиабатическое изменение амплитуд бетатронных колебаний следующее:

$$\bar{b} \approx \left(\frac{R}{\nu_z} \right)^{1/2}, \quad \bar{g} \approx \left(\frac{R}{\nu_r} \right)^{1/2} \approx R^{1/2}. \quad (14)$$

К концу компрессии приближенно $\nu_z \approx R^{-1/2}$, $\bar{b} \approx R^{3/4}$.

Монотонность уменьшения величин \bar{g} и \bar{b} обеспечивается, если $-1 < \bar{n}$ и эта величина не очень близка к 0. Магнитное поле указанной конфигурации на поверхности $R(z)$ создается специальными катушками со средними радиусами обмоток $R_1(z), R_2(z)$; между катушками

движется кольцо: $R_1(z) > R(z) > R_2(z)$. Инжекция ионов в кольцо происходит при напуске газа в установку.

На рис. 4 приводятся результаты расчетов при следующих параметрах электронного кольца $\gamma_{L0} = \gamma = 40$, $N_e = 10^{14}$, $k = 8$, $\bar{g}_0 = 0,204$ см, $\bar{b}_0 = 0,78$ см (индексом "0" помечены начальные параметры), фазовый объем инжектируемого пучка ϵ_0 принят равным 40 см.мрад. Законы изменения R и продольного импульса выбраны так:

$$\eta(z) = 1 - \left(1 - \frac{1}{k}\right) \frac{z}{L}, \quad \xi(z) = \frac{\xi_{max}}{2} (1 - \cos 2\pi \frac{z}{L}), \quad (15)$$

$$0 \leq z \leq L.$$

Такой адгезатор позволяет получить предельное ускоряющее ионы поле, соответствующее кулоновскому полю на краю сгустка, $E \approx 9 \frac{\text{МВ}}{\text{см}}$.

Вопросы инжекции и создания магнитного поля нужной конфигурации требуют специального рассмотрения. Следует указать также, что фазовый объем инжектируемого пучка может оказаться больше приведенного, что уменьшит кулоновское поле за счет увеличения размеров сечения кольца. Оценки показывают, что $E \approx \epsilon_0^{-1}$.

Л и т е р а т у р а

1. И.Н. Иванов и др. Препринт ОИЯИ Р9-4132, Дубна, 1968.
2. О.В. Тозони. Расчет электромагнитных полей на вычислительных машинах. "Техника", Киев, 1967.
3. А.Г. Бонч-Осмоловский и др. Препринт ОИЯИ Р9-4171, Дубна, 1968.
4. А.Г. Бонч-Осмоловский. Препринт ОИЯИ, Р9-5142, Дубна, 1970.
5. J.A. Kadyk. Symposium on Electron Ring Accelerators, Berkeley, 1968, p.120; H. Levy. Symposium on Electron Ring Accelerators, Berkeley, 1968, p. 318.

6. М.Л. Иовнович, Н.Б. Рубин, В.П. Саранцев. Атомная энергия, 4, 301, 1969; Препринт ОИЯИ, Р9-4257, Дубна, 1969.
7. М.Л. Иовнович, М.М. Фикс. Атомная энергия, 6, 429, 1970; Препринт ОИЯИ, Р?24849, Дубна; 1969.
8. В.П. Саранцев и др. ЖЭТФ, 60, 1980, 1971; Препринт ОИЯИ Р9-5558, Дубна, 1971.
9. R.E. Berg et al. Phys.Rev.Let., 22, 9, 419 (1969).
10. N.C. Christofilos. Phys.Rev.Let., 22, 16, 830 (1969).
11. L.J.Laslett and A.M. Sessler. Preprint UCRL-1858, Berkeley, 1969.
12. Г.В. Долбилов. и др. Препринт ОИЯИ, Р9-4737, Дубна, 1969.

Рукопись поступила в издательский отдел

12 августа 1971 года.