

11.12.63.



18
Δ-18

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

В.И. Данилов, И.Б. Енчевич, Д.Л. Новиков, Э.А. Полферов,
А.Н. Сафонов, Б.В. Феоктистов

P - 1448

РАСЧЕТ НАЧАЛЬНОЙ ОБЛАСТИ
УСТОЙЧИВЫХ ФАЗОВЫХ КОЛЕБАНИЙ
В СИНХРОЦИКЛОТРОНЕ

*Мемд. конф. по ускорителям.
Дубна. 1963. Труды...
М., Атомиздат, 1964. с 595-599*

Дубна 1963

В.И. Данилов, И.Б. Енчевич, Д.Л. Новиков, Э.А. Полферов,
А.Н. Сафонов, Б.В. Феоктистов

P - 1448

РАСЧЕТ НАЧАЛЬНОЙ ОБЛАСТИ
УСТОЙЧИВЫХ ФАЗОВЫХ КОЛЕБАНИЙ
В СИНХРОЦИКЛОТРОНЕ

2167/2 зг.

Дубна 1983

В в е д е н и е

Рассмотрение фазового движения и процесса захвата частиц в ускорение в синхротроне /1,2/ основано на анализе фазового уравнения. Однако фазовое уравнение, достаточно точно описывающее процесс ускорения в синхротроне, при анализе процесса захвата и исследования начальной стадии ускорения в синхроциклотроне можно при- менять лишь в достаточно грубом приближении. Существенное отличие начального про- цесса ускорения в синхроциклотроне от тех идеализированных предположений, которые делались при выводе и решении фазового уравнения, позволяет сделать вывод, что подобное рассмотрение процесса захвата в синхроциклотронный режим дает только качественно-правильную картину. В частности при выводе фазового уравнения, а за- тем при его решении были сделаны следующие допущения: считалось справедливым приближение первого порядка и принимались постоянными коэффициенты этого уравне- ния в центральной области ускорителя. Особенно подчеркнем, что на начальной стадии ускорения орбиты ионов значительное время находятся в области высокочастотного электрического поля, поэтому максимально-возможный набор энергии за оборот явля- ется функцией радиуса. Так, например, для шестиметрового синхроциклотрона ОИЯИ максимально-возможный набор энергии постепенно возрастает и становится близким к щелевому только на радиусах 60-80 см. Экспериментальное изучение оптимальных условий захвата /3/ также указывает на приближенность результатов, вытекающих из решения фазового уравнения, проведенного в работе /1/.

Исследовать задачу о фазовом движении в центральной области синхроциклотро- на и об эффективности захвата можно совершенно другим методом, непосредственно решая уравнение движения заряженных частиц в электромагнитном поле ускорителя на быстродействующей электронно-счетной машине.

1. Уравнения движения

Уравнение движения заряженной частицы в электромагнитном поле в практиче- ской системе единиц имеет вид

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = e(\vec{E} + [\vec{v}\vec{B}]), \quad (1)$$

где \vec{p} , \vec{v} , e - соответственно импульс, скорость и заряд частицы, \vec{E} - напряжен- ность электрического поля, \vec{B} - индукция магнитного поля.

При проведении численных расчетов удобно пользоваться уравнением движения, записанным в цилиндрической системе координат в виде системы обыкновенных дифференциальных уравнений с выделенными старшими производными^{/4/}. Для определения области устойчивости и эффективности захвата ограничимся рассмотрением движения заряженных частиц в плоскости $z = 0$. Учитывая, что магнитное поле является аксиально-симметричным, имеем

$$B_r = B_\theta = 0.$$

Тогда векторный потенциал поля $A_z = 0$, а уравнение движения (1) принимает вид

$$\ddot{r} = A_0 (1 - \beta^2)^{1/2} [A_r (1 - \dot{r}^2) - A_\theta \dot{r} \dot{\alpha}] + \frac{\alpha^2}{r} \quad (2)$$

$$\ddot{\alpha} = \frac{1}{r} \{ A_0 (1 - \beta^2)^{1/2} [A_\theta (1 - \alpha^2) - A_r \dot{r} \alpha] - \frac{2\alpha \dot{r}}{r} \}.$$

Здесь точками обозначено дифференцирование по ct . $A_0 = \frac{e}{m c^2}$, m_0 - масса покоя протона, $\beta = v/c$ - его относительная скорость, $\alpha = r \dot{\theta}$, $A_r = E_r + \alpha B_z \cdot Z_0$, $A_\theta = E_\theta - \dot{r} B_z \cdot Z_0$, Z_0 - импеданс свободного пространства.

а) Аналитическое описание электрического и магнитного полей в центральной области ускорителя

Точное представление зависимости высокочастотного электрического поля от координат для существующей геометрии ускоряющего промежутка (с учетом плазменного столба ионного источника) представляет значительные трудности. Однако исследование распределения электрического поля в центральной области синхротрона указало на возможность аппроксимации его в средней плоскости следующими выражениями

$$E_x = 0, \quad E_y = E_0 \frac{1}{1 + \frac{\pi^2}{D^2} y^2}, \quad (3)$$

где $E_0 = \frac{V_0}{D}$, V_0 - амплитуда ускоряющего напряжения, D - апертура дуанта (ось y в этом выражении перпендикулярна ускоряющему промежутку дуанта). Тогда относительный набор энергии, рассчитанный на основании (3) в предположении, что орбита имеет форму окружности, можно представить следующим образом:

$$\frac{e V_{max}}{e V_0} = \sqrt{\frac{\ell^2}{r^2} + 1} - \frac{\ell}{r} \quad (4)$$

($\ell = \frac{L}{\pi}$, $e V_{max}$ - максимально-возможный на данном радиусе набор энергии за полуоборот). На рис. 1 показан относительный набор энергии для различных D в функции r , определенный с одной стороны аналитически из уравнения (4) и с другой - по картине потенциального поля, снятой моделированием ускоряющего промежутка шестиметрового синхротрона ОИЯИ в электролитической ванне. Сравнение

кривых набора энергии (рис. 1) говорит о возможности аналитического описания электрического поля в средней плоскости ускорителя.

Так как в синхротроне частота ускоряющего напряжения в процессе ускорения уменьшается, то зависимость электрического поля в плоскости $z = 0$ от пространственных координат и времени может быть записана в форме

$$E_r = E_0 \cos \int \omega_r dt \cdot \frac{1}{1 + \frac{\pi^2}{D^2} y^2}, \quad (5)$$

где ω - круговая частота генератора, t - время.

Изменение частоты генератора в течение цикла ускорения определяется конструкцией вариатора и резонансными свойствами передающей линии. На рис. 2 приведена одна из рабочих характеристик $\omega(t)$ для синхротрона ОИЯИ.

Для нахождения диапазона частот, в интервале которого происходит захват частиц, в зависимости от производной в начале ускорения ($\dot{\omega}$) нач. был выбран линейный закон изменения частоты ускоряющего напряжения

$$\omega = \omega_H - \frac{d\omega}{dt} t, \quad (6)$$

где ω_H - круговая частота генератора в момент времени $t = 0$.

Обозначим начальное отличие частоты электрического поля от частоты обращения иона в центре ускорителя как ϕ_H , тогда

$$\pm \dot{\phi}_H = \omega_H - \omega_0, \quad (7)$$

где ω_0 - круговая частота обращения иона в центре ускорителя. Из уравнений (6) и (7) для ω получим

$$\omega = \omega_0 \pm \dot{\phi}_H - \frac{d\omega}{dt} t \quad (8)$$

или после преобразований с точностью до членов второго порядка

$$\omega = \omega_0 (1 \pm \frac{\dot{\phi}_H}{\omega_0}) (1 - \frac{1}{\omega_0^2} \frac{d\omega}{dt} \omega_0 t). \quad (9)$$

Подставляя уравнение (9) в (5) и интегрируя, получим для составляющей электрического поля E_r следующее выражение

$$E_r = \frac{E_0 \ell^2}{\ell^2 + y^2} \cos(1 \pm \Delta)(1 - \gamma \omega_0 t) \omega_0 t, \quad (10)$$

где

$$\Delta = \frac{\dot{\phi}_H}{\omega_0} \quad (\dot{\phi}_H = \Delta t = \Delta \cdot \omega_0) \quad (11)$$

$$\gamma = \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{\omega_0^2} \cdot \frac{d\omega}{dt}$$

Обычно магнитное поле в центральной области синхротрона до радиуса r_1 характеризуется квадратичным законом, на радиусах же больших r_1 оно спадает линейно, т.е.

$$B_z = B_0 \left(1 - \frac{h}{2} r^2\right) \quad r \leq r_1 \quad (12)$$

$$B_z = a + br \quad r \geq r_1 \quad (13)$$

где h , a , b , r_1 - постоянные.

Для магнитного поля синхротрона ОИЯИ эти постоянные равны

$$h_1 = 4,008 \cdot 10^{-1} \text{ м}^{-2}$$

$$a_1 = 1,63455 \text{ тл}$$

$$b_1 = -4,85 \cdot 10^{-2} \text{ тл.м}^{-1}$$

$$r_1 = 0,10 \text{ м.}$$

б) Начальные условия

Для решения уравнений (2) необходимо задать начальные условия, т.е. координаты и компоненты скорости иона при $t = 0$.

Так как уравнения (2) при $r = 0$ имеют особенность, то можно считать, что в начальный момент времени ион находится на достаточно близком расстоянии от центра, например, на $r_{\text{нач.}} = 1$ см. Заметим, что, во-первых, это соответствует реальным условиям, поскольку дуга ионного источника имеет поперечные размеры (диаметр дуги порядка 2 см) и, во-вторых, что при выборе $r_{\text{нач.}} = 0,1$ см решение уравнений (2) не имеет заметных отличий при прочих равных условиях.

За начальную фазу иона можно принять $\phi = 0$, так как через 1 - 2 оборота после захвата все ионы пересекают ось x в момент максимума напряжения на дуанте.

Для определения радиальной составляющей скорости иона воспользуемся уравнением

$$\frac{dr}{dt} = \frac{ceV_{\text{max}}}{ne B_z r(1-n)} \quad (14)$$

Подставляя в него известные значения eV_{max} , B_z и n при $r = 1$ см, получим $\left(\frac{dr}{dt}\right)_{\text{нач.}} = 2,93758 \cdot 10^8$ см/сек.

Начальная фазовая скорость ионов равна круговой частоте обращения ионов в данном магнитном поле на орбите радиуса $r = 1$ см. $\left(\frac{d\theta}{dt}\right)_{\text{нач.}} = \omega_0 = 1,60363 \cdot 10^8$ рад/сек. Так как в уравнениях (2) независимой переменной является ct , то компоненты начальной скорости иона следует записать в виде производных по ct . Тогда

$$\begin{aligned} r_{\text{нач.}} &= 0,97088 \cdot 10^{-4} \\ \dot{\theta}_{\text{нач.}} &= 5,34911 \cdot 10^{-3} \text{ рад.см}^{-1} \end{aligned}$$

Радиально-фазовые траектории

Анализ уравнений движения в центральной области синхротрона

Решением уравнений (2) являются траектории радиально-фазовых колебаний ионов в плоскости $Z=0$. Для получения совокупности данных, характеризующих движение ионов, на печатающее устройство электронной счетной машины в зависимости от текущей координаты $\omega_0 t$ выводились следующие параметры: r , \dot{r} , θ , $\dot{\theta}$, E , $\Delta\phi$. Набор этих данных полностью описывает координаты, скорость и энергию ионов в любой момент времени. На рис. 3 приведены характерные траектории радиальных и фазовых колебаний для одной из заданных программ изменения частоты ускоряющего напряжения. Из рис. 3 видно, что фаза иона a смещается непрерывно в отрицательном направлении в среднем с нарастающей скоростью или, если воспользоваться известной аналогией с маятником, фаза иона совершает вращательное движение. Ион a выбывает из области устойчивости и собственно из процесса ускорения, совершая колебания относительно орбиты постоянного радиуса. При смещении по фазе в положительном направлении ион b быстро попадет в область тормозящего электрического поля, вследствие чего он теряет энергию и возвращается к центру. Радиально-фазовые траектории для ионов a и b могут таким образом определять две точки на границе области устойчивости при условии, что траектории других ионов в интервале начальных фазовых скоростей между $(\dot{r})_{\text{нач.}}$ и $(\dot{r})_{\text{нач.}}$ захватываются в процесс устойчивого ускорения (ион v).

Задавая параметры ускорителя V_0 , n , B_0 , D и ω и варьируя сдвиг частоты обращения ионов относительно частоты генератора, можно для любого конкретного случая получить границы области захвата в устойчивое движение. Для удобства расчета эти области наносились на плоскость с координатными осями Δf и γ (см. уравнение (11)). На рис. 4 представлены области начальных условий, при которых происходит захват ионов для фиксированных значений V_0 и n для трех различных параметров D , характеризующих распределение электрического поля по радиусу. Зависимость магнитного поля B_z от радиуса r соответствует реальному распределению магнитного поля в шестиметровом синхротроне ОИЯИ (B_z) напряжением на дуанте выбрано равным 12 кв. Все три области (рис. 4) имеют примерно один и тот же характер и смещены друг относительно друга по оси Δf . Из приведенных графи-

ков видно, что при уменьшении апертуры дуанта область захвата смещается в сторону отрицательных значений Δf . Последнее связано с увеличением набора энергии за оборот (см. уравнение (4)) на первой стадии ускорения. Если считать, что ордината области устойчивости по оси Δf при постоянном y пропорциональна числу ионов, захваченных в процесс ускорения, то можно построить график эффективности захвата ^{x)} в зависимости от апертуры дуанта для заданных значений eV_0 , n и y (рис. 5). Видно, что с увеличением апертуры дуанта D эффективность захвата возрастает незначительно (на 10-12%). Этот результат для целей увеличения интенсивности ускоренных частиц не представляет особого интереса, так как увеличение апертуры дуанта влечет за собой соответствующее увеличение зазора электромагнита.

Для практики полезно рассмотреть как изменяются области захвата при более быстром спаде магнитного поля с радиусом. В частности, такое поле может быть использовано с целью улучшения вертикальной фокусировки пучка в центральной области ускорителя. Увеличение спада магнитного поля (рис. 6) приводит к возрастанию интервала частот, определяющих захват ионов, в $\sqrt{k_2/k_1}$ раз, а максимальное значение Δf смещается в сторону больших y пропорционально отношению k_2/k_1 . Здесь $k = 1 + \frac{n}{1-n} \cdot \frac{1}{\beta^2}$ (n - показатель спада магнитного поля). Зависимость эффективности захвата от апертуры дуанта при поле B_2 приведена на рис. 7.

Если амплитуду ускоряющего напряжения увеличить вдвое, то, как и следует ожидать, область захвата расширяется по оси y (рис. 8) вдвое. Интервал частот при которых еще происходит захват в ускорение увеличивается для этого случая в полтора раза.

Изменение ширины области захвата по оси y вызвано изменением масштаба $\cos \phi_s$, значение которого равно единице определяет правую точку границы устойчивости (при $\cos \phi_s > 1$ колебательное движение маятника переходит во вращательное). Для синхроциклотрона значение $\cos \phi_s$ можно записать в виде:

$$\cos \phi_s = \frac{\pi E_s \dot{\omega}}{e V k \omega^2}, \quad (15)$$

где индекс s характеризует равновесную частицу.

Перепишем это равенство следующим образом:

$$\cos \phi_s = \frac{C E_s y}{k v_0}. \quad (16)$$

Здесь $C = const$, а y определяется уравнением (11). Выражение (16) определяет смещение правой точки границы области захвата при различных параметрах ускорителя V_0, K и D .

^{x)} Это справедливо при линейном изменении частоты ускоряющего напряжения и постоянной частоте модуляции.

$$y_k = \frac{k v_0}{E_s C} \quad (17)$$

В качестве примера приводится таблица 1, в которой даны численные значения $\cos \phi_s$, определяющие граничные точки областей захвата по оси y , найденные из решения уравнений (2).

Таблица 1

Области устойчивости		$D_1 h_1$	$D_2 h_2$	$D_3 h_1$	$D_1 h_2$	$D_2 h_2$	$D_3 h_2$
Предельное значение $\cos \phi_s$	Левая граница	0,03	0,04	0,03	0,05	0,05	0,05
	Правая граница	0,975	0,99	0,985	0,995	0,92	0,88

Таким образом, граничные точки области захвата по оси y с достаточной точностью определяются величиной $\cos \phi_s$ или параметром, пропорциональным $\cos \phi_s$. Несколько иначе обстоит дело при рассмотрении границы области устойчивости по оси Δf . Максимальное значение ϕ в работе ^{1/} определяется выражением

$$\phi_{max} = \pm \sqrt{\frac{2eV_0 k \omega_s^2}{\pi E_s}} \sqrt{\sin \phi_s - \phi_s \cos \phi_s}. \quad (18)$$

Если совместить нижнюю границу области захвата, полученную в работе ^{1/} с одной из рассматриваемых в данной работе (рис. 9), то можно увидеть, что эти границы практически совпадают. Однако ординаты сопоставляемых областей различаются в 1,5-2 раза. Это различие можно объяснить в первую очередь отсутствием "шелвого" набора энергии за оборот в центре синхроциклотрона, так как при увеличении набора энергии за оборот границы области захвата по оси Δ сужаются и смещаются в сторону отрицательных значений y .

На рис. 10 представлены кривые, показывающие зависимость максимально допустимых начальных значений Δf , определяющих захват ионов в процесс ускорения, от y при различных значениях V_0, D, n .

На рис. 11 показаны зависимости эффективности захвата ϵ от y для условий, соответствующих синхроциклотрону ОИЯИ. Оптимальное значение ϵ при изменении $y(\omega)$ и постоянных значениях V, n, V_0 и F (F - частота модуляции) по теории определяется функцией $L(\cos \phi_s)/\cos \phi_s$, где

$$L = G(\cos \phi_0) P(\cos \phi_0)$$

$$G(\cos \phi_0) = \sqrt{\sin \phi_0 - \phi_0 \cos \phi_0}$$

$P(\cos \phi_0)$ — функция, учитывающая долю ионов, возвращающихся в первом фазовом колебании в центр ускорителя. Максимум функции $L(\cos \phi_0)/\cos \phi_0$ (кривая а) соответствует $\gamma = 1,2 \cdot 10^{-6}$ при "шелловом" наборе энергии и $V_0 = 12$ кв. Как указывалось в работе^{/3/}, значение γ для оптимальной эффективности захвата в синхроциклотроне ОИЯИ оказалось существенно меньшим, чем это следовало из теории (кривая б). Зависимость эффективности захвата ϵ от γ , полученная в настоящих расчетах, хорошо согласуется с экспериментальными результатами (кривая в).

Анализ большого числа расчетных радиально-фазовых траекторий позволяет представить картину формирования пучка протонов на начальной стадии ускорения. До радиуса $r = 10$ см ускоряемые протоны образуют сплошной вращающийся диск, в котором одна часть частиц ускоряется, другая — замедляется, постепенно выходя из ускорения.

С радиуса $r = 12$ см от сплошного диска открывается цуг протонов с угловой протяженностью по азимуту в $1,2 \pi$ радиан и радиальной шириной 12 см. До радиуса $r = 50$ см этот сгусток уплотняется до размеров $0,89 \pi$ радиан по азимуту и до 7 см по радиусу. За это время частицы совершают около 12–14 радиально-фазовых колебаний (число радиально-фазовых колебаний обратно пропорционально скорости изменения частоты ускоряющего напряжения $\dot{\omega}$).

Определенный интерес представляет рассмотрение процесса формирования пучка протонов для существующих параметров шестиметрового синхроциклотрона ОИЯИ на начальной стадии ускорения от $r = 2$ см до $r = 50$ см (область $D_1, h_1, \gamma = 0,5 \cdot 10^{-6}$) рис. 12. Ионы при ускорении до радиуса 50 см совершают около 8000 оборотов; при этом происходит 14 радиально-фазовых колебаний. Следует отметить, что на начальной стадии ускорения амплитуды радиально-фазовых колебаний малой величины отсутствуют. Это хорошо видно из приведенных графиков на рис. 12. Зависимость амплитуд радиально-фазовых колебаний (фазы и приращения радиуса) от радиуса показана на рис. 13. При расчете частотной программы синхроциклотрона, обеспечивающей ускорение протонов до конечного радиуса без фазовых потерь, было предположено, что интеграл $J = \int \dot{\phi} d\phi$, являющийся адиабатическим инвариантом при медленных изменениях параметров системы, также является инвариантом и на начальной стадии ускорения в центре синхроциклотрона.

Анализ радиально-фазовых колебаний показал, что выражение вида $J = \int \dot{\phi} d\phi$ является инвариантом и на начальной стадии ускорения. На рис. 14 показаны зависимости $\dot{\phi} = f(\phi)$ для нескольких радиусов. Из приведенных графиков видно, что

отношение площадей областей устойчивости на радиусах $r = 15$ см и $r = 50$ см удовлетворяет расчету, проведенному в работе^{/3/}. Так, например, из расчета следует, что площадь области устойчивости на $r = 15$ см должна уменьшиться в 1,56 раза. Расчет площадей областей устойчивости для указанных радиусов для нескольких вариантов дает их отношение в интервале 1,55–1,62 раза.

Из траекторий радиально-фазовых колебаний в центральной области синхроциклотрона можно определить экстремальные точки фазовых колебаний ϕ_1 и ϕ_2 . Знание граничных точек фазовых колебаний позволяет найти значение $\cos \phi_0$ и сравнить его с величиной, определяемой непосредственно через параметры синхроциклотрона из уравнения (15), в котором учитывается зависимость набора энергии за оборот от радиуса.

Результаты сравнения для области $h_1, D_1, \gamma = 0,5 \cdot 10^{-6}, V_0 = 12$ кв приведены в таблице γ . Усреднение проводилось по трем кривым рис. 12.

Т а б л и ц а II

r см	N	ϕ_1	ϕ_2	$\cos \phi_0$	$\overline{\cos \phi_0}$	Расчетное значение $\cos \phi_0$
15	1	-0,42	2,84	0,215	0,203	0,206
	2	0,35	2,34	0,195		
	3	0,68	2,02	0,205		
50	1	-0,2	2,62	0,25	0,25	0,266
	2	0,44	2,12	0,257		
	3	0,78	1,84	0,245		

Таким образом, рассмотрение траекторий радиально-фазовых колебаний на начальной стадии ускорения в синхроциклотроне, полученных при решении уравнений (2), дает наглядную картину формирования пучка ускоряемых ионов от центра до радиуса $r = 50$ см. Получены области захвата в зависимости от различных параметров ускорителя D, V_0, n, B_0 . Некоторые результаты настоящей работы совпадают с результатами общепринятой теории захвата и фазового движения.

Существуют также и расхождения так, например, в ходе границ областей устойчивости, оптимальном значении $\dot{\omega}$ и др.

Оптимальное значение $\dot{\omega}$, найденное для синхроциклотрона ОИЯИ экспериментально, хорошо согласуется с оптимальным значением γ , полученным в настоящей работе. Показано также, что интеграл действия является инвариантом и на начальной стадии ускорения в центральной области синхроциклотрона, где $eV_{max} = f(r)$.

В заключение авторы считают своим долгом выразить благодарность Б.И.Замолдчикову, С.П.Ломневу за ценные советы и предварительные расчеты на БЭСМ, лаборантам вычислительного центра ОИЯИ Ракитскому А.В., Макаренковой А.Д., Марковой Н.Ф. и Кузнецовой Г.Ф. за помощь в обработке данных, полученных с электронной счетной машины.

Л и т е р а т у р а

1. D.Bohm and L.L.Foldy. Phys. Rev., 72, 649(1947).
2. М.С.Рабинович. Journ. Phys. USSR. 10, 530(1946).
3. Б.И.Замолдчиков, Д.Л.Новиков, Э.А.Полферов. Препринт ОИЯИ, Р-720, 1961 г.
4. С.П.Ломнев, Г.А.Тягунов. Ускорители, 1960. Атомиздат.

Рукопись поступила в издательский отдел
31 октября 1963 г.

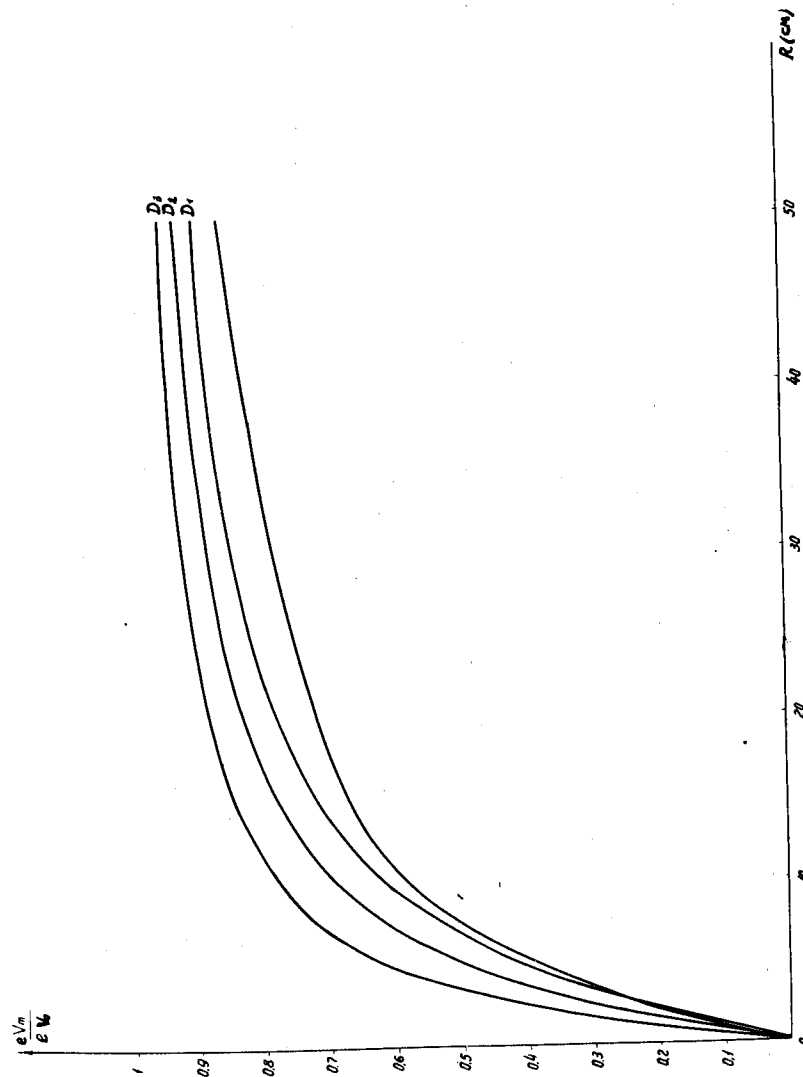


Рис. 1. Относительный набор энергии для различных D в функции r .

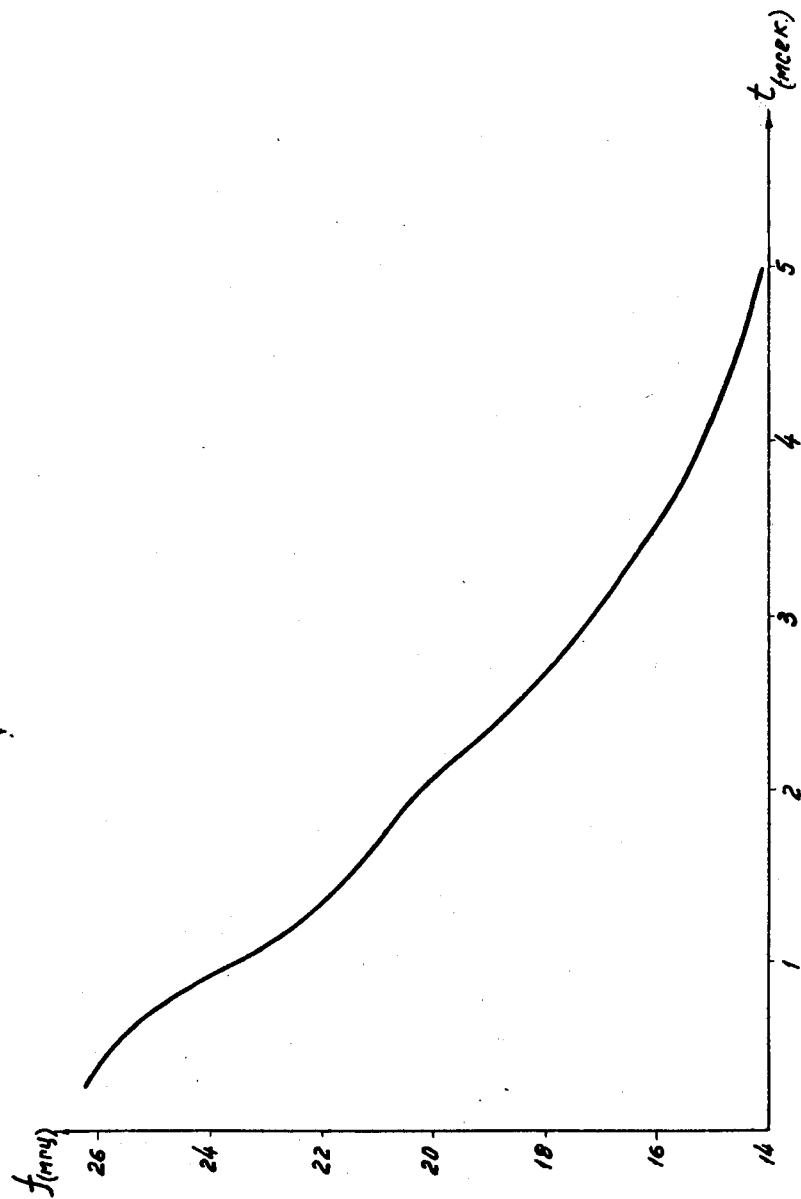


Рис. 2. Рабочая частотная характеристика ω (t) синхроциклотрона ОИЯИ.

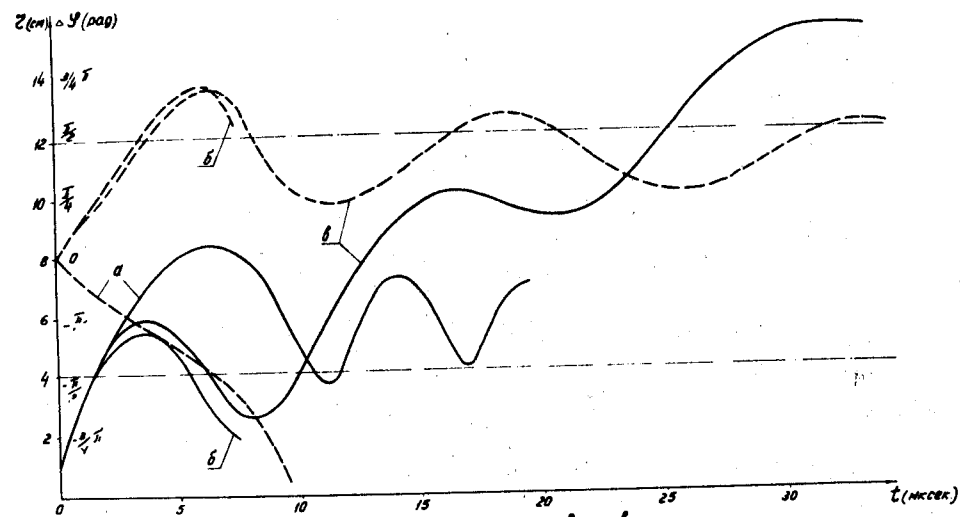


Рис. 3. Зависимости радиуса (—) и фазы (---) ионов от времени:
 а - ион совершает колебания относительно орбиты с постоянным радиусом;
 б - ион возвращается к центру;
 б' - ион захватывается в процесс ускорения.
 В области $-\frac{\pi}{2} \leq \Delta\varphi \leq \frac{\pi}{2}$ ионы не тормозятся.

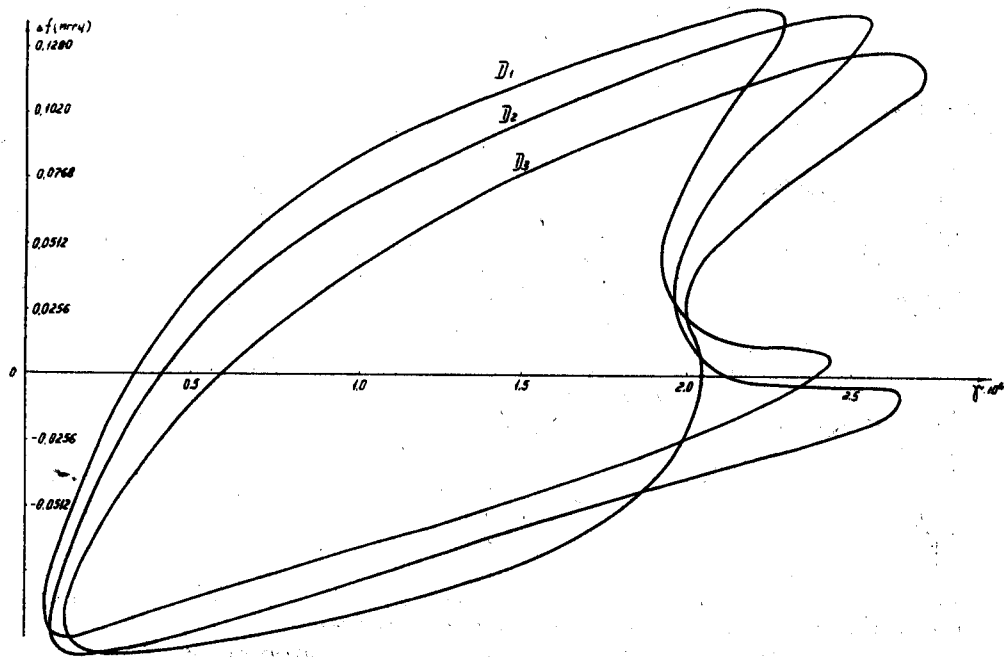


Рис. 4. Области захвата для $V_0 = 12$ кВ и рабочего поля.

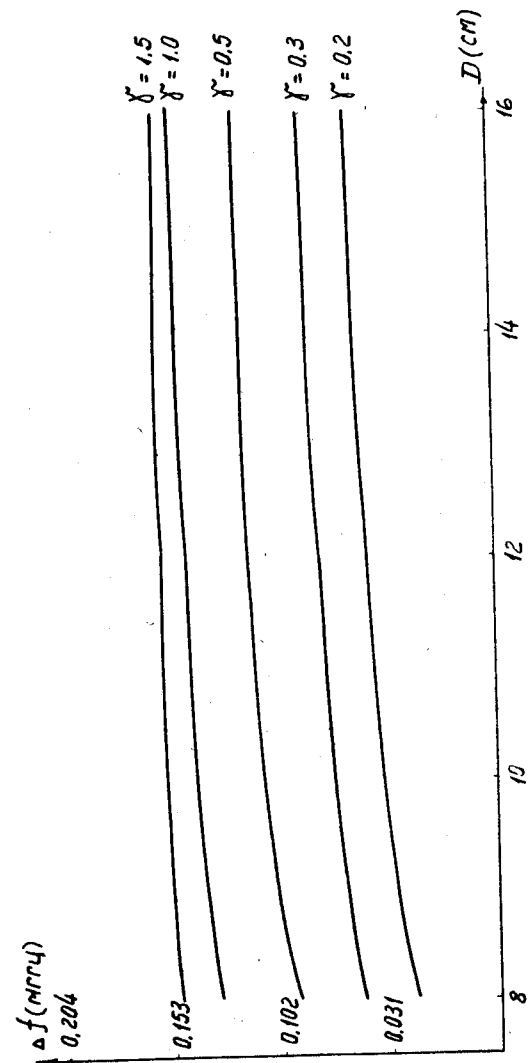


Рис. 5. Зависимость эффективности захвата от апертуры дуанта D и γ для рабочего поля

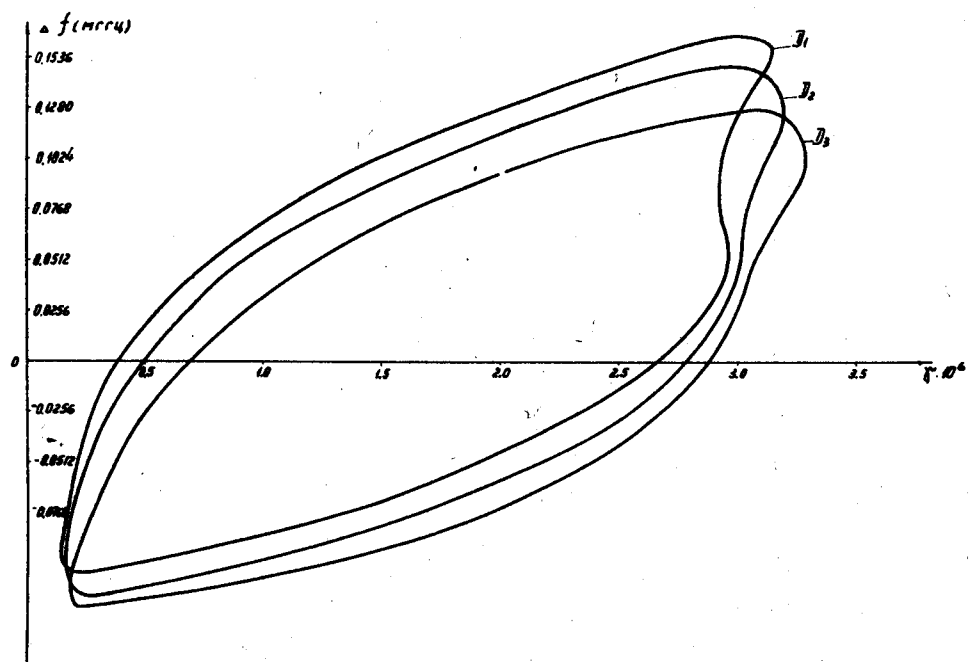


Рис. 6. Области захвата при $V_0 = 12$ кв. в магнитном поле Σ_2 с большим спадом

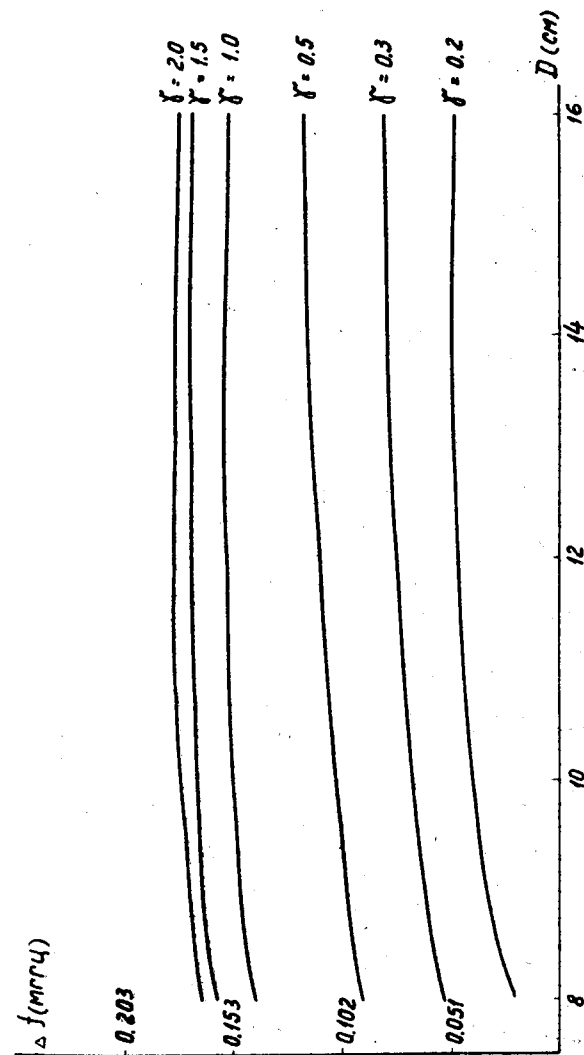


Рис. 7. Зависимость эффективности захвата от апертуры дуанта D и γ для магнитного поля B_2 с большим спадом.

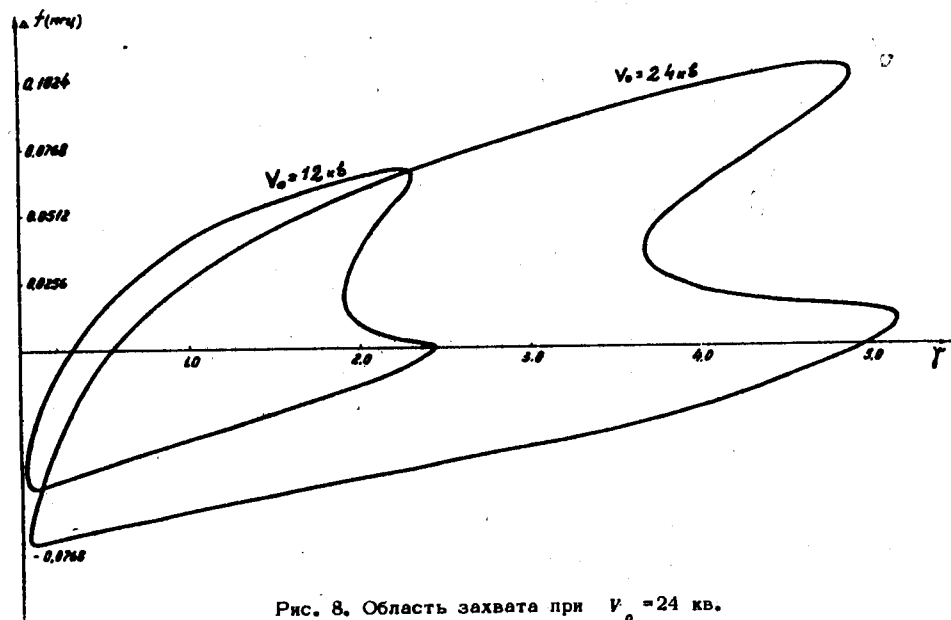


Рис. 8. Область захвата при $V_0 = 24$ кв.

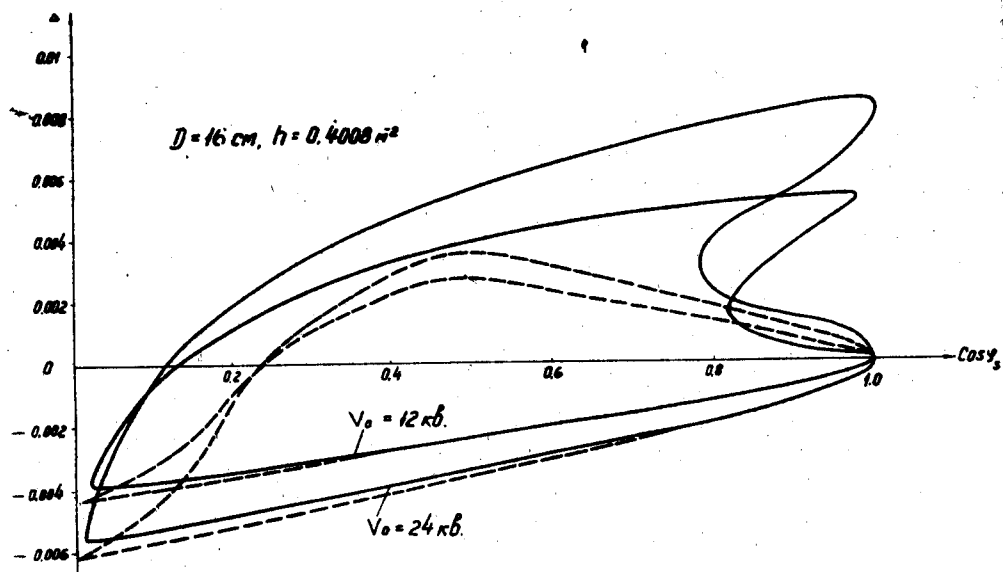


Рис. 9. Области захвата в зависимости от $\cos \phi$ (—) расчет областей по радиально-фазовым траекториям, (---) — расчет областей из фазового уравнения.

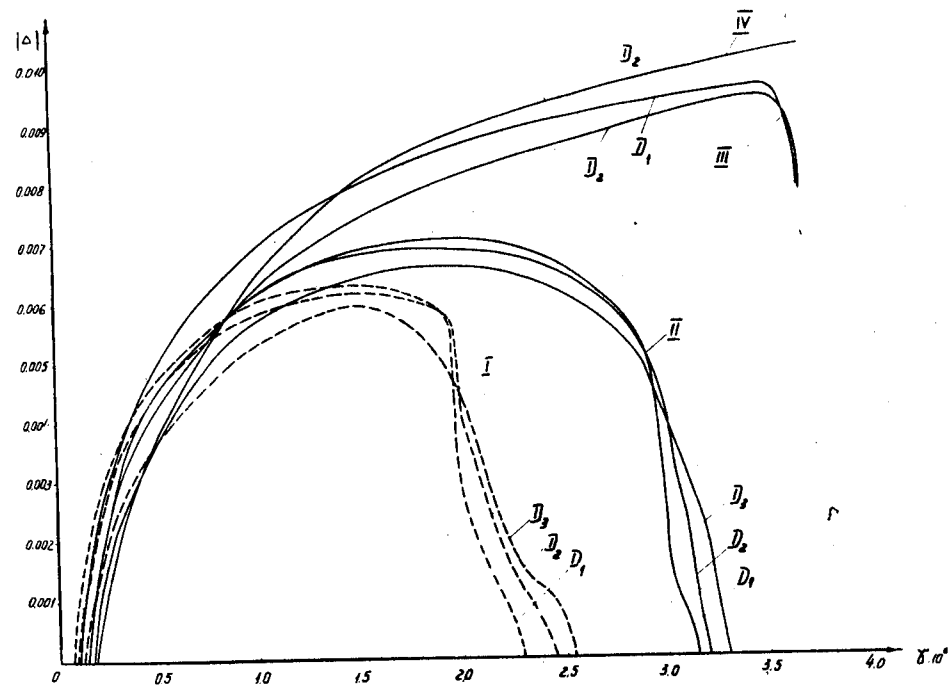


Рис. 10. Области захвата в зависимости от параметров ускорителя

- $D_1 = 16$ см, $D_2 = 12$ см, $D_3 = 8$ см.
- I - $V_0 = 12$ кв, $h = 0.4$ м²
- II - $V_0 = 12$ кв, $h = 0.6$ м²
- III - $V_0 = 24$ кв, $h = 0.4$ м²
- IV - $V_0 = 24$ кв, $h = 0.6$ м²

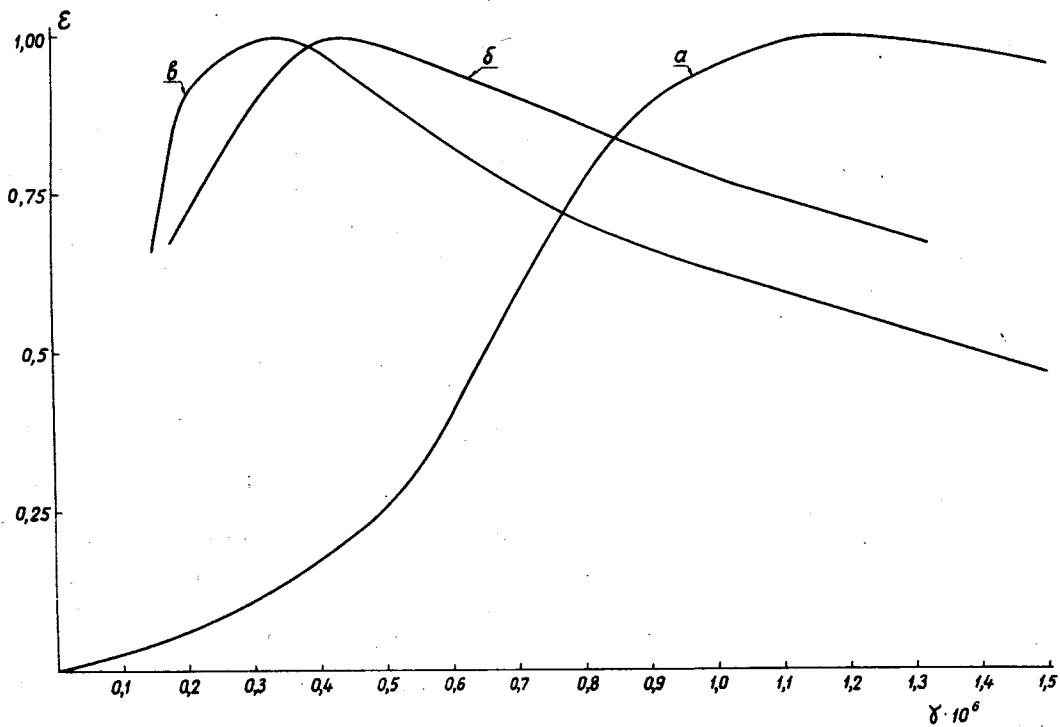


Рис. 11. Зависимость эффективности захвата ϵ от γ при $V_0 = 12$ кв, V_1 и $D_1 = 16$ см.
 а) теоретическая зависимость $\frac{L(\cos \phi)}{\cos \phi}$, б) экспериментальная зависимость,
 в) зависимость, полученная из областей захвата (рис. 4).

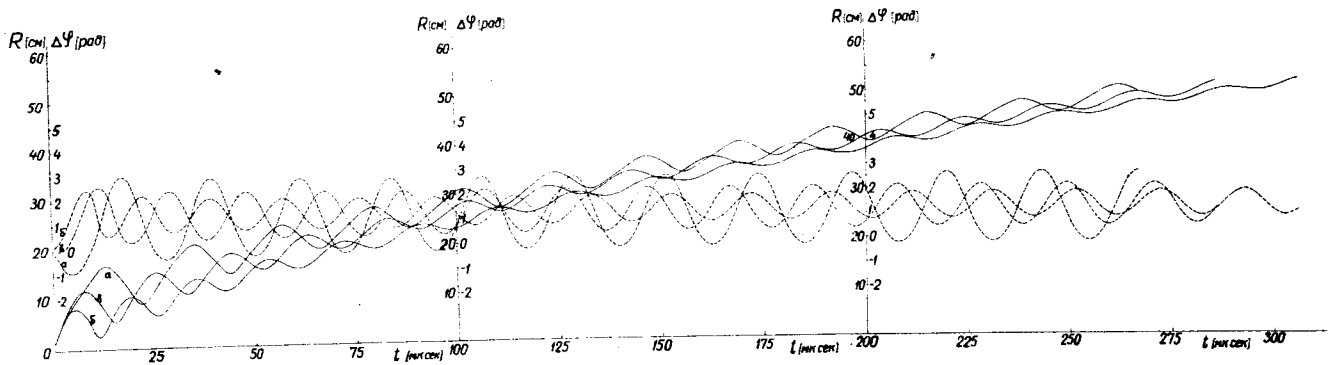


Рис. 12. Радиально-фазовые траектории ионов для $V_0 = 12$ кв, рабочего поля V_1 , $\gamma = 0,5 \cdot 10^{-6}$, D_1 .

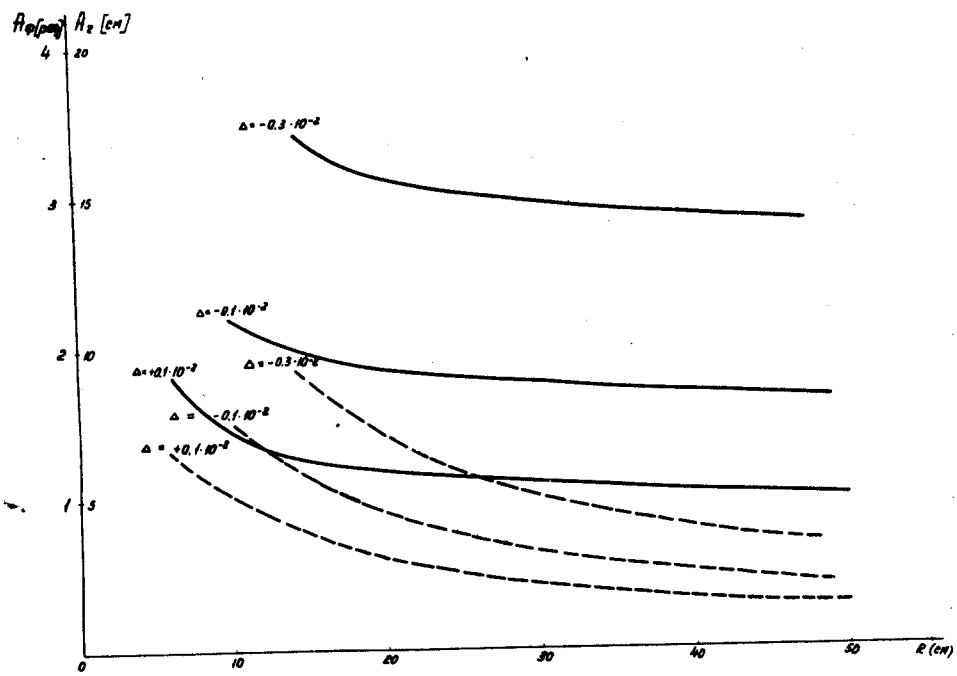


Рис. 13. Затухание амплитуд радиально-фазовых колебаний от радиуса. (—) амплитуда фазовых колебаний, (---) амплитуда радиальных колебаний.

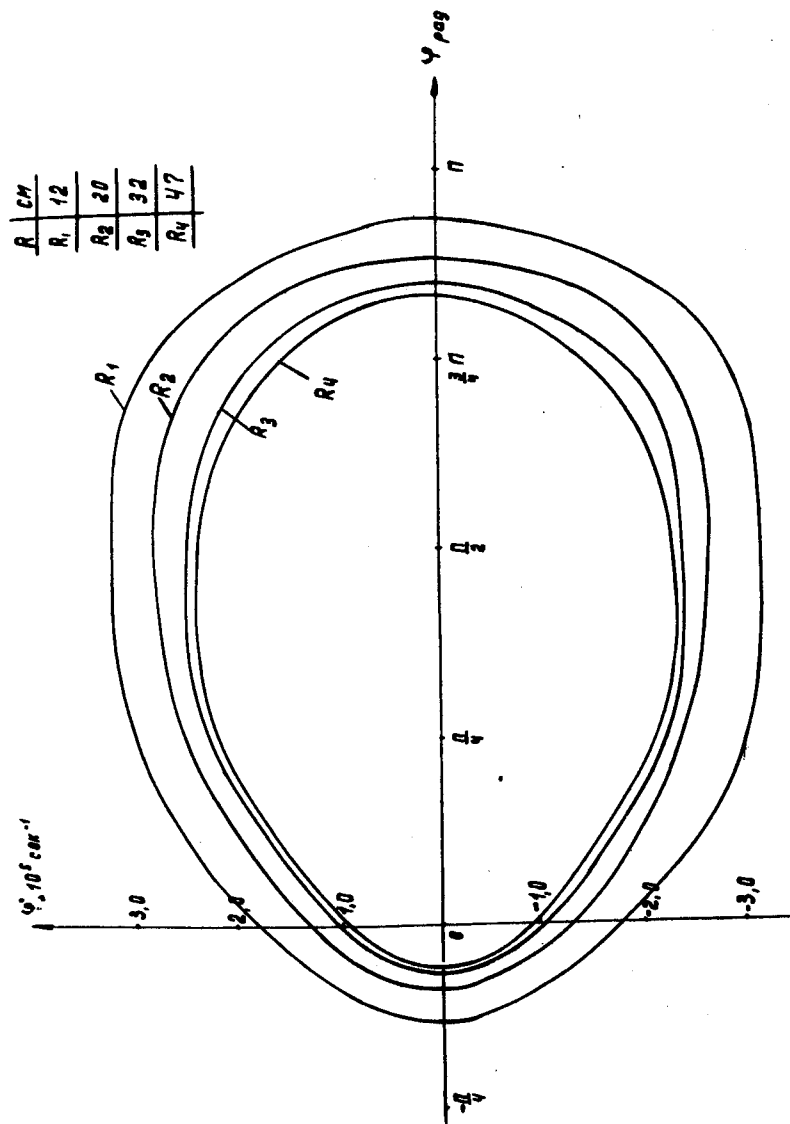


Рис. 14. Области устойчивости