



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Л.П. Зиновьев, И.Б. Иссинский, В.И. Котов, Е.М. Кулакова,
К.П. Мызников, Н.И. Павлов

1393

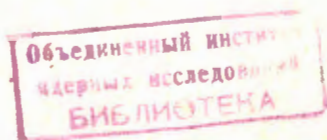
**РЕЗОНАНСНЫЙ ВЫВОД ПУЧКА
НА МИШЕНЬ В СИНХРОФАЗОТРОНЕ**

Дубна 1963

Л.П. Зиновьев, И.Б. Иссинский, В.И. Котов, Е.М. Кулакова,
К.П. Мызников, Н.И. Павлов

1393

РЕЗОНАНСНЫЙ ВЫВОД ПУЧКА
НА МИШЕНЬ В СИНХРОФАЗОТРОНЕ



Дубна 1963

2067/2 48

Требование получения выведенных пучков частиц длительностью менее 100 мк сек является весьма актуальным для практики современного физического эксперимента. Из анализа методов, применяемых в настоящее время на синхрофазотронах для вывода пучка на мишень, следует, что часть из них вообще не пригодна для этих целей, а при осуществлении других возникает ряд технических трудностей. Действительно, при "обдирке" частиц с большими радиальными колебаниями даже ценой значительной потери интенсивности не удастся получить длительности короче 1 мсек^{/1/}. При быстром /по сравнению с периодом фазовых колебаний/ нарушении условий фазовой устойчивости ускоряемого сгустка соударение частиц с мишенью длится в течение времени порядка периода фазовых колебаний^{/1/}. Возбуждение азимутальной асимметрии магнитного поля с помощью безжелезного магнита, расположенного в прямолинейном промежутке в принципе позволяет осуществить вывод пучка на мишень за время порядка нескольких десятков мсек^{/2/}. Но при реализации этого метода на практике возникают технические трудности, которые вызывают необходимость увеличивать длительности соударения частиц с мишенью. В первую очередь это связано с тем, что условия попадания на мишень всего ускоренного пучка без потерь накладывают ограничения на скорость нарастания возмущения. С другой стороны, условия соударения с мишенью улучшаются, если магнитное поле безжелезного магнита, однородно в радиальном направлении^{/3/}. В результате радиальные размеры безжелезного магнита, а следовательно, и его индуктивность приходится увеличивать, что в конечном счете также приводит к увеличению времени соударения пучка с мишенью.

Ввиду этого большой интерес вызывает возможность применения параметрического /получевого/ резонанса как для вывода ускоренных частиц на мишень, так и для вывода ускоренного пучка из камеры синхрофазотрона. Эта возможность обсуждалась в литературе применительно к условиям слабофокусирующих^{/4/} и сильнофокусирующих ускорителей^{/5,6/}. Искусственное возбуждение параметрического резонанса позволяет получить времена взаимодействия частиц с мишенью порядка нескольких десятков оборотов. Практически вывод пучка на мишень этим методом был осуществлен только в малом электронном синхротроне на энергию 70 Мэв^{/7/} и дал хорошие результаты.

В настоящей работе рассматриваются основные характеристики параметрического резонанса на примере слабофокусирующего синхрофазотрона, описывается система, примененная для вывода частиц на мишень посредством возбуждения параметрического резонанса в синхрофазотроне на 10 Гэв. Сообщаются результаты экспериментов, которые сравниваются с результатами численных расчетов.

Основные характеристики параметрического
резонанса

Действие параметрического резонанса в ускорителях исследовалось во многих работах /см., например, /8,9/. В связи с этим мы лишь кратко остановимся на его основных характеристиках в слабофокусирующих синхрофазотронах.

Параметрический резонанс проявляется при наличии искажения показателя поля n и кривизны замкнутой орбиты. Наиболее эффективно создать резонансные условия можно, изменяя одинаковым образом показатель поля n в двух соседних квадрантах, так чтобы среднее значение n в ускорителе соответствовало условию резонанса. Силу резонанса при этом будет определять первая гармоника возмущения.

Уравнение для радиальных бетатронных колебаний в рассматриваемом случае имеет вид:

$$x'' + \nu_0^2 x = \Delta g(\theta) x \quad /1/$$

Здесь x - отклонение частицы от мгновенной орбиты, ν_0 - число колебаний на одном обороте $x/$. Дифференцирование производится по азимутальному углу $\theta = \frac{s}{R}$,

s - текущая длина вдоль орбиты. Отсчет угла θ будет производиться от середины промежутка, находящегося перед первым возмущенным квадрантом. Функция $\Delta g(\theta) = (1 + \frac{2\ell}{\pi R_0}) \Delta n(\theta)$ является периодической с периодом равным 2π . Среднее значение функции $\Delta g(\theta)$ определяет смещение частоты

$$\Delta \nu_0 = - \frac{1}{2\nu_0} \overline{\Delta g(\theta)} = - \frac{\Delta n}{4\nu_0} (1 + \frac{2\ell}{\pi R_0}). \quad /2/$$

В связи с этим в дальнейшем мы можем в $\Delta g(\theta)$ учитывать только периодическую часть, и, вводя в частоту поправку согласно формуле /2/, считать, что в возмущенной машине

$$\nu = \nu_0 + \Delta \nu_0, \quad /3/$$

Допустим, что величина возмущения в $n(\theta)$ подобрана таким образом, что частота колебаний, принимает точно резонансное значение $\nu = \frac{1}{2}$. В соответствии с видом возмущения в функции $[\Delta g(\theta) - \overline{\Delta g(\theta)}]$ основной будет первая гармоника разложения Фурье с амплитудой

$$d = \frac{2\Delta n}{\pi} [1 + \frac{2\ell}{\pi R_0}]. \quad /4/$$

$x/$ Поскольку наш расчет носит иллюстративный характер, при описании бетатронных колебаний в синхрофазотроне с прямолинейными промежутками ради простоты мы будем пользоваться формулами для круговой машины, эффективный радиус которой $\bar{R} = R_0 (1 + \frac{2\ell}{\pi R_0})$ и $\nu_0 = \sqrt{1-n} (1 + \frac{\ell}{\pi R_0})$ где ℓ длина прямолинейного участка, R_0 - радиус равновесной орбиты в квадрантах. Как показано в работе /10/, такое "гладкое" приближение в синхрофазотроне ОИЯИ хорошо согласуется с результатами точной теории.

Уравнение /1/ можно переписать теперь следующим образом:

$$x'' + \nu^2 x = x d \sin \theta. \quad /5/$$

Будем искать его решение при точном резонансе в виде:

$$x(\theta) = a(\theta) \cos \frac{\theta}{2} + b(\theta) \sin \frac{\theta}{2}. \quad /6/$$

Применяя метод усреднения /11/, получим следующие укороченные уравнения для $a(\theta)$ и $b(\theta)$:

$$a' = -\frac{d}{2} a, \quad /7/$$

$$b' = \frac{d}{2} b.$$

Откуда

$$x = a_0 e^{-\frac{d\theta}{2}} \cos \theta/2 + b_0 e^{\frac{d\theta}{2}} \sin \theta/2. \quad /8/$$

Коэффициенты a_0 и b_0 определяются начальными значениями амплитуды и фазы колебаний при $\theta = 0$.

Из уравнения /8/, во-первых, следует, что при точном резонансе $\nu = 1/2$ амплитуда колебаний быстро возрастает $- e^{d\theta/2}$, скорость возрастания зависит от амплитуды возмущения d . Во-вторых, с ростом θ фазы частиц при параметрическом резонансе стягиваются к одной, т.е. максимум колебаний всех частиц достигается на одном и том же азимуте, соответствующем концу возмущения.

Если резонансные условия выполнены неточно, то характер движения частиц, как показывает детальное рассмотрение /9/, зависит от величины расстройки $\delta = \nu - 1/2$. Ширина резонансной полосы определяется величиной возмущения и составляет $\pm |p|$ где $p = \frac{d}{4\nu}$. При $\delta \gg p$, когда рабочая точка находится вдали от резонансной полосы, резонанс не действует и колебания совершаются с постоянной амплитудой. По мере приближения рабочей точки к границе полосы амплитуда колебаний начинает возрастать, и возникают биения. Глубина биений, т.е. отношение максимальной амплитуды к минимальной, определяется выражением:

$$\frac{|a|_{\max}}{|a|_{\min}} = \left[\frac{|\delta| + |p|}{|\delta| - |p|} \right]^{1/2}, \quad /9/$$

а период биений равен

$$\theta = \pi (\delta^2 - |p|^2)^{-1/2}. \quad /10/$$

Когда рабочая точка входит внутрь резонансной полосы ($\delta < |p|$), амплитуда колебаний неограниченно возрастает. Скорость возрастания амплитуды увеличивается с уменьшением δ .

На рис. 1 приведены результаты численного расчета, проведенного на электронно-счетной машине, для реального случая, когда величина возмущения Δn , вводимого в оба квадранта, постепенно нарастает во времени. Расчет производился по точным формулам движения частиц в магнитном поле в предположении, что величина n не зависит от радиуса, а возмущение нарастает до своего максимального значения Δn_{\max} за 435 оборотов по закону $\Delta n(k) = \Delta n_{\max} \sin\left(-\frac{K}{435} \frac{\pi}{2}\right)$, где K - номер оборота. Верхняя кривая соответствует алучаю, когда рабочая точка находится вне резонансной полосы; нижняя кривая - положению рабочей точки внутри резонансной полосы вблизи ее границы. Характер кривых подтверждает выводы теории.

Исходя из вышеизложенного, можно сделать заключение относительно пригодности рассмотренного механизма для целей вывода. Вывод пучка на мишень предпочтительно осуществлять в режиме, когда величина вносимого возмущения Δn такова, что рабочая точка находится вблизи границы резонансной полосы. Нарастание амплитуды в этом случае происходит уже достаточно быстро, что дает возможность получить малые времена соударения пучка с мишенью. В то же время, поскольку частицы еще не сгруппировались по фазам, возрастает вероятность соударения их с мишенью необходимых размеров. В результате глубина заброса на мишень уменьшается, что позволяет вывести на нее ускоренный пучок без потери интенсивности. При выводе ускоренного пучка из камеры ускорителя требуется забросить частицы в зазор отклоняющего устройства. Поэтому шаг возрастания амплитуды за оборот должен быть велик, что возможно только при малых δ ; а следовательно, при больших возмущениях. С другой стороны, за счет группировки по фазам у частиц, заброшенных в зазор, уменьшается разброс по углам, что позволяет вывести пучок из ускорителя с большой эффективностью.

Выбор конфигурации возмущающего магнитного поля

Для выбора конфигурации магнитного поля, пригодной для вывода частиц на мишень в конце цикла ускорения, предварительно было измерено значение показателя поля n в рабочей области синхрофазотрона, усредненное вдоль траектории движения частиц. Измерения производились по ускоренному пучку методом, разработанным в ^{12/}. С этой целью соответствующим подбором частоты ускоряющего напряжения f пучок перемещался в ту область зазора магнита, где требовалось определить n , и после прекращения ускорения измерялось время сворачивания пучка в растущем магнитном поле на мишень, расположенную у внутреннего края рабочей области. Затем частота изменялась на величину Δf , и пучок перемещался по радиусу на величину ΔR , которая в релятивистском случае определяется соотношением

$$\Delta R = -R_0 \frac{\Delta f}{f} \quad , \quad /11/$$

где

$$F = 1 - \frac{4\ell}{(2\pi R_0 + \mathcal{A})}, \quad /12/$$

Изменение радиуса равновесной орбиты приводит к изменению времени сворачивания на величину

$$\Delta t = (1 - n) \frac{H}{\dot{H}} \frac{\Delta R}{R_0}, \quad /13/$$

здесь H и \dot{H} — соответственно напряженность и скорость нарастания магнитного поля во времени. Таким образом, измерив величины f , Δf и Δt , из уравнений /11/ и /13/ можно определить среднее значение n в интервале ΔR :

$$n = 1 - \frac{\dot{H} f F}{H} \frac{|\Delta t|}{|\Delta f|}. \quad /14/$$

На рис. 2 показана измеренная таким образом зависимость среднего значения n от радиуса при поле в зазоре 12600 эрстед. Измерения производились, начиная с такого значения частоты ускоряющего напряжения, при котором пучок подходил вплотную к мишени. Это давало возможность точно совместить начало отсчета по радиусу с радиальным положением мишени. Для того, чтобы уменьшить влияние случайных изменений величин, входящих в /14/, измерения производились многократно. На рис. 2 приведены средние значения измеренных величин и случайные среднеквадратичные ошибки.

Как следует из рис. 2, среднее значение n в рабочей области ускорителя изменяется в пределах 0,65–0,7. Предварительный численный расчет показал, что при таких значениях добавка Δn , равная 0,15, уже приводит к раскачке бетатронных колебаний и попаданию частиц на мишень, а при $\Delta n = 0,2$ время соударения пучка с мишенью становится меньше 100 мк сек. Таким образом, для вывода ускоренного пучка на мишень за время, меньшее 100 мк сек, требуется создать такую конфигурацию магнитного поля, при которой показатель n в возмущенных квадрантах достигает значения, близкого к 0,9.

Моделирование поля производилось в магните М-6, являющемся уменьшенной в 2 раза моделью магнита синхрофазотрона ОИЯИ. На рис. 3 сплошной кривой показана зависимость показателя поля n в этом магните от радиуса, измеренная с помощью индукционных катушек при поле 12600 эрстед. На рис. 2 результаты этих измерений сопоставлены со значениями среднего n , измеренного в основном магните синхрофазотрона. Это сопоставление показывает, что поле магнита М-6 хорошо повторяет зависимость среднего n от радиуса в синхрофазотроне. Кривая рис. 3 указывает еще на одно очень важное обстоятельство: значение показателя поля n сильно возрастает к краю полюса при больших индукциях в зазоре магнита. Поэтому для возбуждения резонансных условий в рабочей области требуется внести лишь неболь-

шую добавку $\Delta \lambda$ в ее центре. Это в значительной степени облегчает техническое решение задачи. Добавочное поле создавалось с помощью проводов, укрепленных на верхнем и нижнем полюсах магнита. Расположение проводов на каждом полюсе и направление тока в них показано на рис. 3. Пунктирная кривая 1 показывает зависимость λ от радиуса при токе в проводах 170 а и поле в зазоре магнита 12600 эрст. Как видно, дополнительная величина $\Delta \lambda$ /пунктирная кривая -2/ создается с помощью проводов I и II, направление тока в которых одинаково, провода III и IV, расположенные по краям полюсов, являются обратными и не влияют на распределение λ в рабочей области. Величина показателя поля в центре зазора при таком расположении проводников удовлетворяет резонансным условиям.

На основе проведенных экспериментов было выбрано расположение проводников на полюсах магнита синхрофазотрона. Расстояние между проводниками I и II и ток в них с учетом соотношения масштабов основного магнита и модели были увеличены в 2 раза. Обратные проводники III и IV были помещены вне вакуумной камеры. Такое расположение проводников было выбрано по следующим соображениям. Во-первых, оно дает возможность получить подобие между конфигурацией поля синхрофазотрона и конфигурацией поля, полученного на модели /пунктирная кривая 1 рис. 3/. Во-вторых, сводится к минимуму число проводов внутри вакуумной камеры, что существенно уменьшает объем монтажных работ. В-третьих, при указанном включении проводников магнитный поток, возникающий при быстром нарастании тока в них, замыкается в основном через зазор магнита и практически не связан с обмоткой питания магнита. Это устраняет опасность возникновения в обмотке питания магнита больших наведенных перенапряжений. Конструктивно проводники, помещенные внутри вакуумной камеры, представляют собой алюминиевую шину сечением 3мм x 10 мм. Шина крепилась на опорных стеатитовых изоляторах, смонтированных на верхней и нижней стенках вакуумной камеры с интервалом 300 мм. Электрический контакт с обмоткой осуществлялся через вакуумные вводы. Такая конструкция хорошо выдерживала динамические усилия, возникающие при взаимодействии импульса тока, подаваемого в обмотку, с магнитным полем ускорителя.

Дополнительные обмотки были смонтированы в первом и втором /по направлению движения пучка/ квадрантах синхрофазотрона ОИЯИ. При последовательном соединении обмоток квадрантов суммарная индуктивность системы составила ≈ 3 мГн. Питание обмоток производилось от батареи конденсаторов. В конце цикла ускорения, когда требовалось вывести пучок на мишень, включался тиратрон ТР -40/15, и ток в обмотке начинал нарастать по синусоиде. При достижении максимального значения тока включался такой же шунтирующий тиратрон, и ток в обмотке экспоненциально спадал. Как следует из изложенного выше, максимальное значение тока должно составлять ≈ 400 а. Чтобы избежать трудностей, связанных с изоляцией обмотки внутри вакуумной камеры, напряжение, до которого заряжалась конденсаторная батарея, было ограничено величи-

ной 10 кв. Ввиду этого минимальное время нарастания тока могло составлять 300 мксек /435 оборотов/, что, по данным предварительного расчета на электронно-счетной машине, позволяло получить достаточно малое время сброса пучка на мишень. Емкость батареи конденсаторов равнялась при этом 10 мкф.

Результаты экспериментов и их обсуждение

Опыты, проведенные на модели, позволили провести точный численный расчет траекторий движения частиц при параметрическом резонансе в реальных условиях с учетом закона распределения магнитного поля по радиусу и нарастания возмущения Δn во времени. Расчеты были выполнены на электронно-счетной машине. Зависимость магнитного поля от радиуса в невозмущенных квадрантах задавалась в соответствии с кривой n , показанной на рис. 3 сплошной линией. Рост возмущения Δn в двух квадрантах, по-прежнему, задавался как $\Delta n = \Delta n_{max} \sin \left(\frac{K}{435} - \frac{\pi}{2} \right)$, но учитывалась зависимость Δn_{max} от радиуса /пунктирная кривая 2 рис. 3/. Для частицы с заданными начальными условиями вычислялась траектория, подобная изображенной на рис. 1, начиная с момента включения возмущения. Начало отсчета по θ совпадало с концом /по направлению движения пучка/ возмущения. Такой расчет был проведен для различных значений начальных амплитуд радиальных бетатронных колебаний, кроме того, для каждой амплитуды выбиралось несколько значений начальных фаз.

Анализ этих данных позволяет определить азимут, на котором частицы испытывают максимальное отклонение от мгновенной орбиты, установить характер попадания частиц на мишень во времени, определить глубину заброса частиц на мишень и т.п.

На рис. 4 и рис. 5 показаны результаты расчета, характеризующие попадание частиц с различными начальными условиями на мишень, помещенную на азимуте максимального отклонения, расположенного вблизи конца возмущения. Размер мишени по радиусу считается при этом неограниченным. Рис. 4 соответствует положению мишени на расстоянии 10 см от центральной орбиты, и случаю, когда наибольшее значение Δn_{max} равнялось 0,22, а время нарастания возмущения составляло 435 оборотов. На рис. 5 показан процесс попадания этих же частиц на мишень, расположенную на расстоянии 20 см от центральной орбиты, при идентичном возмущении. На осях абсцисс обоих рисунков нанесены цифры, обозначающие номер оборота, на котором частица попадает на мишень; ордината соответствует глубине заброса, отсчитываемой от края мишени. Из сопоставления рисунков 4 и 5 следует, что характер заброса зависит от положения мишени относительно орбиты. Если расстояние до орбиты невелико /рис. 4/, частицы с большими начальными амплитудами колебаний не успевают "войти в резонанс". Такие частицы первыми попадают на мишень, но, поскольку темп нарастания их амплитуд велик, они забрасываются на небольшую глубину. Частицы с малыми колебаниями пребы-

вают в условиях резонанса более длительное время, поэтому при попадании на мишень шаг возрастания амплитуд у них довольно велик, и они забрасываются глубже. Если мишень удалена от пучка /рис. 5/, то разница в поведении частиц с большими и малыми амплитудами исчезает. Распределение интенсивности по глубине мишени становится более равномерным. В то же время длительность соударения пучка с мишенью уменьшается, т.к. частицы с большими начальными амплитудами колебаний успевают "войти в резонанс".

Аналогичная картина следует также из экспериментальных данных. На рис. 6 приведены кривые зависимости длительности соударения пучка с мишенью от радиального положения мишени, полученные опытным путем при различных значениях Δn_{max} . Измерения времени соударения пучка с мишенью производились следующим образом. За 100 мсек до окончания цикла ускорения в рабочую область ускорителя с помощью пневмопривода вводилась мишень, изготовленная из пластмассового сцинтиллятора. Спустя 50 мсек, в возбуждающие обмотки обоих квадрантов включался ток, и пучок сбрасывался на мишень. Световой сигнал от мишени с помощью оптической системы, помещенной против нее, передавался на катод фотоумножителя. Импульс с последнего фотографировался на экране скоростного осциллографа ДО-1, развертка которого запускалась в момент включения тока в обмотки возбуждения. Величина возмущения подбиралась регулировкой тока в обмотках путем изменения зарядного напряжения. На рис. 6 указано полное время соударения пучка с мишенью. Как следует из сопоставления экспериментальных данных с результатами расчета, резонанс в реальных условиях действует сильнее. Это объясняется, по-видимому, влиянием факторов, которые не были учтены в расчете, но на практике всегда имеют место. В первую очередь к этим факторам нужно отнести азимутальную асимметрию магнитного поля и разброс мгновенных орбит по радиусу, обусловленный энергетической шириной пучка в конце ускорения. Оптимум на кривых рис. 6, полученных при больших значениях Δn_{max} объясняется, как показывает расчет, характером движения рабочей точки в пределах резонансной полосы, которое обусловлено законом распределения Δn по радиусу в возмущенных квадрантах /рис. 3/.

Для практических целей, особенно в случае применения мишеней с малыми радиальными размерами, часто бывает необходимо получить не только малое время соударения с мишенью, но и обеспечить попадание пучка на нее без потерь. С этой точки зрения было проведено исследование глубины заброса частиц на мишень в зависимости от величины возмущения и радиального положения мишени относительно орбиты.

Кривые распределения интенсивности по глубине мишени в направлении радиуса снимались путем измерения искусственной β -активности, наведенной в мишенях, изготовленных из полистирола. Для этих целей использовался β -счетчик Гейгера-

Мюллера. Он был помещен в контейнер из свинца, в верхней стенке которого имелась щель шириной 1 мм. Активированная мишень перемещалась в направлении, перпендикулярном щели, с интервалом 2 мм. В каждом положении измерялась скорость счета и число фоновых импульсов. Для того чтобы исключить при облучении влияние многократного прохождения частиц через мишень, за ней был установлен поглотитель, изготовленный из латуни толщиной 5 см. После прохождения поглотителя частицы терялись на стенках камеры.

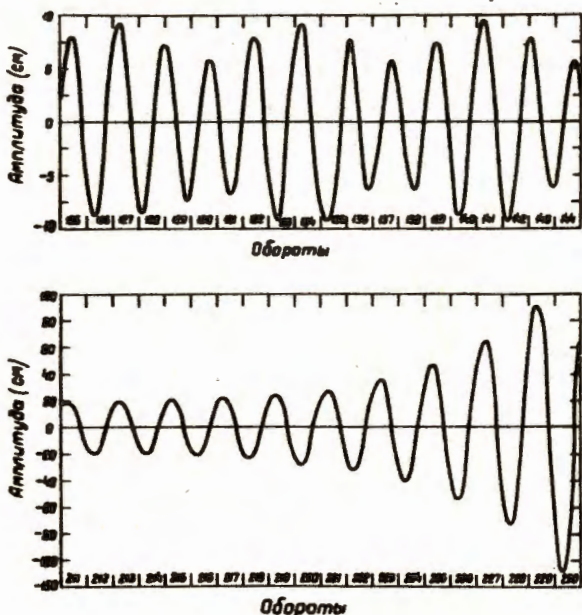
На рис. 7 показаны кривые распределения интенсивности по глубине мишени при различной величине возмущения, снятые при расположении мишени и поглотителя со стороны внешней стенки камеры на расстоянии 10 см от центральной орбиты. По мере того, как резонансные условия выполняются наиболее точно, глубина заброса возрастает. Максимальной величины она достигает на расстоянии 20 см от центральной орбиты /рис. 8, кривая 2/. В этом же положении время соударения пучка с мишенью получается наименьшим /рис. 6/.

При ограниченном по радиусу размере мишени часть частиц в результате большого заброса может промахнуться мимо мишени. Однако из-за многократного прохождения эффективное число частиц, соударившихся с мишенью, значительно возрастает. Были проведены контрольные измерения в отсутствие поглотителя с мишенью размерами 2 см по радиусу и 2 см - в направлении движения пучка. Число частиц, попавших на мишень, измерялось по реакции $C^{12}(p, pn)C^{11}$. Измерения показали, что при положении мишени на расстоянии 20 см от центральной орбиты число частиц, соударившихся с ней, в 1,5 раза превосходит общее число частиц, содержащихся в ускоренном пучке.

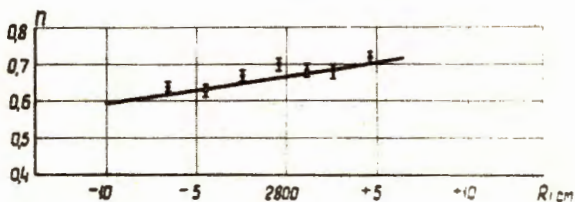
Авторы весьма признательны Н. Говоруну и Л. Смирновой за проведение расчетов на электронно-счетной машине.

Л и т е р а т у р а

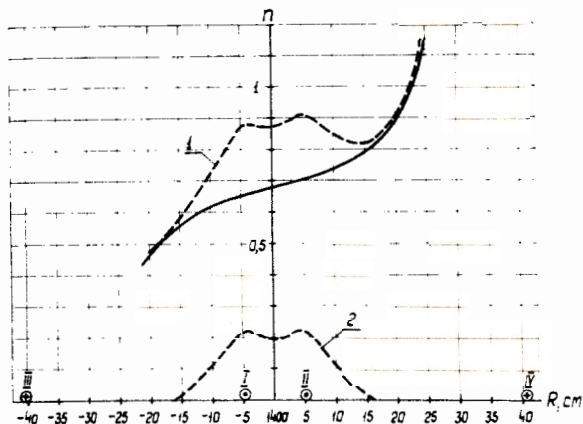
1. Г.С. Казанский, А.И. Михайлов, К.П. Мызников, А.П. Царенков. ПТЭ, № 5, 19 /1962/.
2. D.C.Rahm. Rev. Scient. Instr., 32, 116 (1961).
3. M.Q.Barton, W.Kernan and all. "Cosmotron Internal Report MQ B-6, 1963, Brookhaven National Laboratory.
4. C.L.Hammer, A.J.Bureau. Rev. Scient. Instr., 26, 598 (1955).
5. В.В. Владимирский и др. ПТЭ, № 3, 31 /1956/.
6. C.L.Hammer, L.J.Laslett. Rev. Scient. Instr., 32, 144 (1961).
7. C.L.Hammer, A.J.Bureau. Rev. Scient. Instr., 26, 594 (1955).
8. М.С. Рабинович. Труды ФИАН СССР, 10, 23 /1958/.
9. А.А. Коломенский, А.Н. Лебедев. Теория циклических ускорителей. ФМ, 1962.
10. Н.Б. Рубин. Диссертация. Дубна, 1961.
11. Н.Н. Боголюбов, Ю.А. Митропольский. Асимптотический методы в теории нелинейных колебаний. Физматгиз, 1958.
12. Л.П. Зиновьев, В.И. Котов, К.П. Мызников. ПТЭ №4,22/1963/.



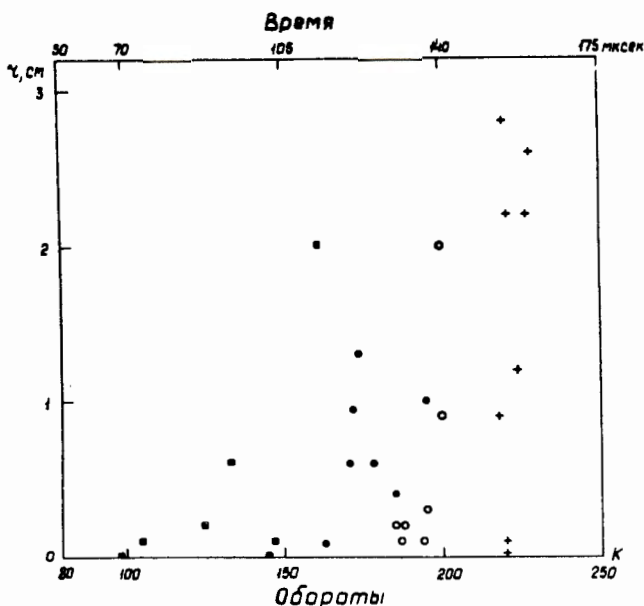
Р и с. 1. Траектория движения частицы при параметрическом резонансе, рассчитанная для возмущения, нарастающего во времени по закону $\Delta n(k) = \Delta n_{\max} \sin\left(\frac{K}{435} \frac{\pi}{2}\right)$. Отсчет номера оборота K ведется от момента включения возмущения. Траектория рассчитана для частицы с начальной амплитудой 7 см. Значение n в невозмущенных квадрантах составляет $0,67 \Delta n_{\max} = 0,21$.



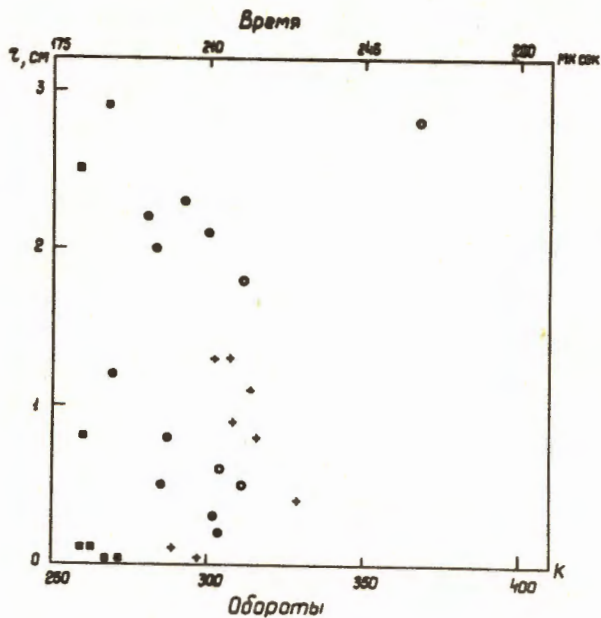
Р и с. 2. Зависимость среднего n от радиуса при поле в зазоре синхрофазотрона 12600 эрст. Сплошной линией обозначена кривая, снятая в магните М-6 методом индукционных катушек.



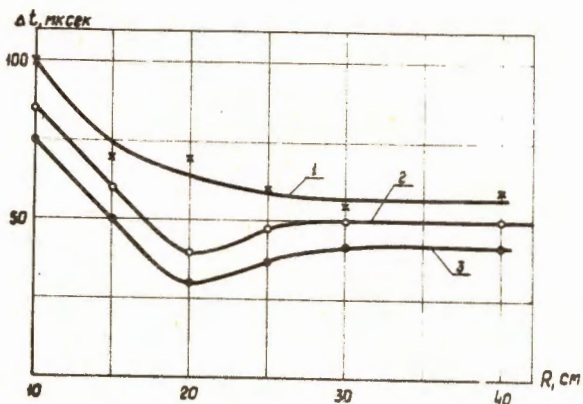
Р и с. 3. Зависимость показателя поля n от радиуса в магните М-6, измеренная при токе в дополнительных витках 170 а /пунктирная кривая 1/ и при отсутствии тока в них /сплошная линия/. Пунктирной кривой 2 показана добавочная величина Δn , полученная при включении дополнительных витков.



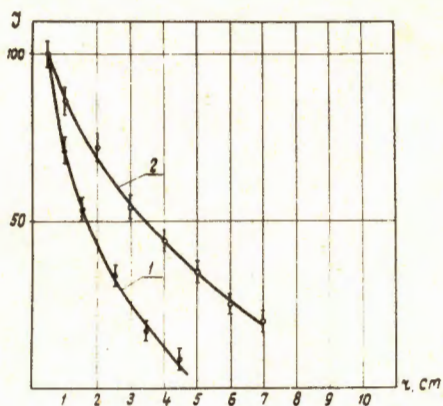
Р и с. 4. Радиальный заброс частиц с различными начальными условиями на мишень, расположенную на расстоянии 10 см от орбиты. Частицы с различными начальными амплитудами радиальных бетатронных колебаний обозначены: + - 1 см; o - 4,2 см; ● - 5,6 см, ■ - 7 см.



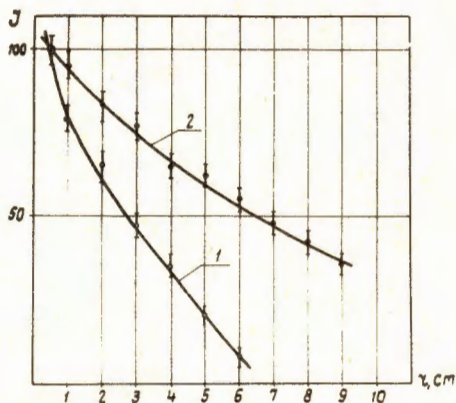
Р и с. 5. Радиальный заброс этих же частиц на мишень, расположенную на расстоянии 20 см от орбиты.



Р и с. 6. Зависимость длительности соударения пучка с мишенью от радиального положения мишени относительно центральной орбиты при различной величине возмущения Δn_{max} : 0,2 / кривая 1/; 0,22 / кривая 2/ и 0,24 / кривая 3/.



Р и с. 7. Зависимость глубины заброса на мишень, расположенную на расстоянии 10 см от орбиты, от величины возмущения: кривая 1 - $\Delta n_{max} = 0,2$; кривая 2 - $\Delta n_{max} = 0,24$.



Р и с. 8. Распределение интенсивности частиц по глубине мишени при положении ее от орбиты: 10 см /кривая 1/ и 20 см кривая 2/; $\Delta n_{max} = 0,22$.