

СЗ4511
Б-817

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



1690/2-73

P9 - 6930

А.Г.Бонч-Осмоловский, В.А.Прейзендорф,
К.А.Решетникова

ПРИМЕНЕНИЯ
АЗИМУТАЛЬНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ
В КОЛЛЕКТИВНОМ УСКОРИТЕЛЕ ИОНОВ

1973

ДЕЛ НОВЫХ МЕТОДОВ УСКОРЕНИЯ

P9 - 6930

А.Г.Бонч-Осмоловский, В.А.Прейзендорф,
К.А.Решетникова

**ПРИМЕНЕНИЯ
АЗИМУТАЛЬНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ
В КОЛЛЕКТИВНОМ УСКОРИТЕЛЕ ИОНОВ**

В последнее время выполнен ряд исследований влияния азимутального магнитного поля на равновесие ^{/1-4/}, устойчивость ^{/5-8/} и ускорение ^{/2,4/} релятивистского кольца с ионами. Ниже будет дан краткий обзор наиболее важных результатов этих работ и сформулированы рекомендации по использованию азимутального магнитного поля в конкретной схеме ускорителя.

Эта схема предполагает создание H_{ϕ} -поля как на стадии сжатия электронного кольца, так и на стадии его ускорения.

1. Принципиальная схема ускорителя с винтовым полем

Идея состоит в том, чтобы объединить адгезатор и ускоряющую секцию, где предполагается использовать ускорение в спадающем по оси магнитном поле, в единую коаксиальную линию, в которой H_{ϕ} -поле создается током, текущим по центральному проводнику. Общий вид такой системы показан на рис. 1.

Обмотки магнитного поля, сжимающего кольцо, могут быть выполнены как внутри камеры адгезатора, так и вне ее. Выбор того или другого конструктивного решения в значительной степени определяется требованиями малости токов Фуко, особенно в части коаксиала, примыкающей непосредственно к камере адгезатора. Требуемая величина осевого тока может быть обеспечена разрядом необходимого количества батарей конденсаторов на индуктивность коаксиала, при этом выбор емкостей и напряжений на них определяется временем нарастания осевого поля в адгезаторе и временем снятия магнитного барьера при выводе кольца. Длина коаксиальной линии определяется энергией ионов, достигаемой в процессе ускорения в спадающем вдоль оси винтовом магнитном поле.

В связи с этим сразу же подчеркиваем, что может предусматриваться два варианта: использование данной схемы для

ускорения ионов до средних энергий ($\gamma_z = 1,5 \div 2,5$) с большой интенсивностью и применение ее в качестве предускорителя для ускорителя на высокие энергии, где ускорение кольца будет осуществляться внешними источниками энергии.

Ряд конкретных оценок мы приведем позднее, а сейчас рассмотрим отдельные аспекты использования H_ϕ -поля.

II. Изменение бетатронных частот при сжатии кольца, прохождение резонансов

В присутствии H_ϕ -поля линейные колебания частицы в адгезаторе около равновесной орбиты в r и z направлениях описываются уравнениями

$$\frac{d^2 \rho}{d\phi^2} + \rho \frac{dz}{d\phi} + \nu_r^2 \rho = 0, \quad /1/$$

$$\frac{d^2 z}{d\phi^2} - \rho \frac{d\rho}{d\phi} + \nu_z^2 z = 0.$$

Здесь $\rho = \frac{H_\phi(R)}{H_z(R)}$, R - равновесный радиус, ν_r , ν_z - безразмерные частоты колебаний в отсутствие H_ϕ -поля, ϕ - азимутальная координата, $\rho = r - R$.

Характеристические частоты колебаний системы уравнений /1/ имеют вид

$$\nu_{1,2}^2 = \frac{\rho^2 + \nu_r^2 + \nu_z^2}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{\rho^2 + \nu_r^2 + \nu_z^2}{2}\right)^2 - \nu_r^2 \nu_z^2}. \quad /2/$$

С учетом пространственного заряда и в пренебрежении кривизной ν_r и ν_z таковы:

$$\nu_r^2 = (1 - n) - Q^2, \quad /3/$$

$$\nu_z^2 = n - Q^2;$$

$$Q^2 = \frac{2\nu_e}{\gamma_1 \beta_1^2} \frac{R^2}{a^2} \left(\frac{j}{\gamma_1^2} - f \right),$$

$\nu_e = \frac{N_e}{2\pi R} \cdot \frac{e^2}{m_0 c^2}$ - погонный электрон, a - средний размер малого сечения кольца, f - степень нейтрализации пространственного заряда кольца ионами, N_e - число электронов в кольце.

Выражения для частот /2/ можно упростить:

$$\nu_{1,2}^2 = \frac{1}{2}(1+p^2 - 2Q^2) \pm \sqrt{\left(\frac{1+p^2-2Q^2}{2}\right)^2 - n(1-n) + Q^2(1-Q^2)} \quad /4/$$

При $p = 0$ $\nu_1 = \nu_r$, $\nu_2 = \nu_z$. С ростом P одна из частот /например, ν_1 , соответствующая знаку + в /4/ / увеличивается, а другая, ν_2 , уменьшается.

Как отмечено в /4.8/, даже при умеренных значениях p ($p < 0,5$) можно обеспечить режим сжатия, при котором $\nu_1 > 1$ во всем диапазоне радиусов от начального до конечного. Для этого необходимо, чтобы выполнялись условия

$$0 < n(1-n) + Q^2(Q^2 - 1) < 1,$$

$$p^2 > n(1-n) + Q^2(Q^2 + 1). \quad /5/$$

При этих условиях оказывается возможным избежать прохождения опасного резонанса $\nu_1 = 1$ при напуске ионов в конце сжатия кольца.

Рассмотрим кратко вопрос о прохождении резонансов с учетом H_ϕ -поля.

Когда $H_\phi = 0$, колебания частиц по r и z направлениям независимы. При включении H_ϕ -поля они становятся существенно связанными /см. /1//, но можно перейти к таким нормальным координатам, соответствующим гармоническим осцилляторам, что в новых переменных движения оказываются развязанными. Связь между новыми и старыми координатами такова:

$$p = h_1 y_1 - h_2 \frac{1}{\nu_1^2 - \nu_2^2} \frac{dy_2}{d\phi},$$

$$z = \frac{h_1}{\nu_x^2 - \nu_1^2} \frac{dy_1}{d\phi} + h_2 y_2, \quad /6/$$

$$\frac{d\rho}{d\phi} = h_1 \frac{dy_1}{d\phi} + h_2 \frac{\nu_2^2}{\nu_r^2 - \nu_2^2} y_2,$$

$$\frac{dz}{d\phi} = -h_1 \frac{\nu_1^2}{\nu_x^2 - \nu_1^2} y_1 + h_2 \frac{dy_2}{d\phi},$$

где

$$h_1 = \sqrt{\left| \frac{\nu_x^2 - \nu_1^2}{\nu_x^2 - \nu_1^2} \right|}, \quad h_2 = \sqrt{\left| \frac{\nu_r^2 - \nu_2^2}{\nu_x^2 - \nu_1^2} \right|}.$$

Будем считать, что в правой части уравнений /1/ присутствуют малые члены, связанные с искажениями магнитного поля и нелинейностями.

Переходя к новым переменным /6/, получаем для y_1 и y_2 развязанные уравнения обычного типа с малыми неоднородными членами. Анализ этих уравнений приводит к резонансным условиям, формально аналогичным известным в теории бетатронных колебаний:

$$k\nu_1 + l\nu_2 = m, \quad /7/$$

k, l, m - целые числа. Отличие от обычного случая в принципе состоит в том, что теперь определенное возмущение поля может вызвать резонансы различных типов.

В качестве иллюстрации к сказанному рассмотрим, к чему приводит погрешность в показателе спада магнитного поля $\delta n(\phi)$. Разлагая возмущение в ряд Фурье по ϕ и подставляя в систему /1/ лишь одну k -ую гармонику, получим

$$\frac{d^2 \rho}{d\phi^2} + p \frac{d\rho}{d\phi} + \nu^2 \rho = (\delta n)_k \rho \sin k\phi,$$

$$\frac{d^2 z}{d\phi^2} - p \frac{dz}{d\phi} + \nu_x^2 z = (\delta n)_k z \sin k\phi.$$

/8/

Переходя к нормальным координатам, имеем

$$\frac{d^2 y_1}{d\phi^2} + \nu_1^2 y_1 = \alpha_1 y_1 \sin k\phi + \beta_1 \frac{dy_2}{d\phi} \sin k\phi,$$

$$\frac{d^2 y_2}{d\phi^2} + \nu_2^2 y_2 = \alpha_2 y_2 \sin k\phi + \beta_2 \frac{dy_1}{d\phi} \sin k\phi.$$

/9/

где $\alpha_{1,2}$ и $\beta_{1,2}$ - малые величины.

Таким образом, из вида правой части системы /9/ следует, что в данном случае, кроме параметрических резонансов $\nu_{1,2} = \frac{k}{2}$,

которые были бы в отсутствие H_ϕ -поля, возникают резонансы связи $|\nu_1 - \nu_2| = k$, $\nu_1 + \nu_2 = k$, которые обычно появляются при других видах возмущений. Отметим, что разностные резонансы связи опасности не представляют, поскольку они означают перекачку энергии из одной степени свободы / y_1 , например/, в другую / y_2 / и наоборот, что не приводит к изменению размеров пучка в отличие от обычного случая бочкообразного поля, где может происходить рост одного поперечного размера пучка за счет другого.

В обычной схеме компрессии кольца для лучшего прохождения резонансов типа $n = 0,5$, $n = 0,33$, $n = 0,25$, $n = 0,2$ вводятся весьма жесткие требования на n -траекторию, т.е. на значение показателя спада поля на переменном равновесном радиусе кольца /9/. В присутствии H_ϕ -поля, когда $p \neq 0$, условия на формирование H_z поля существенно облегчаются, так как появляется еще один в принципе переменный параметр, позволяющий формировать нужным образом ν -траекторию. Под ν -траекторией мы здесь понимаем траекторию точки, соответствующей положению кольца, на плоскости ν_1, ν_2 в зависимости от времени в процессе его сжатия.

В качестве примера на рис. 2 приведены заимствованные из работы /8/ графики ν -траекторий при $p=0$ /левая кривая/ и для определенной зависимости $p(t)$ /правая кривая/. Данные соответствуют параметрам компрессора 5 /8/.

Как видно из этих рисунков, H_ϕ -поле позволяет обойти большинство опасных резонансов, так что специальная коррекция слабофокусирующего поля не требуется. Необходимо отметить, что наличие H_ϕ -поля будет влиять и на адиабатическое изме-

ненные малых размеров кольца, которое определяется теперь новыми адиабатическими инвариантами, найденными в работе /6/. Хотя конечное значение $p = 0,3 \div 0,5$ невелико, но на начальных радиусах при малом H_z -поле p может быть больше 1. Поэтому влияние H_ϕ -поля на процесс инжекции и на начальный этап адиабатического сжатия кольца может оказаться существенным.

III. Влияние H_ϕ -поля на развитие неустойчивостей

Уменьшение областей неустойчивости двухкомпонентного кольца по отношению к взаимным изгибаниям двух пучков, электронного и ионного, при введении азимутального поля подробно рассмотрено в работе /7/. Здесь мы отметим только, что при плотностях электронов таких, что $\nu < 0,3$, неустойчивость не развивается, а при больших плотностях она, по-видимому, менее опасна, чем продольная неустойчивость однокомпонентного кольца.

Кроме того, при использовании системы ускорения со спадающим по оси магнитным полем H_z на большей части ускорителя значение p может быть сделано достаточно большим для стабилизации неустойчивости.

Для анализа влияния H_ϕ -поля на коллективные неустойчивости однокомпонентного электронного кольца, к которым относятся продольные неустойчивости /типа радиационной и эффекта отрицательной массы/ и поперечные неустойчивости, можно ввести так называемые коэффициенты затухания Ландау /5/, которые являются фактически мерой дисперсии пучка по энергии, необходимой для подавления неустойчивостей.

Эти коэффициенты определяются следующим образом:

$$L = \frac{E}{\bar{\omega}_H} \frac{\partial S}{\partial E} \quad /10/$$

Здесь E - энергия частицы в пучке,

$$S = \begin{cases} m\omega_H & - \text{ для продольной неустойчивости,} \\ (m-\nu)\omega_H & - \text{ для поперечной неустойчивости.} \end{cases} \quad /11/$$

В формулах /10/, /11/ m - целое число, $\omega_H(E)$ - частота обращения частиц в пучке, $\bar{\omega}_H$ - среднее ее значение, $\nu = \nu_{1,2}$.

Если коэффициенты L вычислены, то неустойчивости стабилизируются при достижении определенного разброса

$$\Delta S_{кр} = \frac{-}{\omega_n} |L| \frac{\Delta E_{кр}}{E} \quad /12/$$

Чем больше величины L , тем при меньшем энергетическом разбросе достигается стабилизация неустойчивостей.

H_ϕ - поле непосредственно влияет на поперечную неустойчивость, поскольку изменяются величины $\nu_{1,2}$. В пренебрежении пространственным зарядом ($\nu_s \leq 0,3$) коэффициенты Ландау для поперечной неустойчивости равны с учетом вида $\nu_{1,2}$ /4/:

$$L_{\text{попер.}} = -\frac{1}{\beta_\perp^2} \left\{ (m - \nu_{1,2}) \left(\frac{1}{1-n} - \frac{1}{\gamma_\perp^2} \right) + \frac{R \left[(1-2n) \frac{\partial n}{\partial R} + 2(1-n) \frac{\nu_{1,2}^2 p^2}{R} \right]}{2\nu_{1,2} (1-n) (1-2\nu_{1,2}^2 + p^2)} \right\} \quad /13/$$

Анализ показывает, что с увеличением p коэффициенты Ландау по абсолютному значению увеличиваются при выборе определенной зависимости $n(R)$. Соответствующие расчеты были проведены в /5,8/ и показали, что при $p \gtrsim 0,5$ значения L могут находиться вблизи единицы, что достаточно для подавления неустойчивости при энергетическом разбросе в пучке порядка 1%.

Прямое влияние H_ϕ - поля на продольную неустойчивость отсутствует, но при $p \neq 0$ возможен режим компрессии, когда в значительном диапазоне изменения радиусов кольца показатель спада n может быть сделан близким к единице, что не приводит, как было показано /5/, к трудностям, связанным с прохождением резонансов, но увеличивает L для продольной неустойчивости. Согласно /10/

$$L_{\text{прод.}} = \frac{m}{\beta_\perp^2} \left(\frac{1}{1-n} - \frac{1}{\gamma_\perp^2} \right) \quad /14/$$

Следует отметить также, что предлагаемая конструкция секции ускорителя в виде коаксиальной линии может значительно уменьшить, при соответствующем выборе радиусов коаксиала, продольный импеданс пучка в камере и, следовательно, влияние продольной неустойчивости на тракте ускорения /см. также /10//.

IV. Вывод и ускорение электронного кольца в неоднородном винтовом поле

Известно, что для вывода кольца из потенциальной ямы бочкообразного магнитного поля адгезатора требуется специальная система витков, которая включается в определенный момент времени и трансформирует своим магнитным полем магнитную ловушку для кольца.

При достаточно быстром нарастании в нужный момент времени H_{ϕ} -поля появляющаяся в адгезаторе E_x -составляющая вихревого электрического поля может, в принципе, вытолкнуть кольцо через потенциальный барьер магнитного поля адгезатора.

Оценим необходимую скорость нарастания H_{ϕ} -поля. Высота потенциального барьера для электрона, вращающегося на радиусе R с γ_{\perp} в поле $H_x = H$ равна:

$$P = \frac{m_0 c^2 \gamma_{\perp}}{2} \left(\frac{H_{max}}{H_0} - 1 \right), \quad /15/$$

где $\frac{H_{max}}{H_0}$ - пробочное отношение ловушки.

Если $\frac{H_{max}}{H_0} = 1,1$ и $\gamma_{\perp} = 30$, то высота потенциального барьера достигает $7 \cdot 10^5$ эв. При длине вывода 20 см это приводит к необходимости обеспечить скорость нарастания H_{ϕ} -поля на уровне 10^{12} э/сек, что технически весьма сложно. Поэтому такая система вывода может представить интерес при существенно меньшей высоте потенциального барьера и большей длине вывода.

Ускорение кольца происходит в спадающем по оси магнитном поле с переводом части вращательной энергии в поступательную. При адиабатическом изменении H_x /в отсутствие H_{ϕ} -поля/ радиус кольца будет расти по закону $\frac{1}{H_x}$. При наличии H_{ϕ} -составляющей изменение радиуса кольца и его поступательной энергии определяется уравнениями /2/ ($\beta_{\perp} = 1$):

$$\left(\frac{R}{R_0} \right)^2 = \frac{\sqrt{P_0^2 \beta_x^2 + \xi^2/4} - P_0 \beta_x}{\xi^2/2}, \quad /16/$$

$$\sqrt{P_0^2 \beta_x^2 + \xi^2/4} = \sqrt{P_0^2 + \frac{P_0^4}{4} + \frac{\xi^2}{4} - \frac{P_0^2}{2} \xi - \frac{P_0^2}{2}}. \quad /17/$$

Здесь $\xi = \frac{H_z(z)}{H_{z_0}}$, H_{z_0} - начальное значение H_z -поля, $p_0 = \frac{H_\phi(R)}{H_{z_0}}$. Уравнение /17/ определяет в неявной форме $\beta_z(\xi)$, и после подстановки в /16/ получаем $R(\xi)$.

Формулы /16/ и /17/ показывают, что процесс изменения R существенно определяется направлением вектора H_ϕ -поля.

На рис. 3 показаны графики изменения радиуса /3а/ и γ_z /3б/ при различных значениях p_0 , при этом знак p_0 выбран положительным. Видно, что при $p_0 = 0,2 \div 0,5$ радиус кольца меняется не более чем на 20%, а релятивистский фактор поступательного движения может достигать значения 1,5 и выше /до 2,5/.

Если азимутальное магнитное поле используется также на втором этапе, когда ускорение кольца продолжается внешними источниками в постоянном осевом магнитном поле, то представляет интерес возможность фокусировки кольца тем же азимутальным магнитным полем H_ϕ .

Условия фокусировки таковы /при $\beta_z \leq 1$ /:

$$\gamma_z > \frac{1+p}{p} \quad /18/$$

$$Q < \frac{(1+p)^4}{4p^2} \quad /19/$$

Здесь Q определено формулой /3/, а $p = \frac{H_\phi(R)}{H_z}$ где H_z - поле,

равное значению осевого поля после окончания первого этапа ускорения /в спадающем поле/. Это значение p может значительно превышать единицу, что обеспечивает эффективную продольную фокусировку кольца с числом электронов до $N_e \approx 10^{15}$.

Ускорение при наличии осевого тока позволяет также существенно улучшить центрирование кольца. В однородном по r H_z -поле при отсутствии H_ϕ -поля для частиц нет единой равновесной орбиты /если не учитывать влияния сил изображения в металле/, и все они вращаются по окружностям одинакового радиуса, положение центров которых определяется начальными параметрами каждой частицы. Поэтому, если кольцо имеет начальную поперечную скорость относительно поля, например, влетает в ускоряющую систему под углом к ее оси,

то его отклонение от оси будет расти пропорционально z до тех пор, пока кольцо не попадет на стенку.

С введением H_ϕ -поля появляется, как показано в /2/, некоторая, единая для всех частиц, равновесная орбита, представляющая собой окружность с центром на оси H_ϕ -поля, если частицы не движутся по z , и винтовую линию, если есть движение по z . Частицы с начальными условиями, не удовлетворяющими равновесному движению, будут совершать колебания вокруг этой равновесной орбиты с безразмерной частотой

$$\nu^2 = 1 + p^2 + 2p\beta_{z_0} \frac{c}{\omega_H R}, \text{ где } z'_0 = \beta_{z_0} c - \text{начальная скорость влечения}$$

частицы в магнитное поле по оси z . Таким образом возникает значительная /растущая с ростом p / сила, возвращающая частицы к равновесной орбите при их отклонениях от нее. Это означает, что если кольцо, как целое, получит случайное отклонение или поперечную скорость относительно оси системы, то каждая частица кольца будет колебаться вокруг равновесной орбиты с амплитудой, определяемой ее отклонением и скоростью. Это фактически приведет к "размазке" размеров кольца до удвоенной амплитуды колебаний, но не позволит кольцу попасть на стенку.

V. Оценки некоторых параметров ускорителя

Будем исходить из следующих основных предположений: число электронов в кольце составляет $3 \cdot 10^{13}$, большой радиус кольца в конце сжатия - 4 см, малый эффективный размер - 0,15 см, релятивистский фактор азимутального движения $\gamma_1 = 30$.

При этом величина максимального продольного магнитного поля в адгезаторе равна около 12 кэ. Длительность процесса сжатия кольца зададим равной величине $T = 200$ мксек. Исходя из соображений, развитых выше, примем $p_0 = 0,5$, т.е. $H_\phi(R) = 6$ кэ.

Пусть максимальная полная энергия ионов на выходе из ускорителя $E = 1,5$ Гэв. С учетом допустимого ускоряющего поля ≈ 25 кв/см для ускорения в неоднородном магнитном поле до $\gamma_z = 1,5$ требуется длина порядка 4 м при спаде осевого поля от 12 кэ до 2,4 кэ.

При отношении радиусов коаксиала $\frac{R_1}{R_2} = 1,6$ индуктивность полной системы адгезатор-коаксиал составит около 10 мкГн и емкость батареи конденсаторов /период изменения H_ϕ -поля

~ 1000 мксек/ - $2 \cdot 10^{-3}$ ф. Для формирования нужного временного изменения поля H_{ϕ} в адгезаторе потребуется две или несколько меньших по емкости батарей конденсаторов, включаемых в нужные моменты времени.

Энергия, запасенная в этих батареях, по порядку величины ≈ 50 кдж/ сравнима с энергией, которая тратится на создание основного поля H_z .

Возникает вопрос о пондеромоторных напряжениях, возникающих при протекании по коаксиалу тока до 120 ка.

Расчет показывает, что давления на стенки коаксиала при заданных выше параметрах составляют от $1,3$ кг/см² до $2,3$ кг/см², что вполне допустимо.

Возникающая при изгибании или перекосе внутреннего стержня r - составляющая тока, взаимодействуя с H_z - и H_{ϕ} -составляющими магнитного поля, приводит, с одной стороны, к возникновению вращающих или скручивающих моментов, с другой - к появлению сил, стремящихся вернуть стержень в исходное положение. Оценки показывают, что при I_z - составляющих тока порядка 10^3 а возникающие импульсные скручивающие моменты не опасны. Значительные вращающие силы могут возникнуть при замыкании тока с большей I_z - составляющей по стенкам камеры в области больших величин H_z -поля, что может потребовать дополнительного конструктивного укрепления камеры.

Изложенное выше позволяет считать, что в физическом аспекте использование азимутального магнитного поля в коллективном ускорителе дает ряд ощутимых преимуществ. Представляется, что техническое осуществление ускорителя с винтовым магнитным полем вполне реально в принятом варианте, разобранным выше для малых энергий. Что же касается ускорителя на средние и высокие энергии ($\gamma > 5 \div 10$), то в связи с большой длиной соответствующего пути ускорения техническая сторона дела весьма сложна. Отметим, что не исключена возможность использования в качестве источника H_{ϕ} -поля внешних винтовых обмоток или электронного пучка, пропускаемого по оси системы.

Литература

1. А.Г.Бонч-Осмоловский, Г.В.Долбилов, И.Н.Иванов, Э.А.Перельштейн, В.П.Саранцев, О.И.Ярковой. Препринт ОИЯИ, Р9-4135, Дубна, 1968.
2. А.Г.Бонч-Осмоловский. Препринт ОИЯИ, Р9-5299, Дубна, 1970; ЖТФ, XLI, 1345 /1971/.
3. L.J. Laslett. ERAN-51, Berkeley, 1970.

4. P.Merkel. IPP0/4, Garching, 1971.
5. L.J. Laslett, U.Schumacher. UCRL-20855, Berkeley, 1971;
VIII Intern. Conf. on High Energy Accelerators, Geneva, 1971.
6. А.Г.Бонч-Осмоловский. Препринт ОИЯИ, Р9-6463, Дубна,
1972; ЖТФ, XLII, 2272 /1972/.
7. А.Г.Бонч-Осмоловский, К.А.Решетникова. Препринт ОИЯИ,
Р9-6136, Дубна, 1971; ЖТФ, XLII, 987 /1972/.
8. L.J. Laslett, U.Schumacher. ERAN-149, ERAN-163, Berkeley, 1972.
9. G.R.Lambertson et al. UCRL-20183, Berkeley, 1971.
10. A.Faltens, L.J. Laslett. LBL-1070, Berkeley, 1972.

Рукопись поступила в издательский отдел
31 января 1973 года.

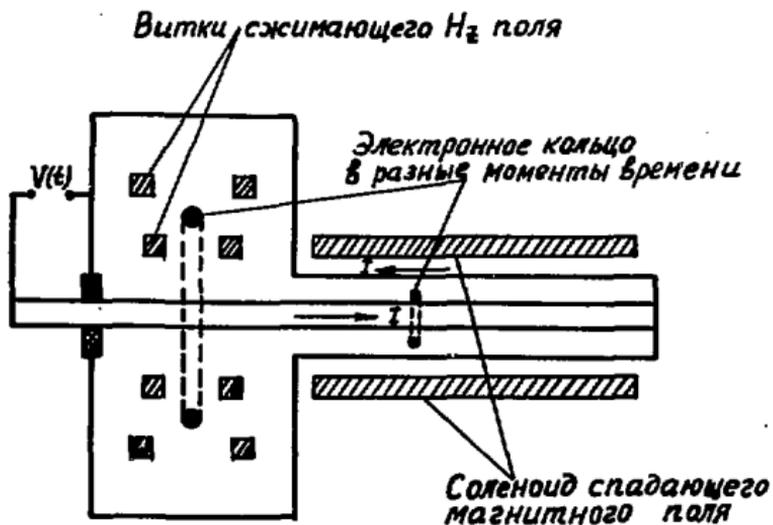


Рис. 1. Принципиальная схема ускорителя.

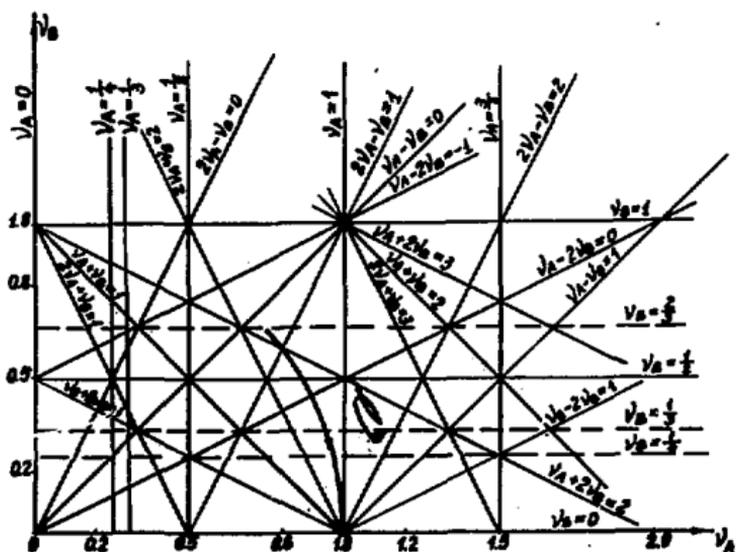


Рис. 2. Графики ν -траекторий для $p=0$ /левая кривая/ и $p \neq 0$ /правая кривая/.

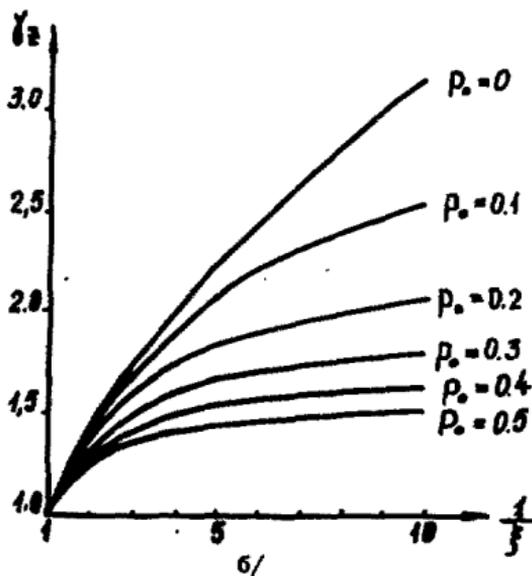
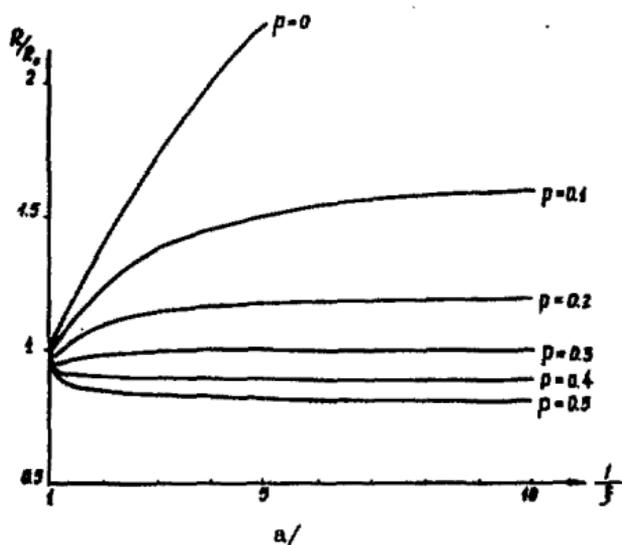


Рис. 3. а/График изменения радиуса кольца при ускорении в спадающем магнитном поле; б/ график изменения энергии при ускорении в спадающем магнитном поле.