

## УСКОРЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ С ПОМОЩЬЮ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ИНДУКЦИИ (БЕТАТРОН КЕРСТА)

*А. П. Гринберг*

В 1940 г. американский физик Дональд Керст построил в Иллинойском университете (г. Эрбана) индукционный ускоритель электронов. Технический арсенал физики обогатился новым замечательным прибором, новым методом. Керст впервые успешно осуществил на практике давно уже возникшую идею об использовании явления электромагнитной индукции для ускорения электронов, и это открывало путь для создания установок, в которых энергию электронов можно довести до чрезвычайно больших величин.

Возможность получения очень быстрых электронов — и при этом с помощью сравнительно простых средств — представляет весьма большой практический и научный интерес. Наиболее широкое применение быстрые электроны находят в технике генерирования рентгеновских лучей. Как известно, эти лучи возникают при торможении пучка быстрых электронов на антикатоде рентгеновской трубки. Рентгентехника в настоящее время имеет дело с электронами значительных скоростей. Если в медицинских рентгеновских трубках электроны ускоряются разностью потенциалов, обычно не превышающей 100—200 kV, то в современных промышленных рентгеновских трубках, используемых для просвечивания большой толщи металла (рентгеновская дефектоскопия), применяемая разность потенциалов гораздо выше — она составляет 1 MV и более. Рентгеновские лучи, возникающие в таких трубках, обладают такой жёсткостью, т. е. такой большой проникающей способностью, что с их помощью возможно исследование стальных плит толщиной до 200 мм.

Однако, и для техники и — в ещё большей мере — для науки весьма существенна была бы возможность ускорения электронов до ещё гораздо более высокой энергии. Изучение свойств электронов, взаимодействия их с веществом, можно было бы распространить на электроны сверхвысоких энергий. Кроме того, возможность иметь в распоряжении источник таких электронов представляет особый интерес для физики атомного ядра, так как с их помощью, несомненно, можно осуществить множество интересных ядерных реакций и — что еще важнее — можно было бы попытаться воспроизвести в лабораторных условиях такие явления, которые до настоящего

времени удавалось наблюдать только в виде единичных случаев в космических лучах (образование «ливней», рождение мезона). Бетатрон Керста является в настоящее время единственной установкой, дающей возможность генерировать электроны с рекордно высокой энергией, оставляющей далеко позади всё то, чем располагали физики до сих пор.

По своему фундаментальному значению в качестве инструмента для научных исследований бетатрон безусловно может быть поставлен в один ряд с циклотроном, и появление его так же, как в свое время появление циклотрона, открывает новую эпоху в развитии ядерной физики.

Необходимо отметить, что и во многих таких случаях, когда требуется сравнительно небольшая энергия электронов, бетатрон способен успешно конкурировать с применявшимися до сих пор установками и методами для получения быстрых электронов, обладая преимуществами портативности и простоты. Весьма вероятно, что в недалёком будущем установки, использующие метод бетатрона, полностью вытеснят нынешние.

### ПРЕЖНИЕ МЕТОДЫ ПОЛУЧЕНИЯ БЫСТРЫХ ЭЛЕКТРОНОВ

Все мыслимые методы ускорения электронов в конечном счёте основаны на одном и том же принципе — на том, что электрон, являясь частицей, обладающей электрическим зарядом, в электрическом поле испытывает действие сил<sup>1)</sup>, заставляющей его двигаться в определённом направлении и с определённым ускорением. Кинетическая энергия, которую частица с данной величиной заряда приобретает за счёт сил электрического поля, целиком определяется пройденной разностью потенциалов (разумеется, речь идет о движении частицы в идеальном вакууме, где нет затраты энергии на столкновения с другими частицами). Как известно, кинетическую энергию элементарных частиц принято выражать в электрон-вольтах (eV)<sup>1)</sup>.

В природе существуют естественные источники быстрых электронов — это различные радиоактивные вещества, обладающие  $\beta$ -радиоактивностью. Так, например, максимальная энергия  $\beta$ -частиц радия С (RaC) составляет около 3,2 MeV, максимальная энергия  $\beta$ -частиц RaE равна 1,2 MeV. Именно с помощью этих естественных источников был в своё время впервые изучен ряд свойств быстрых электронов — поглощение их в веществе, тормозное излучение и т. д.

$\beta$ -частицы получают свою большую энергию за счёт процессов, разыгрывающихся в радиоактивном ядре. Впоследствии были созданы установки, позволяющие получить «искусственные  $\beta$ -частицы», т. е. электроны, ускоренные до энергии в несколько миллионов электрон-

---

<sup>1)</sup> Напомним, что  $10^6 \text{ eV} = 1 \text{ MeV} = 1,6 \cdot 10^{-6} \text{ эргов}$ .

вольт с помощью соответственно высокой разности потенциалов. Такая установка аналогична обычной рентгеновской (где также используется прямой метод ускорения электронов), отличаясь от неё, главным образом, в том отношении, что она рассчитана на гораздо более высокое напряжение. Подобная установка состоит из специальной вакуумной трубки, способной выдержать высокие разности потенциалов, и из источника постоянного высокого напряжения. На одном конце вакуумной трубки расположена «электронная пушка», т. е. источник электронов в виде калящейся нити, снабжённой соответствующими фокусирующими электродами, собирающими поток электронов в узкий пучок. На другом конце трубки расположен анод, обычно имеющий вид кольца. Выходящие из пушки электроны под действием приложенного между нею и анодом электрического поля движутся к аноду; в тот момент, когда они пройдут сквозь отверстие последнего, они, очевидно, будут иметь кинетическую энергию  $E$  электрон-вольт, если между анодом и катодом (т. е. нитью пушки) приложена разность потенциалов  $E$  вольт.

В качестве источника высокого напряжения пользуются либо повышающими трансформаторами, либо специальными генераторами постоянного напряжения<sup>1)</sup>. Наибольшее распространение получил в последние годы электростатический генератор ван-де-Граафа, достигший высокого технического совершенства.

Установка для получения «искусственных  $\beta$ -частиц» с помощью описанного выше прямого метода ускорения электронов неизбежно приобретает весьма громоздкие формы, так как в связи с применением очень высокого напряжения и сама трубка, и генератор напряжения должны иметь соответственно большие размеры. Укажем для примера, что генератор типа ван-де-Граафа, построенный в Украинском физико-техническом институте (г. Харьков) и рассчитанный на получение напряжений всего до 4 MV, по внешнему виду представляет собой полый металлический шар диаметром 10 м, расположенный на изолирующих колоннах высотой в 8 м.

С помощью высоковольтных генераторов уже удалось получить напряжения до 10 MV. Вакуумные трубки на такое напряжение не были, однако, построены, и наибольшая энергия, до которой удалось ускорить электроны, не превышала 4—5 MeV. Такие электроны способны вызывать расщепление некоторых атомных ядер. Следует заметить, что в трубках можно получить несравненно более интенсивные электронные пучки, чем те, которые доставляются радиоактивными веществами. Интенсивность электронного пучка в трубке легко может достигать величины, эквивалентной  $\beta$ -излучению от 20 кг радия.

Но десять миллионов вольт — это, повидимому, тот практический предел, выше которого современная техника генерирования постоян-

<sup>1)</sup> Разные варианты получения высокого напряжения, используемые в прямом методе ускорения заряженных частиц, систематизированы в обзорном докладе Ланге и Шпинеля<sup>1</sup>. См. также статью Хлебникова<sup>2</sup>.

ного высокого напряжения существенно подняться не может, главным образом потому, что это потребовало бы непомерно больших размеров всего устройства. Поэтому конструкторская мысль не раз обращалась к идее ускорения электронов с помощью какого-либо косвенного метода. В самом деле, обязательно ли для ускорения электронов до энергии, положим, в 5 MeV располагать полным напряжением в 5 миллионов вольт? Нельзя ли, взяв сравнительно невысокое напряжение, приложить его на пути движения электрона многократно и таким способом ускорить электрон до больших скоростей? Как известно, метод многократного ускорения был успешно использован в так называемом линейном синхронном ускорителе ионов. Впервые модель такой установки построил в 1927 г. Видероз<sup>3</sup>. Схема устройства линейного ускорителя такова. Ионы из соответствующего источника пролетают в вакууме последовательно через прямолинейный ряд цилиндрических электродов возрастающей длины. Нечётные электроды в этом ряду соединены с одним полюсом генератора высокой частоты, а чётные — с другим. Длина электродов и частота генератора подбираются таким образом, что в зазорах между электродами получается электрическое поле нужного направления как раз в те моменты, когда ионы проходят через эти промежутки. Для такой синхронизации необходимо, очевидно, чтобы время, за которое ион пролетает внутри данного цилиндра от одного его края до другого, было равно периоду колебаний напряжения от генератора; нужно, таким образом, выполнить условие:

$$l_n v_n = T = \text{const.},$$

где  $l_n$  — длина  $n$ -го цилиндра,  $v_n$  — скорость иона на этом участке его пути. Для получения ионов с достаточно большой энергией приходится устраивать большое число ускорительных промежутков, т. е. брать большое число цилиндров, и общая длина всей вакуумной трубки становится очень большой. Поэтому метод линейного синхронного ускорителя практически пригоден лишь для ускорения очень тяжёлых ионов, у которых при заданной кинетической энергии скорость меньше, чем у лёгких, так что соответственно уменьшается необходимая длина трубки. Слоан и Котс<sup>4</sup> получили ионы ртути с энергий 2,85 MeV в трубке, содержавшей 36 электродов и имевшей длину 1,85 м. Для ускорения протонов до такой же энергии и при такой же частоте ( $\lambda = 29,8$  м,  $f \sim 10^7$  Hz) потребовалась бы трубка длиной в 25 м. Так как существенное повышение частоты сверх  $10^7$  Hz в такой установке практически уже невозможно, то очевидно, что для электронов из-за необходимой гигантской длины трубки этот метод ускорения совершенно непригоден.

Существует другой вариант синхронного ускорения с прямолинейным движением частиц, отличающийся тем, что ускоряющее напряжение подаётся на промежутки между цилиндрами не от высокочастотного генератора, а от двух проводов, образующих колебательную систему, в которой создаются бегущие волны (принцип метода

предложен Иснигом<sup>5</sup> в 1925 г.). Цилиндрические электроды присоединяются к соответствующему ряду точек на указанных проводах, и бегущая волна переносит свой потенциал последовательно на все ускорительные промежутки. Так как скорость распространения бегущей волны практически равна скорости света, то этот метод ускорения пригоден и для электронов, не требуя непомерно большой длины трубки. Бимс и Троттер<sup>6</sup> в 1934 г. получили в установке такого типа электроны с энергией в 1,3 MeV, при общей длине трубки около 2,6 м. Большим недостатком этого метода является то, что могут быть получены лишь крайне малые интенсивности пучка электронов (мы не будем останавливаться здесь на причинах этого). Поэтому опыты с ускорителями такого типа были оставлены.

Идея создания установки для ускорения электронов, использующей принцип многократного ускорения, всё же неизменно продолжала привлекать внимание физиков<sup>7</sup>.

Наилучшим образом и с наибольшим успехом метод синхронного ускорения заряженных частиц применён в циклотроне. В этом чрезвычайно остроумном аппарате, впервые построенном Лауренсом и Ливингстоном<sup>8</sup> в 1932 г., вместо прямолинейного движения ускоряемых частиц имеет место движение их по плоской спирали, осуществляемое с помощью магнитного поля. К этим частицам применяется описанный выше метод синхронного ускорения, причём вместо большого числа ускорительных щелей требуется только один промежуток между двумя электродами (дуантами), расположенный по диаметру спиральной траектории частиц, которые, таким образом, на своём пути многократно проходят через этот промежуток (дважды за один оборот).

С помощью циклотрона удалось получить мощные пучки тяжёлых заряженных частиц — протонов, дейтонов и  $\alpha$ -частиц (т. е. ионов водорода, дейтерия и гелия) — с весьма большими энергиями, достигающими в настоящее время до 32 MeV.

Естественно возникает вопрос: нельзя ли этот же самый аппарат или по крайней мере этот же метод ускорения частиц применить и для ускорения электронов? На этот вопрос, к сожалению, приходится ответить отрицательно.

### НЕПРИГОДНОСТЬ ЦИКЛОТРОНА ДЛЯ УСКОРЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ

Важнейшее соотношение, составляющее основной принцип работы циклотрона, состоит в том, что заряженная частица, обладающая зарядом  $e$ , массой  $m$  и линейной скоростью  $v$ , в поперечном однородном магнитном поле движется по окружности (радиус которой зависит от величины  $v$  и напряжённости магнитного поля  $H$ ), описывая один оборот за время

$$T = \frac{2\pi mc}{eH} \quad (1)$$

( $c$  — скорость света). В этом выражении существенно то, что вели-

чина  $T$  не зависит от скорости частицы; следовательно, если в силу тех или иных причин скорость частицы изменяется, — например, делается всё больше и больше, то это приводит лишь к соответствующему возрастанию радиуса её траектории в данном магнитном поле, но величина  $T$  при этом остаётся неизменной. Именно вследствие этого возникает возможность использовать для многократного ускорения ионов переменное напряжение высокой частоты с периодом  $\tau = T$ ; это и осуществляется в циклотроне. Однако, правую часть равенства (1) можно считать постоянной величиной лишь до той поры, пока массу  $m$  частицы допустимо рассматривать, как величину постоянную. Другими словами,  $T = \text{const.}$  только в области нерелятивистских скоростей частицы ( $v \ll c$ ). Но это означает, что с помощью циклотрона частицы можно ускорять не до любой скорости, а лишь до некоторой предельной. Дальнейшего повышения скорости сверх этой последней не происходит, так как масса частицы  $m$  начинает заметно превышать массу покоящейся частицы  $m_0$  (согласно релятивистской формуле:  $m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$ ), а пропор-

ционально массе увеличивается и время  $T$ ; в силу этого, если в начале процесса ускорения частота  $\tau$  переменного напряжения, приложенного к ускоряющему промежутку в циклотроне, была подобрана таким образом, что выполнялось условие  $\tau = T$ , то после ускорения до некоторой предельной скорости получается настолько заметное превышение  $T$  над  $\tau$ , что частица «выпадает из синхронизма» и в результате она начинает замедляться в циклотроне, вместо того, чтобы ускоряться.

Условие постоянства массы в случае тяжелых частиц, обычно ускоряемых в циклотроне, а именно — протонов, дейтронов и  $\alpha$ -частиц — практически выполняется до весьма высоких энергий этих ионов; с помощью циклотрона их можно ускорить до 50—100 MeV. Но дело обстоит совершенно иначе в случае электронов. Переменность массы электрона начинает существенно сказываться уже при энергиях порядка 25 keV. Следовательно, об ускорении электронов в циклотроне, например, до энергии в несколько миллионов электрон-вольт, не может быть и речи.

То обстоятельство, что область релятивистских скоростей для электронов начинается при гораздо меньших значениях кинетической энергии, чем для тяжёлых частиц, не представляет, конечно, ничего удивительного. Оно обусловлено огромным различием масс электрона и иона. Положим, например, что электрон и протон прошли разность потенциалов в 2 MV. Обе частицы приобретут одинаковую кинетическую энергию в 2 MeV (так как заряд протона по величине равен заряду электрона). Но в то время как скорость электрона с кинетической энергией в 2 MeV составляет 98% скорости света, скорость протона, обладающего той же кинетической энергией, равна всего 6,5% скорости света. Масса такого протона лишь на 0,2% превы-

шает массу покоящегося протона, тогда как масса электрона с энергией в 2 MeV приблизительно в 5 раз больше массы покоящегося электрона.

Совершенно очевидно, таким образом, что циклотрон — во всяком случае в своем современном выполнении — не может служить генератором очень быстрых электронов. Можно предложить несколько видоизменений циклотрона, при осуществлении которых появилась бы возможность использовать его для ускорения электронов. Одно из таких видоизменений, например, могло бы заключаться в подаче на дуанты циклотрона электрических колебаний, частота которых периодически изменяется (модуляция частоты), следуя за изменением величины  $T$  за время процесса ускорения. Другой вариант, недавно предложенный В. И. Векслером<sup>9</sup>, состоит в том, что значительно повышается как частота напряжения, прикладываемого к дуантам, так и его амплитуда. Все подобные видоизменения циклотрона в принципе решают задачу ускорения электронов, но практическое их осуществление связано, повидимому, с серьёзными техническими затруднениями.

## УСКОРЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ С ПОМОЩЬЮ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ИНДУКЦИИ

Возможен, однако, ещё один метод ускорения заряженных частиц — индукционный метод. Идея его известна давно. На протяжении последних двух десятилетий неоднократно делались как теоретические предложения, так и попытки экспериментального осуществления индукционного прибора для ускорения электронов. Наиболее существенные расчёты, сопровождавшиеся и экспериментом, принадлежат Р. Видероз<sup>3</sup> и относятся к 1927 г. Результаты и этих, и других опытов, о которых мы подробнее скажем ниже, были полностью отрицательными, главным образом вследствие недостаточной теоретической разработки вопроса о необходимых условиях работы такого прибора. В 1935 г. те выводы по этому вопросу, которых не хватало в теории Видероз, были даны Стеенбеком<sup>10</sup> в тексте патента, содержащего, кроме того, ряд ценных конструктивных предложений. К сожалению, эти сведения не получили тогда сколько-нибудь широкой известности. Проведённые Стеенбеком эксперименты дали обнадеживающие результаты, но дальше предварительной стадии он не пошёл.

Таким образом, Д. Керст, построивший в 1940 г. свой индукционный ускоритель<sup>11</sup>, был первым физиком, которому удалось блестяще решить на практике задачу ускорения электронов с помощью косвенного метода, т. е. без применения высокого напряжения, и в частности — задачу индукционного ускорения электронов.

Идея индукционного метода ускорения заряженных частиц состоит в следующем. Всякий переменный магнитный поток индуцирует в окружающем пространстве электрическое поле. Это — особое поле, поле вихревого типа; его силовые линии, идущие вокруг индуцирую-

щего магнитного потока, являются замкнутыми линиями. В частности, если магнитный поток обладает осевой симметрией распределения интенсивности магнитного поля, то силовые линии индуцированного электрического поля будут представлять собой концентрические окружности, плоскость которых перпендикулярна к центральной оси магнитного поля, а центр совпадает с её следом на этой плоскости. Наличие электрического поля можно использовать для ускорения частиц, обладающих электрическим зарядом; а то обстоятельство, что силовые линии индуцированного электрического поля замкнуты, приводит к чрезвычайно существенным следствиям. В электрическом поле вихревого типа потенциал не является однозначной функцией координаты; поэтому, если заставить электрон описать в таком поле какой-либо замкнутый путь, то энергия, которую электрон при этом приобретёт за счёт сил поля, не должна быть равной нулю, как это было бы в случае постоянного электростатического поля. В этом можно убедиться особенно наглядно, если представить себе движение электрона по замкнутому пути, совпадающему с одной из силовых линий индуцированного электрического поля. Очевидно, что в этом случае на электрон на всём протяжении его движения будет действовать сила, направление которой неизменно совпадает с направлением движения электрона, и благодаря этому, возвратившись в исходную точку, он будет обладать соответственно большей скоростью (т. е. большей кинетической энергией), чем в начале своего пути. Выигрыш энергии на одном таком обороте может быть и совсем небольшим, но если этот процесс повторить многократно, то можно, очевидно, сообщить электрону весьма большую энергию. Сделаем небольшой расчёт, который покажет, каковы, примерно, цифры, о которых здесь можно говорить. Напряжённость  $E_r$  электрического поля, индуцированного магнитным потоком с осевой симметрией, является функцией от расстояния  $r$  данной точки до оси и от производной магнитного потока  $\Phi_r$  по времени. Разность потенциалов, соответствующая одному обходу вокруг центральной оси магнитного поля по окружности радиуса  $r$ , будет составлять

$$\Delta U_r = 2\pi r \cdot E_r.$$

Предположим, что на протяжении  $1/1000$  сек. магнитный поток изменяется равномерно ( $\frac{d\Phi_r}{dt} = A = \text{const.}$ ), причём скорость его изменения  $A$  такова, что величина  $\Delta U_r$  равна  $20 \text{ V}$  при  $r = 5 \text{ см.}$  Это означает, что если в такое магнитное поле коаксиально поместить один виток проволоки, взяв диаметр его равным  $10 \text{ см.}$ , то в нём будет индуцироваться эдс в  $20 \text{ V}$ .

Допустим теперь, что вместо витка проволоки мы поместим в то же магнитное поле вакуумную камеру, например, в виде плоской коробки, в которой на расстоянии в  $5 \text{ см}$  от центральной оси имеется сначала неподвижный свободный электрон. Под действием индуцированного электрического поля этот электрон начнёт двигать-



ся — сначала вдоль проходящей через данную точку силовой линии электрического поля, а затем, вследствие инерции и других причин по некоторой траектории, отнюдь не совпадающей с этой линией. Но мы предположим, что найден способ заставить электрон, движущийся в идеальном вакууме под действием силы вихревого электрического поля, не сходить с силовой линии этого поля. Какую энергию приобретёт в таких условиях электрон за время  $1/1000$  сек.? Этот случай представляет собой движение тела под действием постоянной силы, но при непрерывном возрастании массы тела в соответствии с ростом его скорости. Точный релятивистский расчёт показывает, что в электрическом поле указанной величины длина пути электрона за  $1/1000$  сек. составит  $290$  км, т. е. он сделает за это время  $925\,000$  оборотов вокруг центральной оси магнитного поля. (Чтобы этот результат не казался удивительным, вспомним, что из-за малости своей массы электрон уже при малой пройденной им разности потенциалов приобретает огромную скорость. В нашем примере электрон после первого оборота приобретает кинетическую энергию в  $20$  eV, чему соответствует скорость электрона, равная  $2,67 \cdot 10^8$  см/сек.) Так как на каждом обороте электрон в нашем случае приобретает за счёт силы индуцированного электрического поля энергию в  $20$  eV, независимо от его массы, то, следовательно, в итоге его кинетическая энергия будет равна  $20 \cdot 925\,000 = 1,85 \cdot 10^7$  eV или  $18,5$  MeV.

Приведённый пример ясно показывает, что с помощью электромагнитной индукции действительно возможно сообщать электронам чрезвычайно большие энергии.

Однако сама по себе идея — ускорять электроны, заставляя их двигаться вдоль силовых линий индуцированного электрического поля — не имела бы никакой практической ценности, если бы она не дополнялась указанием способа, с помощью которого можно на самом деле удерживать движущийся электрон на силовой линии вихревого электрического поля, на замкнутой вокруг магнитного потока орбите <sup>1)</sup>.

Самый важный результат, полученный Видероз при теоретическом анализе вопроса об ускорении электронов с помощью электромагнитной индукции, состоит именно в том, что он обнаружил замечательную возможность автоматического управления движением электронов в индукционном ускорителе. Возможность эта заключается в следующем. Известно, что в однородном магнитном поле траекторией электрона является окружность, плоскость которой перпендикулярна магнитному полю (речь идёт о случае, когда электрон первоначально имел скорость  $v$ , перпендикулярную магнитному полю), а радиус её

<sup>1)</sup> Двигаясь в вихревом электрическом поле, электроны, разумеется, могут ускоряться в том случае, когда их траектория — незамкнутая линия (например, плоская спираль). Однако, такой вариант индукционного ускорителя, как легко показать, во многих отношениях хуже варианта с круговым движением электрона.

$\rho$  зависит от величины  $v$  и от напряжённости магнитного поля  $H$  следующим образом:

$$\rho = \frac{mvc}{eH}, \quad (2)$$

где  $e$  — заряд электрона,  $m$  — его масса (в свою очередь зависящая от скорости  $v$ ). Итак, с помощью магнитного поля можно заставить электрон двигаться по замкнутому пути — по окружности. Но именно в этом и состояла, как мы видели, задача, вставшая перед конструктором индукционного ускорителя электронов. Следовательно, решение её может заключаться в том, чтобы применить в приборе выбранное надлежащим образом магнитное поле. И здесь возникла заманчивая мысль: нельзя ли тем магнитным полем, которое обязательно должно быть создано в приборе, чтобы индуцировать электрическое поле, воспользоваться также и в качестве того управляющего магнитного поля, которое будет удерживать движущиеся электроны всё время на одной и той же замкнутой круговой орбите? Напряжённость  $H$  индуцирующего магнитного поля должна непрерывно меняться во времени (иначе будет  $\frac{d\Phi}{dt} = 0$  и не будет индукции), и если бы речь шла об электроне, скорость которого неизменна, то траекторией его движения в таком поле, как показывает формула (2), была бы не окружность, а кривая с постепенно изменяющейся величиной  $\rho$ , т. е. медленно свёртывающаяся (при  $\frac{dH}{dt} > 0$ )

или развёртывающаяся (при  $\frac{dH}{dt} < 0$ ) плоская спираль. В результате электроны, совершив сравнительно небольшое число оборотов в вакуумной камере, попали бы на стенки её. Так как, однако, при своём движении в камере электрон непрерывно увеличивает скорость благодаря действию индуцированного электрического поля, он в магнитном поле будет стремиться двигаться по всё менее круто изогнутой дуге окружности. Таким образом, в случае нарастающего магнитного поля и одновременного роста скорости электрона будут проявляться факторы, действующие в противоположные стороны: один — в сторону непрерывного уменьшения радиуса орбиты, другой — в сторону непрерывного увеличения его, и эти две тенденции всегда будут в некоторой степени компенсировать друг друга. После сказанного здесь покажется уже не столь поразительным, что можно, оказывается, добиться полного уравнивания этих двух стремлений — можно подобрать такие условия, при которых электрон, находясь в нарастающем магнитном поле, будет двигаться по некоторой определённой окружности неизменного радиуса, непрерывно набирая скорость. Видероз ещё в 1927 г. показал<sup>3</sup>, какому условию должна отвечать такого рода «равновесная орбита». Мы приведём здесь простой вывод этого интересного условия.

Радиус кривизны  $\rho$  траектории электрона, движущегося в магнитном поле, определяется приводившейся выше формулой (2). Следует

иметь в виду, что в этой формуле  $H$  представляет собой напряжённость магнитного поля в том месте, где находится электрон; величина  $\rho$  совершенно не зависит, например, от того, какова напряжённость магнитного поля в центре круговой орбиты электрона.

Из формулы (2) следует, что импульс электрона  $p (= mv)$  и соответствующая этому импульсу при движении электрона в магнитном поле величина  $H\rho$  связаны соотношением:

$$p = \frac{e}{c} H\rho \quad (3)$$

(заметим кстати, что это соотношение позволяет пользоваться величиной  $H\rho$  в качестве удобной во многих случаях меры кинетической энергии электронов).

Если ставится задача, чтобы, несмотря на рост магнитного поля  $H$ , радиус траектории  $\rho$  оставался постоянным, равным, положим,  $r_0$ , то, как показывает формула (3), необходимо добиться того, чтобы импульс электрона  $p$  изменялся в точности пропорционально изменению  $H$ . Импульс же электрона определяется той силой индуцированного электрического поля, которая ускоряет электрон. В случае аксиально-симметричного магнитного поля напряжённость  $E$  индуцированного электрического поля для точек, отстоящих на расстоянии  $r_0$  от центральной оси магнитного поля, будет равна

$$E = \frac{1}{2\pi r_0 c} \frac{d\Phi}{dt}, \quad (4)$$

где  $\Phi$  — магнитный поток через всю площадь, охватываемую окружностью радиуса  $r_0$ . Таким образом, напряжённость индуцированного электрического поля в некоторой точке орбиты определяется не изменением той напряжённости магнитного поля, какая существует в этой точке, а изменением общего магнитного потока через площадь орбиты. Именно это обстоятельство и оставляет необходимую свободу при выборе нужных нам условий.

Согласно второму закону Ньютона (в релятивистском выражении)

$$\frac{dp}{dt} = eE.$$

Так как мы здесь предполагаем, что осуществлены такие условия, при которых электрон движется по окружности неизменного радиуса  $r_0$  в плоскости, перпендикулярной к магнитному полю, мы должны в это уравнение подставить то значение  $E$ , которое даётся выражением (4). Таким образом,

$$\frac{dp}{dt} = \frac{e}{2\pi r_0 c} \frac{d\Phi}{dt}.$$

Интегрируя это уравнение, мы получаем:

$$p_t - p_0 = \frac{e}{2\pi r_0 c} (\Phi_t - \Phi_0), \quad (5)$$

т. е. изменение импульса электрона за время  $t$  пропорционально изменению магнитного потока через площадь орбиты за то же время. Положим теперь, что начальное значение магнитного потока  $\Phi_0$  было подобрано в таком соответствии с начальной скоростью электрона, что выполнялось следующее соотношение:

$$p_0 = \frac{e}{2\pi r_0 c} \Phi_0 \quad (6)$$

(ниже мы рассмотрим подробнее, что означает это начальное условие). В этом случае вместо формулы (5) мы получаем:

$$p_t = \frac{e}{2\pi r_0 c} \Phi_t \quad (7)$$

Обозначим среднее значение напряжённости магнитного поля внутри окружности радиуса  $r_0$  через  $\bar{H}$ . По определению имеем

$$\bar{H} = \frac{\Phi}{\pi r_0^2}$$

и можем переписать уравнение (7) следующим образом:

$$p_t = \frac{e}{2c} \bar{H}_t r_0. \quad (8)$$

С другой стороны, мы знаем на основании формулы (3), что при условии  $\rho = r_0$  в любой момент времени  $t$  должно выполняться соотношение:

$$p_t = \frac{e}{c} H_t r_0. \quad (9)$$

Следовательно, должно иметь место следующее простое условие:

$$H_t = \frac{\bar{H}_t}{2}. \quad (10)$$

Итак, электрон будет в нарастающем магнитном поле двигаться по круговой орбите неизменного радиуса в том случае, если напряжённость магнитного поля в точках этой орбиты во всякий момент времени будет вдвое меньше средней напряжённости магнитного поля внутри орбиты; в этом случае рост скорости (точнее — импульса) электрона в индуцированном электрическом поле будет происходить всё время пропорционально росту магнитного поля в точках орбиты, так что получится  $\rho = \text{const}$ .

Очевидно, что для выполнения условия (10) необходимо создать в центральной области внутри орбиты более сильное магнитное поле, которое к периферии должно убывать. Закон убывания поля по мере удаления от центра не имеет существенного значения: во всяком аксиально-симметричном магнитном поле при достаточной интен-

сивности центральной его части будет существовать окружность (а иногда и две concentрические окружности в данной плоскости), для точек которой будет справедливо условие  $H = \frac{\bar{H}}{2}$ ; радиус этой окружности всецело определяется распределением поля.

Магнитный поток с нужным распределением интенсивности, которое будет сохраняться неизменным для любого момента времени, легко создать, например, в воздушном зазоре между полюсами электромагнита, взяв полюсные наконечники в виде тупоугольных усечённых конусов, обращённых срезанными вершинами друг к другу (разумеется, можно воспользоваться также специально подобранной комбинацией соленоидов, т. е. магнитной системой без железа.).

Мы можем рассмотреть сейчас, каков смысл начального условия (6), полученного нами выше. Как мы уже знаем, в индукционном ускорителе распределение магнитного поля должно быть таково, что для любого момента времени  $\bar{H} = \frac{\Phi}{\pi r_0^2} = 2H$ . Поэтому условие (6)

можно переписать в следующем виде:

$$p_0 = \frac{e}{c} H_0 r_0. \quad (11)$$

Но это — не что иное, как выражение (2), написанное для момента времени  $t_0$ . Таким образом, начальное условие (6) имеет весьма простой смысл: начальная интенсивность магнитного поля  $H_0$  (в точках равновесной орбиты) должна иметь такую величину, чтобы в этом поле радиус кривизны траектории электрона, приходящего на равновесную орбиту по касательной к ней со скоростью  $v_0 \left( = \frac{p_0}{m} \right)$ , был как раз равен радиусу равновесной орбиты.

Из приведённого выше вывода легко видеть, что условие  $H = \frac{\bar{H}}{2}$  является решением поставленной задачи независимо от того, каков именно закон изменения во времени производной  $\frac{d\Phi}{dt}$ , входящей в выражение (4). Необходимо лишь, чтобы за время процесса ускорения электрона знак её не менялся, иначе изменится и знак напряжённости  $E$  индуцированного электрического поля [соотношения (5) и (6) не нарушатся и в последнем случае, т. е. электрон останется на той же равновесной орбите, но он будет замедляться полем  $E$ , а не ускоряться].

Наконец, следует особо подчеркнуть, что сформулированное выше условие существования равновесной орбиты в индукционном ускорителе электронов совершенно не зависит от массы электрона. Поэтому, в отличие от того, что имеет место в случае циклотрона, работа бетатрона не нарушается и тогда, когда масса ускоряемой частицы, набравшей скорость, близкую к скорости света, увеличивается во много раз.

## УСТОЙЧИВОСТЬ ДВИЖЕНИЯ ЭЛЕКТРОНА ПО РАВНОВЕСНОЙ ОРБИТЕ

Мы показали выше, что при соблюдении определённых начальных условий электрон, выпущенный на некоторую круговую линию, существующую в неоднородном аксиально-симметричном магнитном поле, будет своё дальнейшее движение совершать вдоль этой линии. Будет ли, однако, в реальных условиях это движение по такой «равновесной орбите» устойчивым? В численном примере, приводившемся нами, было подсчитано, что за 1 000 сек. электрон должен проделать в вакуумной камере колоссальный путь протяжением около 300 км. Укажем для сравнения, что в циклотроне длина пути иона — всего порядка 100 м. Если вспомнить, что даже в условиях наилучшего технического достижимого вакуума в камере всегда останется огромное количество молекул газа, с которыми электрону часто придётся сталкиваться на своём длинном пути, то станет совершенно ясным, какое значение приобретают вопросы устойчивости движения электронов по равновесной орбите, вопросы фокусировки, т. е. длительного удержания пучка быстро движущихся электронов вблизи геометрической линии равновесной орбиты. Прибор должен быть наделён такими свойствами, чтобы всякое случайное отклонение электронов с равновесной орбиты вызывало появление достаточных сил, могущих возратить отклонившиеся электроны на эту орбиту.

Уже первые экспериментаторы, делавшие попытки построить индукционный ускоритель электронов, уделяли большое внимание вопросу об устойчивости движения электронов в приборе и пытались дать теоретический анализ этого вопроса. Рассматривался он и в теоретических работах, но весьма бегло<sup>1)</sup>. Правильное решение его впервые дано было Стеенбеком<sup>10</sup> в 1935 г. (как уже упоминалось, полученные им выводы были опубликованы — в 1937 г. — только в тексте патента). К таким же результатам, но изложенным более подробно, пришли в своей работе Керст и Сербер<sup>14</sup>. Теория указала замечательно простой и эффективный способ стабилизации движения электронов в индукционном ускорителе.

Решая задачу о фокусировке электронов в камере бетатрона, необходимо позаботиться о двух видах фокусировки. Во-первых, нужно обеспечить возвращение на равновесную орбиту тех электронов, которые отклонились от неё по направлению к центру или от центра, но не вышли из плоскости орбиты (радиальная фокусировка). Во-вторых, нужно, чтобы электроны, случайно вышедшие из плоскости орбиты вверх или вниз, возвращались снова в плоскость орбиты (аксиальная фокусировка). Обе фокусировки достигаются путём выбора

---

1) Работа В. В. Ясинского<sup>12</sup> содержит явно ошибочные выводы и утверждения. В статье Я. П. Терлецкого<sup>13а</sup> вопрос о стабильности движения электронов рассмотрен лишь вскользь.

В последнее время Терлецкий вернулся к этому вопросу и рассмотрел его подробно и в общем виде<sup>13б</sup>.

определённого распределения магнитного поля в области вблизи равновесной орбиты. Для радиальной фокусировки необходимо и достаточно, чтобы вблизи орбиты магнитное поле, как функция расстояния от оси, убывало медленнее, чем  $1/r$ .

В самом деле, положим, что вблизи орбиты закон убывания напряжённости магнитного поля описывается выражением

$$H = \frac{A}{r^n}, \quad (12)$$

и рассмотрим два случая:  $n > 1$  и  $n < 1$ . На рис. 1 кривая  $F_c$  изображает центробежную силу, возникающую при движении электрона

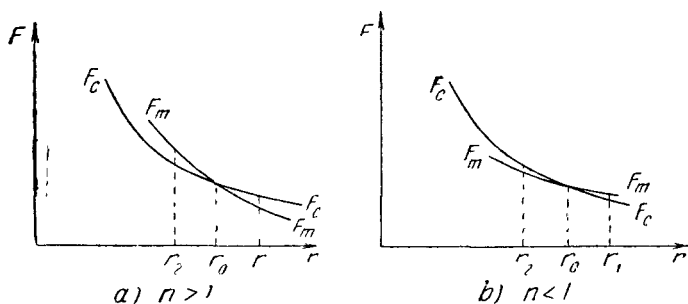


Рис. 1. Распределение интенсивности магнитного поля, необходимое для осуществления радиальной фокусировки электронов.

по круговой траектории, в функции от радиуса последней. Эта кривая — гипербола, так как центробежная сила

$$F_c = \frac{mv^2}{r}, \quad (13)$$

причём скорость электрона  $v$  безусловно можно считать величиной постоянной на протяжении, скажем, одного оборота электрона по орбите.

Вторая сила, действующая на электрон в противоположном направлении, т. е. к центру орбиты, — так называемая лоренцова сила, появление которой обусловлено действием магнитного поля на движущийся заряд. Как известно, лоренцова сила

$$F_m = \frac{e}{c} vH. \quad (14)$$

Следовательно, ход изменения  $F_m$  в функции от  $r$  при заданной скорости  $v$  всецело определяется видом зависимости  $H$  от  $r$ . Кривые на рис. 1 (а и б) изображают  $F_m$  для случая  $H = \frac{A}{r^n}$  соответственно при  $n > 1$  и при  $n < 1$ . Радиус орбиты электрона, по которой он реально будет двигаться, определяется из условия, что лоренцова и центробежная силы уравниваются друг друга [из этого условия и получается использованное нами выше выражение (2) для радиуса кривизны

траектории электрона при движении его в магнитном поле]. Так как в нашем случае электрон движется по равновесной орбите, то, следовательно, абсцисса точки пересечения кривых  $F_c$  и  $F_m$  на рис. 1 есть не что иное, как  $r_0$  — радиус равновесной орбиты. Положим, что электрон случайно отклонился от равновесной орбиты и попал в точку, отстоящую от центра на расстоянии  $r_1 > r_0$ . Тогда, как легко видеть из рис. 1, в случае  $a$  центробежная сила окажется превышающей лоренцову силу, и в результате электрон будет ещё дальше смещаться в сторону больших  $r$ , т. е. не вернётся больше на равновесную орбиту. Наоборот, в случае  $b$  мы получаем при  $r_1 > r_0$   $F_m > F_c$ , так что лоренцова сила будет возвращать электрон по направлению к равновесной орбите. Аналогичные обстоятельства имеют место и в том случае, когда электрон, сбившись с равновесной орбиты, попадёт в точку, отстоящую от центра на расстоянии

$r_2 < r_0$ : в случае  $a$  он не возвратится более на равновесную орбиту, в случае  $b$  — возвратится на неё.

Приведённые выше графические аргументы, разумеется, не являются строгим выводом и даны лишь ради их наглядности. Однако, и точный вывод приводит к тому же результату: для осуществления радиальной фокусировки в бетатроне необходимо, чтобы в точках равновесной орбиты и в области, близкой к

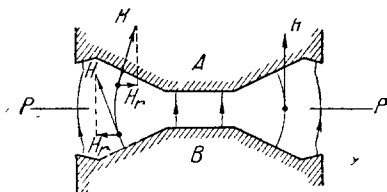


Рис. 2. Происхождение магнитных сил, осуществляющих аксиальную фокусировку электронов.

$A, B$  — разрез полюсных наконечников электромагнита.

ней, показатель степени  $n$  [в выражении (12)] был меньше единицы.

Теория показывает, что в этом случае всякий (не чрезмерно сильный) толчок, сбивающий электрон с равновесной орбиты, приводит лишь к тому, что на основное движение электрона по орбите накладывается колебательное движение его около линии орбиты, довольно быстро затухающее, так что в дальнейшем электрон продолжает попрежнему двигаться по орбите.

Что касается аксиальной фокусировки, то она автоматически обеспечивается тем, что в бетатроне магнитное поле в центре сильнее, чем на периферии. Вследствие этого магнитные силовые линии выгибаются в направлении от центра («бочкообразность поля»), так что между полюсами электромагнита существует только одна плоскость — медианная плоскость  $P$  (рис. 2), в точках которой магнитное поле не имеет радиальной составляющей. В этой плоскости и будет находиться траектория движения электрона (равновесная орбита), так как легко видеть, что если электрон окажется выше этой плоскости, то радиальная составляющая магнитного поля ( $H_r$  на рис. 2) вызовет появление лоренцовой силы, направленной к медианной плоскости, а если электрон окажется ниже её, то лоренцова сила будет направлена вверх, т. е. опять-таки к этой плоскости



(заметим, что подобная же аксиальная фокусировка осуществляется и в циклотроне по отношению к пучку ускоряемых ионов).

Наличие аксиально фокусирующих свойств в неоднородном магнитном поле также приводит — в случае смещения электрона с плоскости  $P$  — к появлению колебательного затухающего движения (но уже в вертикальном направлении), которое накладывается на основное движение электрона по орбите. В работе Керста и Сербера<sup>14</sup> вычислены основные параметры радиальных и аксиальных колебаний — их амплитуда, период и затухание — и показано, от каких условий зависят эти величины.

### ПРЕРЫВИСТЫЙ ХАРАКТЕР РАБОТЫ БЕТАТРОНА

Процесс увеличения скорости электронов в бетатроне длится до тех пор, пока существует направленное в нужную сторону индуцированное электрическое поле  $E$  или, другими словами, пока продолжается нарастание магнитного потока  $\Phi$  (так как напряжённость поля  $E$  пропорциональна  $\frac{d\Phi}{dt}$ ). Ясно, что это нарастание не может длиться безгранично долго, так как для каждой магнитной цепи существует определённый технически достижимый предел величины потока  $\Phi$ . Дойдя до этого предела, приходится остановить нарастание потока и, следовательно, прекратить ускорение электронов. Не угрожает ли это обстоятельство тем, что за ограниченное время электрон не успеет набрать желательную скорость? Отнюдь нет. Действительно, рассмотрим, чем определяется энергия электрона, полученная им за счёт силы индуцированного электрического поля в бетатроне. В этом приборе, как мы знаем, созданы такие условия, что электрон всё время находится на круговой орбите, совершая на ней оборот за оборотом. Используя формулу (9), мы можем для любого момента времени  $t$  определить импульс электрона. Эта формула показывает, что импульс электрона не зависит непосредственно от длительности ускорения и в конечном счёте определяется тем значением, до которого доведена к данному моменту напряжённость магнитного поля  $H_t$  на орбите, а также конструкцией полюсных наконечников электромагнита, поскольку их размерами и формой однозначно задаётся радиус равновесной орбиты  $r_0$ .

Вряд ли в каком-либо из применений бетатрона может оказаться существенным, что в процессе ускорения электронов неизбежны прерывы. Они лишь приводят к тому, что от бетатрона можно получать быстрые электроны только отдельными, прерывистыми порциями. Можно представить себе две разновидности режима работы бетатрона: либо процесс роста магнитного потока от  $\Phi_0$  до  $\Phi_t$  осуществляется однократно и соответственно получается одна отдельная порция ускоренных электронов, либо же этот процесс повторяется многократно один за другим, и соответственно одна за другой возникают порции быстрых электронов. Режим первого типа применял в своей

установке Видероз. Режим второго типа наиболее просто и рационально осуществляется путём питания обмоток электромагнита ускорителя переменным током, что и сделал Керст в своём бетатроне. При этом магнитный поток между полюсами электромагнита со временем меняется по синусоиде. Следовательно, на протяжении каждого периода существует два таких отрезка времени, в течение которых магнитное поле нарастает (по абсолютной величине), так что в это время можно осуществить индукционное ускорение электронов: это имеет место в первой и в третьей четверти каждого периода (участки  $AB$  и  $CD$  на рис. 3). Направления магнитного поля в течение этих двух отрезков времени противоположны друг другу; поэтому, если в первой

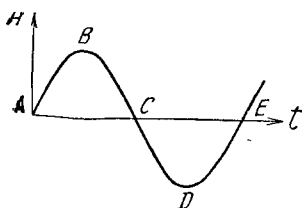


Рис. 3. Напряжённость магнитного поля в бетатроне, как функция времени.

четверти электроны ускорялись, совершая свои обороты вокруг оси прибора, например, по часовой стрелке, то в третьей четверти периода они будут ускоряться, двигаясь по своей орбите против часовой стрелки. Вторая и четвёртая четверти каждого периода (участки  $BC$  и  $DE$  на рис. 3) являются нерабочим временем бетатрона, так как в это время магнитное поле убывает и электроны могут только тормозиться в соответствующем индуцированном электрическом поле.

В популярно-технической литературе о новом генераторе быстрых частиц нередко встречается ошибочное утверждение, будто бетатрон — разновидность циклотрона, приспособленная для ускорения электронов. Всё изложенное выше показывает, что бетатрон по существу не имеет ничего общего с циклотроном и основан на совершенно другом принципе. Индукционное ускорение нельзя даже назвать многократным, так как электроны в индуцированном поле ускоряются непрерывно от начальной до максимальной скорости.

#### ПРЕДШЕСТВЕННИКИ КЕРСТА

Идея об использовании вихревого поля для ускорения заряженных частиц, повидимому, впервые была предложена Слепяном. В 1922 г. он запатентовал в США конструкцию рентгеновской трубки<sup>15</sup>, в которой электроны ускоряются в индуцированном электрическом поле, двигаясь в нарастающем магнитном поле по спиральному пути. Попыток экспериментального осуществления этой трубки Слепян, повидимому, не делал.

Инженер Видероз в диссертации, представленной в конце 1927 г., изложил теоретический расчёт предложенной им схемы индукционного ускорителя электронов, а также результаты своей экспериментальной работы с установкой такого рода<sup>3</sup>. Видероз впервые теоретически получил чрезвычайно важный результат о возможности движения электрона в нарастающем магнитном поле по окружности неизменного радиуса.

Брейт, Даль и Тью<sup>16</sup> в 1927—1928 гг. построили установку для индукционного ускорения электронов. В ней использовалось очень быстро нарастающее магнитное поле, доходившее до своей максимальной величины (30.000 эрстед) за  $10^{-5}$  сек. Электроны должны были двигаться по спиральному пути и попадать на расположенную в центре мишень. Их максимальная энергия по расчёту равнялась 1,5—2 MeV. В приборе удалось получить жёсткое рентгеновское излучение, но интенсивность его была крайне мала.

Физик Уолтон, работавший в Кембридже в лаборатории Рёзерфорда, опубликовал в 1929 г. результаты своей работы<sup>17</sup>, в которой он пытался осуществить ускорение электронов «с помощью непрямого метода, предложенного Рёзерфордом», а именно — с помощью индукционного метода (работа Видероэ цитируется в конце статьи Уолтона, но, повидимому, Рёзерфорд предложил идею метода независимо от Видероэ). В установке Уолтона вихревое поле создавалось внутри соленоида, на который разряжался конденсатор. Для этого случая Уолтон приводит теоретический расчёт условий, необходимых для осуществления кругового движения электронов; он приходит к тому же результату, который был найден Видероэ. В этой установке электроны должны были, согласно расчёту, ускоряться до 540 KeV. На опыте, однако, ускорение электронов не удалось обнаружить.

Рюденберг и Стеенбек<sup>18</sup> в 1933 г. предложили схему устройства рентгеновской трубки с ускорением электронов в вихревом поле. Электроны должны двигаться по спиральному пути и в конце цикла ускорения попадают на мишень, расположенную в центре. Существенным усовершенствованием по сравнению с аналогичными более ранними предложениями является применение магнитного поля, убывающего от центра к периферии, с целью получения аксиальной фокусировки электронов. Впрочем, эта идея не являлась новой, так как в это время уже было известно, что таким способом осуществляется аксиальная фокусировка ионного пучка в циклотроне.

В 1935 г. Стеенбек подробнее рассмотрел теорию работы индукционного ускорителя и, руководствуясь полученными выводами, построил в 1935—1936 гг. экспериментальную установку для индукционного ускорения электронов. Эта установка имеет очень много общего с бетатроном Керста. В ней удалось получить электроны с энергией в 1,8 MeV, но интенсивность пучка была крайне незначительной, и дальнейшие работы были оставлены<sup>19</sup>.

А. Бауэрс в своей монографии о сверхвысоких электрических напряжениях, изданной в 1939 г., предлагает оригинальную схему установки для индукционного ускорения электронов<sup>20</sup>. К этой схеме индукционного ускорителя, возможно, ещё обратятся в будущем конструкторы новых моделей бетатрона, так как она обладает некоторыми благоприятными особенностями.

Отметим, наконец, что и в установке Кельмана, Корсунского и Ланге<sup>7</sup> в качестве одного из возможных методов ускорения электронов предполагался индукционный метод.

Из работ, более поздних, следует назвать работу Я. П. Терлецкого. В его теоретической статье<sup>13а</sup>, написанной в 1940 г., рассмотрен частный случай индукционного ускорителя, а именно — ускоритель со строго параллельным магнитным полем. В вопросе об условиях существования равновесной орбиты электронов в вихревом поле автор получил, конечно, тот же результат, что и Видероз. (Отметим, кстати, что замечание автора, будто расчёт Видероз сделан неточно и не релятивистски, является необоснованным.) Вариант ускорителя с использованием параллельного магнитного поля нельзя считать удачным, так как в нём отсутствует аксиальная фокусировка электронов.

Все перечисленные попытки практического осуществления индукционного ускорителя электронов были безуспешными. Одна из них, а именно — работа Видероз — имеет, однако, большой исторический интерес, и мы приведём некоторые данные об его опытах. Ознакомление с установкой Видероз даёт наглядное представление о том, каким шагом вперёд является бетатрон по сравнению с уровнем 1927 г.

Для электромагнита своей установки Видероз использовал сердечник мощного трансформатора. Обмотка электромагнита состояла из 16 катушек по 480 витков проволоки диаметром 1 мм, причём все катушки были соединены параллельно.

В воздушном зазоре электромагнита помещается вакуумная камера прибора. В связи с тем, что воздушный зазор выгоднее делать возможно более узким (чтобы заданную величину магнитного потока получить с наименьшим количеством ампер-витков), желательно, чтобы камера в центральной части, где магнитное поле должно быть наиболее сильным, имела минимальную толщину. Выполняя это условие, Видероз придал своей камере вид бублика: центральная её часть вовсе изъята (эта область, находясь внутри круговой орбиты электронов, всё равно является нерабочим пространством камеры), и в отверстие бублика вводятся выступы полюсных наконечников электромагнита. Сечение последних можно видеть на рис. 4, где схематически показана вся установка Видероз. Камера сделана из стеклянной трубки диаметром 15 мм; наружный диаметр тороида равен 160 мм. Диффузионный насос поддерживает в камере высокий вакуум порядка  $10^{-6}$  мм Hg.

Источник электронов — электронная пушка — помещён в отдельный отросток камеры на довольно большом расстоянии от местоположения равновесной орбиты электронов. С помощью системы вспомогательных соленоидов и откидного экрана, покрытого люминесцирующим веществом (сернистым цинком), пучок электронов из пушки может быть сфокусирован так, чтобы он попадал в камеру по касательной к окружности равновесной орбиты.

Путём подбора ширины воздушных зазоров  $\delta_1$  и  $\delta_2$  (рис. 4) Видероз добился того, что условие  $\bar{H} = 2H$  выполнялось в его установке для окружности диаметром 14,5 см. Другими словами, Видероз задал радиус равновесной орбиты  $r_0$  равным 7,25 см.

Дальнейший этап предварительной юстировки прибора — установление правильных начальных условий, т. е. выполнение соотношения (11), полученного нами выше.

Начальная скорость электрона  $v_0$  известна, поскольку известен потенциал на аноде электронной пушки (он составлял около 20 kV). Нужное значение начального магнитного потока задавалось с помощью реостата  $R$  (рис. 4), причём обмотка электромагнита питалась постоянным током при напряжении в 500 V.

Работа установки должна была, как предполагал Видероз, протекать следующим образом. После включения магнитного поля (поток  $\Phi_0$ ) включается заранее отрегулированная электронная пушка, доставляющая электроны на равновесную орбиту. Попадая в постоянное во времени магнитное поле надлежащей величины, электроны двигаются в вакуумной камере по окружности

радиуса  $r_0$ , описывая на ней оборот за оборотом с постоянной скоростью (пока не утратится в заметной степени их начальная кинетическая энергия — в результате столкновений с молекулами газа в камере). Вскоре после впуска пучка в камеру включается рубильник  $E$  (рис. 4). Ток в обмотке электромагнита при этом быстро возрастает, так что уже через несколько десятых долей секунды плавают предохранители  $G$ , и ток выключается. За это время магнитный поток возрастает от  $\Phi_0$  до некоторого  $\Phi_1$ , а электроны, равномерно двигавшиеся по орбите, за это же время, продолжая двигаться по той же орбите (ибо выполнено условие  $\vec{H} = 2H$ ), ускоряются за счёт сил индуцированного электрического поля до соответствующего значения импульса  $p_1$  (по расчёту Видероз — до энергии  $\sim 6$  MeV).

Рубильник  $E$  сочленён с другим рубильником ( $F$ ) таким образом, что цепь  $F$  замыкается через 0,1 сек. после замыкания цепи  $E$ . Включённая в цепь  $F$  катушка  $D$  даёт добавочное магнитное поле, заставляющее электроны уйти с равновесной орбиты и попасть на наружные стенки камеры. Последние покрыты изнутри сернистым цинком, и свечение его под ударами быстрых электронов позволило бы, по замыслу Видероз, установить факт получения электронов с ожидаемой большой кинетической энергией.

Опыты Видероз не увенчались и не могли увенчаться успехом. Очевидно, прежде всего, что порочна идея доставки электронов на орбиту из далекого источника. Траектория электронов в постоянном магнитном поле не может иметь вид отрезка прямой, переходящего затем в замкнутую окружность. В действительности при таких усло-

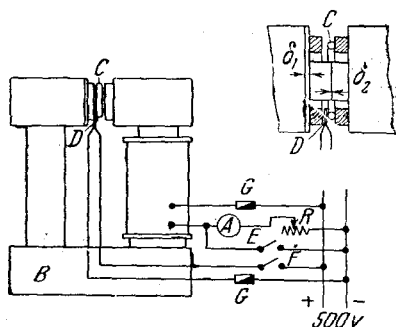


Рис. 4. Схема устройства установки Видероз.

$B$  — электромагнит,  $C$  — вакуумная камера,  $D$  — плоская проволочная катушка.

виях траекторией будет симметричная петля, так что электроны, совершив примерно один оборот вокруг центра камеры, обязательно попадут на стенки её. Второй грубой ошибкой Видероз было его предположение, будто электроны с энергией в 20 keV могут длительно (например, 1 сек. или больше) обращаться в камере по окружности неизменного радиуса, когда магнитное поле во времени постоянно (первый этап опыта). Легко подсчитать, что при вакууме порядка  $10^{-6}$  мм Нг такие электроны полностью израсходуют всю энергию на ионизацию молекул газа уже за малые доли секунды. Наконец, даже если бы это обстоятельство было учтено, Видероз не мог бы добиться того, чтобы электроны действительно двигались по окружности, описывая на ней многократно один оборот за другим; в своём теоретическом анализе проблемы индукционного ускорения электронов Видероз не нашёл решения вопроса о необходимых условиях стабильности движения электронов по равновесной орбите, а не зная этих условий, не позаботился о нужной форме полюсных наконечников электромагнита. Характерны следующие слова статьи Видероз, заканчивающие разбор возможных путей стабилизации движения электронов на орбите. «Во всяком случае все дальнейшие исследования... должны быть посвящены проблеме стабилизации».

### ПЕРВЫЙ БЕТАТРОН КЕРСТА

Свой первый прибор Керст монтировал в Иллинойском университете около года и закончил сборку его 15 июля 1940 г. Этот прибор был рассчитан на ускорение электронов приблизительно до 2 MeV. Он имеет весьма небольшие размеры и свободно уместается на столе, как видно из рис. 5. На рис. 6 показаны форма и размеры сердечника электромагнита.

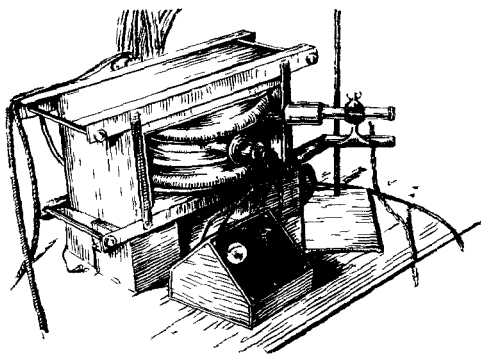


Рис. 5. Общий вид первого бетатрона.

Обмотка последнего питается переменным током. Поэтому весь сердечник во избежание больших потерь на токи Фуко должен быть не сплошным; он собран, подобно сердечникам трансформаторов, из большого числа тонких пластинок кремнистой стали («трансформаторного железа»). Особенно тщательно собраны из радиально расположенных пластин полюсные наконечники; это обеспечивает совершенную аксиальную симметрию магнитного поля в воздушном зазоре.

Ускорительная вакуумная камера прибора представляет собой стеклянный бублик, сечение которого, соответствующее форме полюсных

наконечников электромагнита, изображено на рис. 6. Внешний диаметр камеры равен всего 20 см. С помощью химического серебрения внутренняя поверхность камеры покрыта тонким слоем серебра; слой этот заземляется, и это предохраняет от накопления статического заряда на поверхности стекла<sup>1)</sup>.

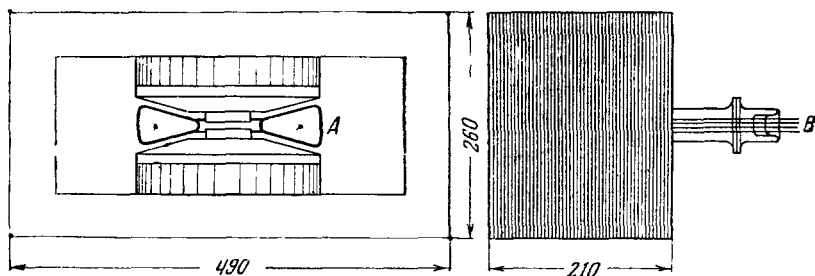


Рис. 6. Размеры электромагнита первого бетатрона.

А — вакуумная камера (в разрезе), В — вводы к электродам электронной пушки.

Форма полюсных наконечников электромагнита обеспечивает такое распределение магнитного поля, при котором радиус равновесной орбиты  $r_0$  равен 7,5 см (рис. 7). Для характеристики исключительной эффективности метода магнитной фокусировки пучка в камере бетатрона укажем, что прибор ещё может нормально функционировать при столь невысоком вакууме, как  $2 \cdot 10^{-5}$  мм Нг<sup>2)</sup>.

Обмотка электромагнита питается от небольшого генератора, мощностью  $\sim 4$  kW, дающего переменный ток с частотой 600 Hz и эффективным напряжением около 80 V. Вследствие большой самоиндукции обмотки электромагнита непосредственное питание её переменным током связано с чрезвычайно низким значением  $\cos \varphi$  и было бы крайне невыгодным. Поэтому Керст применяет резонансную схему питания обмотки, изображённую на рис. 8. Ёмкость батарей конденсаторов подбирается таким

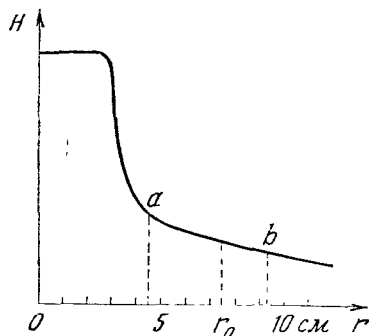


Рис. 7. Распределение напряжённости магнитного поля в первом бетатроне, как функция расстояния от центральной оси.

$r_0$  — радиус равновесной орбиты; на участке  $ab$  поле убывает по закону  $r^{-3}$ .

<sup>1)</sup> Камеру бетатрона нельзя делать из металла или вообще из проводящего материала, так как в этом случае она представляла бы собой замкнутую обмотку трансформатора, компенсирующую тот магнитный поток, который должен дать индуцированное электрическое поле.

<sup>2)</sup> В этом приборе, как и в последующих моделях, камера работает на постоянной откачке, т. е. при установке имеется система вакуумных насосов.

образом, чтобы собственная частота полученного колебательного контура равнялась частоте питающего тока (600 Hz).

Для работы бетатрона численное значение частоты питающего тока не играет существенной роли. Мы уже указывали, что конечная энергия электронов, ускоренных в бетатроне, не зависит от длительности процесса ускорения. При повышении частоты уменьшается длительность ускорения (так как она равна  $1/4$  периода), и уменьшается, стало быть, общее число оборотов электрона в камере за время ускорения, но зато соответственно увеличивается тот прирост энергии, который электрон получает за один оборот (так как эта величина пропорциональна  $\frac{dH}{dt}$ ). В результате и получается независимость конечной энергии электронов от частоты питающего тока. Имеется, однако, ряд соображений, делающих желательным применение воз-

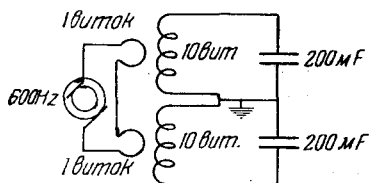


Рис. 8. Резонансная схема питания обмоток электромагнита бетатрона.

можно большей частоты, т. е. меньшей длительности рабочего такта бетатрона. Например, при меньшей общей длине пути электрона в камере уменьшается число столкновений с молекулами газа. С другой стороны, приходится брать не слишком высокие частоты, так как с ростом частоты сильно возрастают потери — главным образом, в железе — и, сле-

довательно, затрудняется задача охлаждения магнита. Характерно, что, начав с 600 Hz, Керст в более крупных моделях прибора перешёл на более низкие частоты питающего тока.

Источником электронов, подлежащих ускорению, служит миниатюрная электронная пушка, расположенная снаружи равновесной орбиты, на расстоянии 9 см от её центра. Фокусирующие электроды пушки устроены таким образом, что она посылает в камеру два лентообразных пучка электронов, направленных в противоположные стороны. Электроны из одного пучка ускоряются в течение первой четверти каждого периода, а электроны из второго пучка — в течение третьей четверти. Об этой возможности мы уже упоминали раньше. Напряжение на аноде электронной пушки, определяющее входную скорость электронов  $v_0$ , равно примерно 600 V. Заметим, что это — наибольшее из напряжений, которые подводятся к прибору, генерирующему электроны с энергией более 2 MeV!

Выполнение условия  $n < 1$  (о котором мы говорили выше; см., например, рис. 1), сообщая магнитному полю вблизи орбиты фокусирующие свойства и обеспечивая тем самым стабильность движения электронов по равновесной орбите, позволяет удачно решить ещё один весьма существенный для работы бетатрона вопрос — вопрос о впуске электронов, о доставке их на равновесную орбиту. В этой проблеме содержатся две задачи. Прежде всего, необходимо решить, в каком месте вакуумной камеры поместить электронную пушку. Оче-



видно, невозможно расположить её на самой равновесной орбите, ибо в таком случае электроны после первого же оборота будут наталкиваться на пушку и дальнейшего их ускорения не будет. Следовательно, пушка должна помещаться либо снаружи, либо внутри равновесной орбиты. Но будут ли в таком случае электроны, вылетая из пушки, двигаться так, чтобы в конце концов попасть на равновесную орбиту? Теоретический анализ показывает, что это будет иметь место, если создано такое распределение магнитного поля вблизи орбиты, при котором выполняется условие  $n < 1$ . В этом случае электроны, выходящие из пушки в надлежащий отрезок времени и с надлежащим направлением начальной скорости (подробнее мы скажем об этом ниже), будут двигаться по сложной траектории в виде пульсирующей плоской спирали, асимптотически сближающейся с равновесной орбитой. Эта траектория — результат сложения затухающего колебательного движения электрона около линии равновесной орбиты с его круговым движением вокруг оси камеры. Через некоторое время электрон попадает на равновесную орбиту и в дальнейшем по ней и движется («захватывается орбитой»). На рис. 9 схематически показан примерный вид траектории электрона в первое время после вылета его из пушки [этот рисунок относится к определённому значению  $n$  ( $n = 3/4$ ) и к определённым начальным условиям].

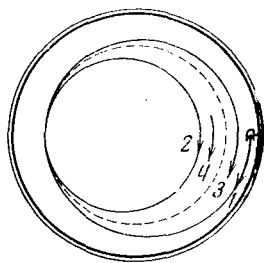


Рис. 9. Вид начального участка траектории электрона. Пунктиром показана равновесная орбита.

Вторая часть проблемы впуска электронов заключается в следующем: как обеспечить в бетатроне выполнение начального условия (11), которое мы получили выше? Электромагнит бетатрона питается переменным током; следовательно, магнитное поле непрерывно изменяется, и поэтому начальное условие:

$$mv_0 = p_0 = \frac{e}{c} H_0 r_0$$

выполняется точно лишь для некоторого бесконечно малого промежутка времени, в течение которого  $H$  проходит через фиксированное значение  $H_0$ . Можно было бы думать поэтому, что прибор практически вообще не будет работать при таких условиях. Но и здесь фокусирующие свойства магнитного поля в бетатроне позволяют выйти из затруднения. Наличие их значительно смягчает начальное условие (11): существует не одно значение, равное  $H_0$ , а целая область значений напряжённости магнитного поля на орбите, при которых электроны с фиксированной входной скоростью  $v_0$  ещё фокусируются магнитным полем прибора и доставляются на равновесную орбиту. Другими словами, электроны из пушки могут попадать на равновесную орбиту в течение отрезка времени конечной длительности. Обратимся для пояснения к рис. 10. В тот момент, когда синусоидально меняющееся

магнитное поле проходит через значение  $H=0$ , электроны из пушки будут двигаться прямолинейно и ударяться в стенки камеры (линия  $a$  на рис. 10). В некоторый следующий момент напряжён-

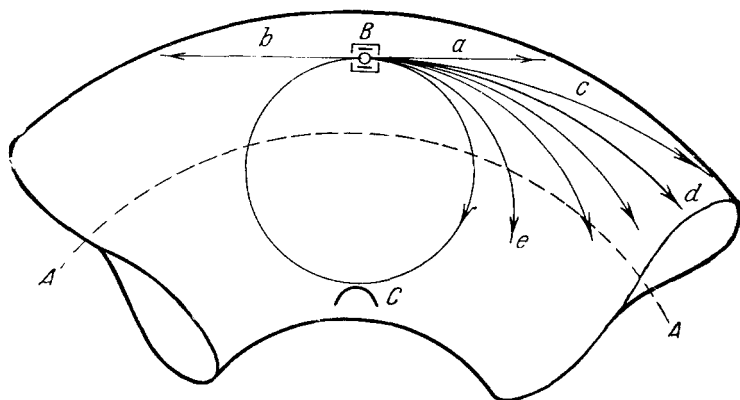


Рис. 10. Пути электронов, вылетающих из пушки в разные моменты времени. AA — равновесная орбита, B — электронная пушка, C — мишень.

ность магнитного поля будет уже отличной от нуля, хотя и малой, и электроны, вышедшие в этот момент из пушки, под действием этого поля полетят по криволинейной траектории  $c$ , но также ударятся в стенку камеры. Наконец, настанет такой момент, когда

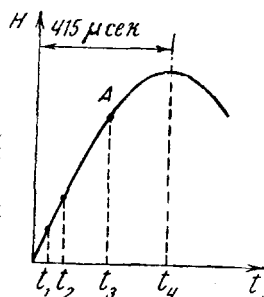


Рис. 11. Существенные моменты времени на протяжении рабочего такта бетатрона.

в течение некоторого малого отрезка времени — в течение «рабочего интервала впуска» — напряжённость магнитного поля будет такова, что электроны, влетающие в это время в камеру, не будут достигать стенки (траектория  $d$ ), пойдут по спиральному пути, попадут на равновесную орбиту и будут участвовать в процессе ускорения.

В следующие моменты времени возросшее ещё больше магнитное поле начнёт уже слишком сильно загибать траектории электронов, как показано, например, линией  $e$ . Такие электроны также будут ударяться о стенки камеры или об электроды пушки и таким образом «выходить из игры». Приведём некоторые цифры. Весь отрезок времени от

момента, когда напряжённость магнитного поля равна нулю, до момента, когда она достигает максимальной величины, длится, очевидно, одну четверть периода, что при частоте в 600 Hz составляет  $1/2400$  сек. или 415  $\mu$  сек. (см. рис. 11). Рабочий интервал впуска длится от момента  $t_1=0,9$   $\mu$  сек. до момента  $t_2=1,6$   $\mu$  сек., т. е. всего около  $0,2\frac{0}{10}$  общей длительности рабочего такта бетатрона!

Нужно, таким образом, иметь в виду, что в этой модели прибора на орбиту может быть доставлена для дальнейшего ускорения всякий раз лишь сравнительно очень небольшая порция электронов.

Теперь мы подошли к проблеме вывода электронов. Электрон в надлежащее время вылетел из пушки в камеру, попал на равновесную орбиту и двигался по ней в течение четверти периода, т. е. 415  $\mu$  сек., непрерывно ускоряясь; совершив за это время примерно 260 000 оборотов и пройдя путь общим протяжением около 125 км, он набрал максимальную для данного прибора скорость, определяемую величиной радиуса равновесной орбиты и максимальным значением напряжённости магнитного поля на орбите. Теперь необходимо увести этот электрон с равновесной орбиты и тем или иным способом использовать, так как после момента, когда магнитное поле достигло максимума и дальше начинает убывать, бессмысленно держать электрон на орбите: индуцированное электрическое поле в это время направлено уже в противоположную сторону, и электрон начнёт в нём замедляться, теряя накопленную скорость.

Так как речь идёт об очень кратковременных процессах, то совершенно очевидно, что вывод ускоренных электронов с орбиты должен быть сделан автоматическим. В приборе Керста эта задача решена также весьма остроумно. Ускоренные электроны не выводятся наружу, а используются внутри камеры: они направляются к небольшой вольфрамовой пластинке (С, рис. 10), которая служит мишенью или антикатодом. Ударяясь о мишень, быстрые электроны тормозятся в ней, в результате чего возникает рентгеновское излучение, как в обычных рентгеновских трубках. Бомбардируемая электронами прерывисто и поочередно с двух сторон (в конце 1-й и в конце 3-й четверти каждого периода) мишень испускает рентгеновские лучи поочередно в двух противоположных направлениях, с частотой 1200 очень коротких импульсов в 1 сек. Таким образом, окончательной продукцией прибора является свободно проходящий наружу сквозь стенки вакуумной камеры прерывистый пучок жёстких рентгеновских лучей.

Как же, однако, заставить ускоренные электроны в нужный момент сойти с равновесной орбиты и попасть на мишень? Для этого, очевидно, необходимо нарушить прежнее распределение магнитного поля и тем сместить равновесную орбиту в нужную сторону, в данном случае — в сторону резкого уменьшения её радиуса. Электроны в этот момент сойдут с прежней орбиты и по быстро сокращающейся спирали будут стремиться к новой равновесной орбите: двигаясь по спирали, они заденут мишень и дадут начало рентгеновскому излучению. Керст осуществляет автоматически синхронизированные изменения радиуса равновесной орбиты следующим образом. К центральной части каждого из полюсных наконечников электромагнита прикреплён диск диаметром 50 мм, сделанный из прессованной железной пыли, сцементированной жидким стеклом. Магнитные свойства этого материала таковы, что в этих дисках магнитное насыщение достигается при гораздо меньших значениях напряжённости магнит-

ного поля, чем в остальных частях сердечника. Когда в конце четверти периода напряжённость магнитного поля подходит к максимуму, поле в центре делается по сравнению с полем на периферии более слабым, чем прежде; при этом новым пространственным распределении интенсивности магнитного поля радиус равновесной орбиты уменьшается, что обеспечивает попадание электронов на мишень.

По расчёту электроны в первом бетатроне Керста должны ускоряться до энергии в 2,3 MeV (это определяется тем, что максимальная напряжённость на линии орбиты составляет 1250 эрстед и радиус орбиты равен 7,5 см). Керст исследовал поглощение в свинце рентгеновских лучей, испускаемых мишенью, и эти измерения подтвердили расчётную цифру достигаемой электронами скорости. Это — прямое доказательство того, что прибор действительно работает и сообщает электронам ту энергию, на которую он был рассчитан.

В полном соответствии с теорией рентгеновского излучения при релятивистских скоростях электронов излучение из мишени бетатрона оказалось обладающим резкой пространственной асимметрией: большая часть рентгеновских квантов излучается в том направлении, в каком летели к мишени электроны, и очень мало квантов излучается в перпендикулярных к этому направлениях. Наличие резко локализованного, направленного пучка рентгеновских лучей — очень ценная особенность бетатрона. Пучок рентгеновских лучей из мишени первого бетатрона Керста в оптимальном направлении был по интенсивности эквивалентен  $\gamma$ -излучению от 1 г радия.

Резюмируя, мы можем сказать, что описанная нами модель бетатрона в сущности представляет собой чрезвычайно изящную конструкцию высоковольтной (но маломощной) рентгеновской трубки. Вместо постройки громоздкого повышающего трансформатора со вторичной обмоткой из 260 000 витков, который мог бы дать переменное напряжение в 2,3 MV, а также постройки выпрямителя и вакуумной рентгеновской трубки на такое напряжение, — создан компактный прибор, в котором соединены в одно целое повышающий трансформатор, выпрямитель и ускорительная трубка, причём роль вторичной обмотки трансформатора играет сам электронный лучок, описывающий по одной и той же линии необходимые 260 000 оборотов. Ещё Видероз образно назвал свой индукционный ускоритель электронов лучевым трансформатором (Strahlentransformator).

#### ПОСЛЕДУЮЩИЕ МОДЕЛИ БЕТАТРОНА

Добившись прекрасных результатов с первым своим прибором, Керст сразу же задумал создать большую установку для генерирования электронов с энергией в 100 MeV. Фирма «Дженерал электрик» согласилась предоставить конструкторский и производственный аппарат своих исследовательских лабораторий (г. Скенектеди) для сооружения такой установки. В качестве промежуточной ступени решено

было сконструировать под руководством Керста бетатрон на 20 MeV<sup>21</sup>. Постройка этой установки была закончена в 1941 г.<sup>1)</sup>

Второй бетатрон имеет уже довольно солидные размеры, хотя конечно, они гораздо меньше, чем у циклотрона, способного дать протоны той же энергии. Общий вид бетатрона на 20 MeV представлен на рис. 12. Вес установки составляет около 3,5 т. Электромагнит имеет в длину 1,5 м, в ширину 0,5 м и в высоту 0,9 м. Полусные наконечники имеют диаметр 480 мм; приблизительно таков же и наружный диаметр стеклянной вакуумной камеры. В этом бетатроне радиус равновесной орбиты равен 19 см. В каждом цикле ускорения электроны совершают около 350 000 оборотов, проходя путь длиной в 420 км.

В первые месяцы работы второго бетатрона были получены электроны с энергией в 13 MeV, а к концу 1941 г. удалось получить полное расчётное ускорение, т. е. ускорение электронов до 20 MeV. Скорость электрона, соответствующая такой энергии, меньше скорости света всего на  $0,03\%$ ! Это, несомненно, наибольшая скорость, когда-либо полученная человеком. Более того, рентгеновские кванты, возникающие при ударе таких электронов о мишень, по своей энергии ( $E_{\text{max}} = 20 \text{ MeV}$ ) превышают наиболее жёсткие  $\gamma$ -кванты, известные и использованные в экспериментальной практике ядерной физики, а именно —  $\gamma$ -лучи с энергией 17 MeV, возникающие при облучении лития протонами. По ионизирующему действию резко направленный пучок рентгеновского излучения из мишени бетатрона эквивалентен более чем 1 кг радия. Быть может, не лишним будет напомнить, что годовая добыча радия во всём мире меньше этого количества. Можно привести ещё следующую цифру: интенсивность рентгеновского излучения в пучке (при энергии электронов в 20 MeV), измеренная с помощью толстостенной ионизационной камеры, составляет 50 рентген в минуту на расстоянии в 70 см от мишени.

Направленность пучка рентгеновских лучей от бетатрона характеризуется тем, что они производят фотографический эффект только в пределах конуса с углом при вершине в  $6^\circ$ .

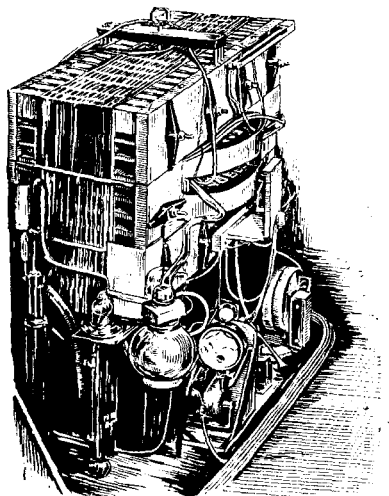


Рис. 12. Общий вид бетатрона, генерирующего электроны с энергией в 20 MeV.

<sup>1)</sup> Появившееся в этот период название новой установки — «реотрон» — вскоре было заменено гораздо более удачным нынешним её названием.

В бетатроне на 20 MeV сделан ряд технических нововведений по сравнению с первой моделью. Пушка в этом бетатроне посылает в камеру пучок электронов только в одном направлении. Таким образом, только одна четверть периода, а не две, является рабочим тактом прибора. Мишенью служит тыльная сторона пушки, так что, в отличие от первого бетатрона, мишень находится снаружи орбиты, и в конце процесса ускорения электронов радиус равновесной орбиты должен быть не уменьшен, а увеличен. Способ резкого изменения радиуса орбиты в этой установке несколько изменен. Увеличение радиуса (расширение орбиты) в надлежащие моменты времени достигается с помощью синхронизированного пропуска импульсов тока через специальную обмотку, расположенную в пазах на поверхности полюсных наконечников. Ламповая радиотехническая схема, индуктивно связанная с магнитным полем бетатрона, посылает импульс тока в эту «расширительную обмотку» в любой желаемый момент первой четверти каждого периода, например, в момент, соответствующий точке А на рис. 11. Это позволяет получать от бетатрона, по желанию, не только электроны с энергией в 20 MeV, но и электроны любой наперед заданной энергии ниже этой максимальной, так как в зависимости от значения магнитного поля в моменты окончания цикла ускорения (т. е. включения расширительной обмотки) будет меняться и энергия электронов, отброшенных в эти моменты на мишень [см. выше уравнение (9)].

Обмотка электромагнита питается, как и в первой модели, с помощью резонансной схемы. Питающий ток имеет частоту 180 Hz; применен ферромагнитный утроитель частоты, включенный в городскую сеть<sup>1)</sup>.

Самое существенное усовершенствование, внесенное Керстом в технику работы второго бетатрона, касается впуска электронов в прибор. Опыт работы с первым бетатроном показал, что непрерывный выпуск электронов в камеру весьма неблагоприятно отражается на интенсивности рентгеновского излучения, даваемого бетатроном. Нет никакой надобности засорять камеру электронами, не участвующими в процессе ускорения; пушка должна посылать в камеру электроны только в течение рабочего интервала впуска (т. е. от момента  $t_1$  до момента  $t_2$ , см. рис. 11). Это и сделано во втором бетатроне. Большую часть времени пушка остаётся без напряжения, и электронный пучок не выходит из неё в камеру. С помощью радиотехнической схемы, работающей синхронно с изменениями магнитного поля электромагнита, на электроды пушки подаются импульсы напряжения ( $U_{\max} = 15-20$  kV), так что пушка в надлежащий момент времени посылает в камеру «короткую очередь» электронов; это происходит 180 раз в 1 сек. Импульсная подача напряжения на электроды пушки, несомненно, имеет своим результатом ещё одно благоприят-

1) Американский стандарт частоты тока в сети — 60 Hz.

ное обстоятельство: начальная скорость электронов  $v_0$  при этом не фиксирована, она растёт в соответствии с формой импульса напряжения, а так как в это же время растёт и магнитное поле, то это приводит к некоторому увеличению длительности рабочего интервала впуска, что означает увеличение средней во времени интенсивности электронного пучка, падающего на мишень. Судя по данным, приводимым Керстом<sup>21</sup>, рабочий интервал впуска у второго бетатрона действительно длится гораздо большую часть периода, чем у первого бетатрона.

Существует более эффективный способ увеличения средней во времени интенсивности электронного пучка в камере: максимальное повышение частоты тока, питающего электромагнит, насколько это допускается конструкцией последнего. Средняя интенсивность электронного пучка растёт пропорционально этой частоте, если только будет обеспечен достаточный ток эмиссии из нити электронной пушки.

Относительно *мгновенной* интенсивности электронного пучка на орбите необходимо отметить, что основным лимитирующим эту интенсивность фактором является пространственный заряд, обуславливающий кулоновское отталкивание электронов. В работе Керста<sup>11</sup> сделана грубая оценка того максимального тока, который ещё может иметь место при заданном магнитном поле.

В бетатроне на 20 MeV средний во времени ток на мишень по расчёту может достигать до 1  $\mu$ A.

В современных высоковольтных рентгеновских трубках имеют место в тысячи раз большие значения электронного тока. Тем не менее интенсивность пучка рентгеновских лучей от бетатрона может даже значительно превышать получаемую в трубках, так как при переходе к электронам больших энергий помимо соответствующего увеличения энергии квантов сильно возрастает и выход излучения, и степень его направленности.

Сооружение бетатрона на 100 MeV было начато в том же 1941 г. Такая колоссальная энергия, как 100 MeV, далеко превосходит всё, что могло бы в настоящее время потребоваться для целей терапии или дефектоскопии. Но для науки пуск в эксплуатацию бетатрона на 100 MeV сулит перспективы, которые даже трудно пока оценить.

Энергия электронов в 100 MeV уже приближается к энергиям космических электронов. Такие процессы, как рождение мезона, известные пока только из наблюдений над космическими частицами, требуют затраты энергии, равной примерно 80 MeV (такова собственная энергия мезона, в соответствии с уравнением Эйнштейна:  $E = mc^2$ , если принять, что масса мезона в 160 раз больше массы электрона). Таким образом, можно надеяться, что третий бетатрон сможет стать источником искусственно созданных в лаборатории мезонов, что может оказаться решающим для полного выяснения природы мезонов. Мы не будем здесь пояснять подробно, почему

именно эта проблема считается одной из центральных проблем современной физики<sup>1)</sup>

Постройка бетатрона на 100 MeV в настоящее время, вероятно, уже закончена (пуск его в эксплуатацию был намечен на весну

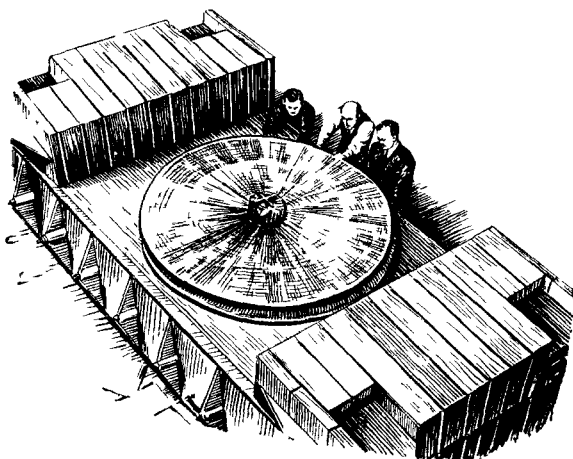


Рис. 13. Нижняя половина сердечника электромагнита бетатрона, рассчитанного на получение электронов с энергией в 100 MeV.

1943 г.) Подробных данных об этой установке ещё нет. Известно, что вес электромагнита нового бетатрона — 125 т. Вакуумная камера представляет собой тороид эллиптического сечения, собранный из 12 отлитых из специального кварцевого стекла секций<sup>22</sup>; наружный диаметр камеры равен 1,8 м. Вся установка помещается в специальном здании со стенами метровой толщины вокруг

бетатрона для защиты работающих от высоковольтных рентгеновских лучей и электронов. Контроль и наблюдение за работой установки производится из соседнего помещения с помощью перископа и соответствующих приборов. На рис. 13 показана часть сердечника строящегося бетатрона.

Ниже мы приводим таблицу основных параметров всех трёх бетатронов

Таблица

|                                                                                                           |        |      |      |
|-----------------------------------------------------------------------------------------------------------|--------|------|------|
| Максимальная энергия электронов в MeV . . . . .                                                           | 2,3    | 20   | 100  |
| Радиус равновесной орбиты в см . . . . .                                                                  | ~ 7,5  | ~ 19 | ~ 75 |
| Максимальная сила магнитного поля на орбите в эрстедах . . . . .                                          | 1250   | 3600 | 4450 |
| Частота питающего тока в герцах . . . . .                                                                 | 600    | 180  | 60   |
| Максимальная напряженность индуцированного электрического поля на орбите в вольтах на сантиметр . . . . . | ~ 0,35 | 0,77 | 1,26 |

<sup>1)</sup> В последнее время опубликовано сообщение<sup>23</sup> о предстоящем сооружении в США «послевоенного бетатрона» на 250 MeV.



Продолжение табл. 1.

|                                                                                    |          |       |       |
|------------------------------------------------------------------------------------|----------|-------|-------|
| Максимальный прирост энергии электрона за один оборот в электрон-вольтах . . . . . | ~ 17     | 92    | 594   |
| Общая длина пути электрона за время ускорения в километрах . . . . .               | 125      | 417   | 1250  |
| Вс. электромагнита . . . . .                                                       | ~ 150 кг | 3,5 т | 125 т |
| Мощность питания электромагнита в киловаттах . .                                   | < 4      | 26    | ~ 500 |
| Ёмкость батареи конденсаторов в резонансной цепи питания в микрофарадах . . . . .  | 400      | 5,5   | 110   |

### МАКСИМАЛЬНАЯ ЭНЕРГИЯ ЭЛЕКТРОНОВ, ДОСТИЖИМАЯ С ПОМОЩЬЮ БЕТАТРОНА

Большой интерес представляют следующие вопросы: возможно ли создание бетатронов, способных генерировать электроны с энергиями, значительно превышающими 100 MeV? Какие трудности возникают при этом и каковы возможные пути их преодоления? Керст был слишком оптимистичен, утверждая, что с помощью бетатрона можно получить электроны сколь угодно большой энергии. В принципе верное, это утверждение ошибочно практически. Мы видели, что по мере возрастания той максимальной энергии электронов, которую должен дать бетатрон, весьма быстро увеличиваются размеры всей установки. От настольного прибора на 2,3 MeV, весившего ~ 150 кг и потреблявшего мощность меньше 4 kW, приходится в случае генерирования электронов в 100 MeV перейти к сооружению установки весом более 125 т, потребляющей около 500 kW мощности. Разумеется, и эти цифры ещё не представляют собой чего-либо неприемлемого. Громоздкость и высокая стоимость такого бетатрона не может считаться существенным недостатком, если учесть, что бетатрон — пока единственный генератор, в котором можно получать рекордно высокие энергии электронов. Такие установки, конечно, будут уникальными; как и современный сверхмощный циклотрон, они будут достоянием крупных научно-исследовательских лабораторий.

Однако, при дальнейшем повышении энергии электронов рост размеров и мощности питания бетатрона приводит уже к серьёзным конструктивным трудностям. Например, при кинетической энергии электронов  $K_{\max} = 300$  MeV величина  $H\rho$  должна быть равна  $10^6$  эрст·см (для релятивистских скоростей электронов справедлива простая формула:  $K = 300 H\rho$ , где  $K$  — в eV,  $H$  — в эрстедах,  $\rho$  — в сантиметрах). Трудно рассчитывать на получение переменных магнитных полей  $H$  на линии орбиты, превышающих 5000 эрстед (т. е. магнитных полей в центре орбиты, превышающих примерно 12—15 тысяч эрстед). Следовательно, радиус равновесной орбиты должен быть не менее 200 см ( $r_0 = \frac{10^6}{5 \cdot 10^3}$ ). В соответствии с этим

вес электромагнита бетатрона на 300 MeV должен составлять 2—2,5 тысячи тонн, а мощность питания — около 6000 kW. Для сравнения укажем, что электромагнит единственного в мире циклотрона-гиганта в Беркли (Калифорния), в котором предполагается получить дейтоны с энергиями до 100 MeV, весит 4000 т, при радиусе полюсных наконечников 234 см, и мощность питания его равна 2900 kW.

Очень большим недостатком бетатрона на 300 MeV является и то, что для резонансной схемы питания обмотки электромагнита потребуется колоссальная батарея конденсаторов, общей ёмкостью в 700  $\mu\text{F}$ , способная работать при напряжениях порядка 35 kV.

Размеры собственно бетатрона и общая кубатура всей установки могут быть значительно снижены путём радикального изменения режима её работы. С помощью специального генератора можно получать в соленоиде импульсные магнитные поля до  $10^5$  эрстед, если ограничиться площадью небольших размеров. Если такое поле использовать для индукционного ускорения электронов, взяв радиус равновесной орбиты равным, положим, 5 см, то мы получим  $Hr = 5 \cdot 10^5$  эрстед·см и  $K_{\text{max}} \approx 150$  MeV. Правда, процесс ускорения электронов нельзя будет повторять очень часто, т. е. быстро один за другим. Но вместо камеры и электромагнита огромных размеров мы будем в этом случае иметь дело с миниатюрной камерой диаметром в 12—15 см и системой небольших соленоидов (соленоиды для подобного применения должны обладать высокой механической прочностью во избежание разрушения от усилий, возникающих при прохождении через них тока огромной силы). Совершенно отпадает надобность в батарее конденсаторов. Генератором для импульсного питания подобного бетатрона может служить машина того типа, который сконструировал акад. П. Л. Капица для своих исследований магнитных свойств тел в сверхсильных магнитных полях.

Имея в виду мощность, которая потребуется от импульсной машины, необходимо брать по возможности малый радиус равновесной орбиты и соответственно возможно большие значения магнитного поля  $H$ . Применение больших магнитных полей наталкивается, однако, на одну трудность, имеющую принципиальный характер. Расчёт показывает, что в этих условиях существенное значение приобретает так называемое радиационное торможение электронов. При движении по окружности, т. е. при наличии центростремительного ускорения, электрон затрачивает часть своей энергии на излучение электромагнитных колебаний. Это обстоятельство приводит к тому, что энергия электрона может повышаться в бетатроне лишь до определённого предела, зависящего от радиуса траектории электрона и от напряжённости магнитного поля на этой траектории.

Затронутый вопрос представляет большой интерес и ещё не обсуждался на страницах журналов. Поэтому мы приведём вкратце основные относящиеся к нему результаты, полученные Л. А. Арцимовичем.

Если не анализировать подробно характера движения электрона в бетатроне при наличии радиационного торможения, то условие окончания процесса ускорения электрона напишется очень просто: скорость электрона в индуцированном электрическом поле перестанет возрастать, когда потеря энергии на 1 см пути дойдёт до величины, равной приросту энергии на 1 см пути, т. е.

$$eE = \Delta W_{\text{ радиац.}} \quad (15)$$

Формула для радиационных потерь энергии электрона была получена И. Я. Померанчуком в его работе, касавшейся электронов в космических лучах<sup>23а</sup>. Эта формула имеет следующий вид:

$$\Delta W_{\text{ радиац.}} = \frac{2}{3} \rho_0^2 \left( \frac{K}{m_0 c^2} \right)^2 H^2,$$

где  $\rho_0 = \frac{e^2}{mc^2} = 2,8 \cdot 10^{-13}$  см (классический радиус электрона),  $K$  — кинетическая энергия электрона.

Подставив в условие (15) соответствующие выражения для  $E$  и  $\Delta W_{\text{ радиац.}}$ , можно получить окончательно следующую формулу:

$$K_{\text{ пред.}} = 1,3 \cdot 10^{15} \frac{f}{H_{\text{ max}}^2}, \quad (16)$$

где  $K_{\text{ пред.}}$  — предельная кинетическая энергия (в eV), которую можно сообщить электрону в бетатроне,  $H_{\text{ max}}$  — амплитудное значение магнитного поля на равновесной орбите,  $f$  — частота тока, питающего электромагнит.

Однако, как уже сказано, условие (15) получено без учёта реальных условий движения электрона в бетатроне<sup>23б</sup>. В действительности наличие радиационного торможения гораздо раньше нарушит рабочий процесс в бетатроне, чем наступит равенство прироста и убыли энергии, записанное в виде уравнения (15). Радиационное торможение приводит к тому, что радиус орбиты электрона в магнитном поле бетатрона не остаётся постоянным: орбита начинает сокращаться, и электрон движется не по окружности, а по свёртывающейся спирали. Условие, определяющее предельную энергию электрона, достижимую в бетатроне, можно получить, задавшись тем наибольшим значением сокращения радиуса орбиты, которое ещё можно допустить в камере данной конструкции. Расчёт показывает, что оптимальные результаты получаются следующим путём: необходимо укорачивать относительную длительность процесса ускорения, уводя электроны с равновесной орбиты раньше того момента, когда магнитное поле достигнет максимума т. е. раньше конца первой четверти периода. Это связано с тем обстоятельством, что прирост энергии электрона (величина  $eE$ ) делается всё меньше и меньше по мере приближения к указанному моменту, так как напряжённость индуцированного электрического поля  $E$ , как показывает

формула (4), при питании электромагнита синусоидальным переменным током с частотой  $f$  меняется по закону косинуса:

$$E = \frac{1}{2\pi r_0 c} \frac{d\Phi}{dt} = E_{\max} \cdot \cos 2\pi f t = E_{\max} \cdot \cos 2\pi \frac{t}{T}$$

и, следовательно, при  $t = \frac{T}{4}$  она становится равной нулю.

Относительную длительность рабочего такта в бетатроне удобно характеризовать величиной того фазового угла  $\varphi = 2\pi \frac{t}{T}$ , при котором электроны удаются с орбиты (т. е. при котором включается расширительная обмотка). Расчёт даёт следующую формулу:

$$\frac{\Delta r}{r_0} = 6,4 \cdot 10^{-16} \frac{K_{\max} H_{\max}^2}{f(1-n)} \frac{\frac{3}{8} \varphi - \frac{1}{4} \sin 2\varphi + \frac{1}{32} \sin 4\varphi}{\sin \varphi}, \quad (17)$$

где  $\Delta r$  — сокращение радиуса равновесной орбиты, обусловленное наличием радиационного торможения электронов,  $K_{\max}$  — та кинетическая энергия, которую приобрёл бы электрон, двигаясь по окружности радиуса  $r_0$  в магнитном поле, достигающем до величины  $H_{\max}$ , если бы радиационное торможение отсутствовало;  $n$  — характеристическое число в законе убывания магнитного поля в области равновесной орбиты [см. формулу (12)].

По конструктивным соображениям трудно допустить относительное изменение радиуса орбиты, превышающее 20%. Приняв  $\frac{\Delta r}{r_0} = 0,2$ ,  $f = 50$  Hz,  $n = 3/4$  и  $K_{\max} = 300$  MeV, можно с помощью формулы (17) получить приводимую ниже табл. 2, в которой  $K = K_{\max} \times \sin \varphi$  означает предельную кинетическую энергию электрона, достижимую при соответствующей напряжённости магнитного поля на орбите ( $H_{\max}$ ).

Таблица 2

|                              |                  |                  |                |                   |                   |                |
|------------------------------|------------------|------------------|----------------|-------------------|-------------------|----------------|
| $H_{\max}$ в эрстедах . .    | $7,1 \cdot 10^4$ | $4,1 \cdot 10^4$ | $3 \cdot 10^4$ | $2,08 \cdot 10^4$ | $1,53 \cdot 10^4$ | $1 \cdot 10^4$ |
| $\varphi$ в градусах . . . . | 23,5             | 30               | 37             | 44,5              | 53                | 64             |
| $K$ в MeV . . . . .          | 120              | 150              | 180            | 210               | 240               | 270            |
| $r_0$ в сантиметрах . .      | 14               | 24,4             | 33,3           | 48                | 65,3              | 100            |

Эти цифры показывают, в частности, что при больших магнитных полях габариты камеры, конечно, значительно уменьшаются, но приходится брать малый фазовый угол конца ускорения, и в соответствии с этим довольствоваться конечной энергией электронов, в несколько раз меньшей, чем та, какую можно было бы получить в той же установке при отсутствии потерь энергии на излучение. Эти же цифры показывают, что если не переходить к сверхсильным магнитным полям, т. е. примириться с огромными размерами, которые приобретает «ортодоксальный» бетатрон при желании получить

в нём электроны всё более высоких энергий, то радиационное торможение электронов ещё не представляет собой существенной помехи при таких энергиях, как 300—500 MeV, так что в принципе нет препятствий к сооружению соответствующих установок.

Необходимо остановиться хотя бы вкратце на следующей интересной детали вопроса о роли радиационных потерь энергии в работе бетатрона. Замкнутый в виде окружности виток проволоки, по которому течёт постоянный ток, разумеется, не излучает в пространстве никаких электромагнитных колебаний. Почему же совокупность электронов, заполняющих некоторую круговую орбиту и движущихся в одном направлении по этой орбите, будет излучать эти колебания? Оказывается, причина этого заключается в том, что плотность потока электронов на орбите сравнительно столь незначительна, что заметную роль играют флуктуации плотности. Если бы плотность потока электронов была все время одинаковой для всех участков их круговой орбиты, то излучение не имело бы места, так как интерференция колебаний, связанных с электронами, находящимися в диаметрально противоположных точках орбиты, приводила бы к взаимному гашению излучения. Кулоновское взаимное отталкивание электронов является фактором, ведущим к уравниванию плотности потока электронов на орбите, к подавлению флуктуаций этой плотности. Но если электронов в пучке сравнительно мало, то их кулоновским взаимодействием можно пренебречь, и тогда величина флуктуаций даётся законом Пуассона. В этом случае, как показывает произведённый Л. А. Арцимовичем расчёт,  $N$  электронов на орбите теряют на излучение энергию  $\Delta W = N \cdot \Delta \omega$ , где  $\Delta \omega$  — радиационная потеря энергии при движении отдельного электрона по той же орбите.

#### НАУЧНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ, ВЫПОЛНЕННЫЕ С ПОМОЩЬЮ БЕТАТРОНА

Бетатрон, как инструмент для научных исследований, является ценным дополнением к циклотрону. Последний приспособлен для ускорения тяжёлых частиц, но не пригоден для ускорения электронов. Бетатрон даёт возможность ускорять электроны, причём могут быть получены такие энергии частицы, каких циклотрон дать не может. В бетатроне, разумеется, могут быть ускорены и тяжёлые заряженные частицы, например, протоны, но в соответствии с огромной разницей в массах протона и электрона значительно уменьшается достижимая в данной установке энергия. Например, в бетатроне на 20 MeV, где  $Hr = 6,82 \cdot 10^4$  эрстед·см (см. табл. 1), конечная энергия протонов составляла бы всего  $\sim 0,2$  MeV.

Установка, рассчитанная на генерирование электронов с энергией, до 20 MeV, сооружение которой в лабораториях компании «Дженерал Электрик» было закончено во второй половине 1941 г., была затем перевезена на территорию Иллинойского университета, где

и началось использование её для научных исследований. До сих пор опубликованы лишь довольно немногочисленные сообщения о некоторых полученных результатах. Мы вкратце изложим их.

Тормозное рентгеновское излучение, возникающее в мишени бетатрона, имеет непрерывный спектр с верхней границей, равной энергии падающих на мишень электронов. В лаборатории Керста разработано несколько методов управления моментом включения расширительной обмотки бетатрона, т. е. методов изменения конечной энергии электронов, которую они приобретают к моменту удара о мишень. Один из этих методов, позволяющий с большой точностью отрегулировать бетатрон на генерирование электронов с наперёд заданным значением максимальной кинетической энергии, был использован в работе Болдуина и Коха<sup>24a</sup>, которые определили для ряда элементов так называемый порог реакции фоторазложения ядра. Такая реакция, иначе называемая реакцией типа  $(\gamma, n)$ , заключается в том, что  $\gamma$ -фотон, обладающий достаточной энергией, столкнувшись с ядром атома, вырывает из него нейтрон. Состав образовавшегося нового ядра в большинстве случаев соответствует неустойчивой системе ядерных частиц, т. е. ядро оказывается искусственно радиоактивным. Наличие радиоактивных излучений, установленное с помощью счётчика Гейгера или другого способа, позволяет констатировать тот факт, что имела место реакция  $(\gamma, n)$ . Величина энергетического порога этой реакции, т. е. наименьшая энергия  $\gamma$ -квантов, при которых реакция ещё осуществляется, представляет большой интерес, так как это — мера энергии связи нейтрона в данном ядре.

Сняв кривую активности образца, облучавшегося рентгеновскими лучами от бетатрона, в функции от максимальной энергии рентгеновских квантов (которую, повторяем, в бетатроне можно плавно изменять по желанию), легко определить порог реакции  $(\gamma, n)$ . Болдуин и Кох получили следующие результаты:

| Ядро и период<br>полураспада                                                               | $C_6^{11}$<br>(21 мин.) | $O_8^{15}$<br>(2 мин.) | $Fe_{26}^{53}$<br>(9 мин.) | $Cu_{29}^{62}$<br>(10 мин.) | $Mo_{42}^{(91,92)}$<br>(17 мин.) |
|--------------------------------------------------------------------------------------------|-------------------------|------------------------|----------------------------|-----------------------------|----------------------------------|
| Порог реакции<br>$(\gamma, n)$ , в результате которой<br>образуется данное ядро<br>(в MeV) | 18,7—19,5               | 16,3—16,7              | 14,1—14,3                  | 10,8—10,9                   | 13,3—13,7                        |

Авторы указывают, что полученные ими цифры верны с точностью до 40 keV. Такие точные измерения порогов реакции  $(\gamma, n)$  — измерения в области столь высоких энергий  $\gamma$ -квантов, как 19—20 MeV, осуществлены впервые, так как только бетатрон предоставил такую возможность. Следует заметить, что приведённые результаты весьма

неожиданны: известно, что энергия связи нейтрона в ядре составляет в среднем 6—8 MeV, цифры же, указанные выше, все значительно превышают эту величину<sup>1)</sup>.

Другая работа, выполненная с помощью бетатрона, — исследование поглощения жёстких рентгеновских лучей в различных веществах. Теоретический расчёт поглощения таких лучей был дан в ряде работ, но экспериментальная проверка результатов была выполнена (совсем недавно) только для фотонов с энергией, не превышающей 2,5 MeV<sup>25</sup>.

Теория показывает, что при повышении энергии  $\gamma$ -квантов вступает в действие добавочный механизм их взаимодействия с веществом — так называемое рождение пар электрон — позитрон; эти две частицы получают энергию  $\gamma$ -кванта, сам же  $\gamma$ -квант перестаёт существовать. Рождение пар начинается примерно при энергии фотонов в 1 MeV, и при дальнейшем росте энергии фотонов вероятность такого процесса возрастает. Это приводит к тому, что рост энергии  $\gamma$ -квантов не всегда приводит к возрастанию их проникающей способности: начиная с некоторой оптимальной энергии  $\gamma$ -квантов, дальнейшее повышение их энергии приводит не к снижению, а к увеличению коэффициента поглощения этих лучей в веществе. Предсказания теории были проверены с помощью бетатрона Адамсом и Кларком<sup>26</sup>. Исследовалось поглощение наиболее жёсткой части спектра тормозного излучения мишени. Детектором прошедших сквозь поглотитель жёстких  $\gamma$ -квантов служило искусственно радиоактивное ядро  $\text{Si}^{62}$ , образующееся в реакции  $\text{Si}^{63}(\gamma, n)\text{Si}^{62}$ , порог которой равен, как мы видели, приблизительно 10,8 MeV. В качестве поглотителей исследованы Al, Pb и другие вещества. Получены следующие линейные коэффициенты поглощения  $\tau$ :

| Поглотитель                | $\text{Be}_4$ | $\text{C}_6$ | $\text{Al}_{13}$ | $\text{Fe}_{26}$ | $\text{Pb}_{82}$ |
|----------------------------|---------------|--------------|------------------|------------------|------------------|
| $\tau$ (см <sup>-1</sup> ) | 0,0278        | 0,0292       | 0,0601           | 0,234            | 0,635            |

С точностью до  $10^{-1}$  эти цифры совпадают с теоретическими значениями, рассчитанными по Гейтлеру. Отдельные измерения показали, кроме того, что для свинца уменьшение проникающей способности  $\gamma$ -лучей начинается при  $E_\gamma > 3$  MeV.

Следует заметить, что ход кривой коэффициента поглощения  $\gamma$ -лучей в функции от их энергии существенно зависит от метода измерения интенсивности излучения, прошедшего поглотитель: применяется ли для этого счётчик или ионизационная камера и т. д., это связано с тем, что за поглотителем имеются не только прошедшие сквозь него первичные  $\gamma$ -кванты, но и электроны и вторичные  $\gamma$ -кванты — продукты взаимодействия излучения с веществом.

<sup>1)</sup> В более поздней заметке<sup>24b</sup> те же авторы приводят значения порога ядерного фотоэффекта ещё для пяти ядер; эти цифры лежат в пределах между 9,3 и 11,6 MeV.

Эффект снижения проникающей способности, наступающего при некотором значении энергии  $\gamma$ -квантов, казалось бы, уничтожает надежду на промышленное использование высоковольтных бетатронов для просвечивания металлических деталей такой толщины, какая раньше уже оказывалась недоступной для исследования с помощью рентгеновских лучей. Здесь, однако, следует помнить, что имеются два благоприятных обстоятельства: 1. концентрация всех  $\gamma$ -квантов из мишени бетатрона в узкий пучок, являющая место при больших энергиях падающих на мишень электронов, и 2. очень высокий к.п.д. образования рентгеновского излучения при этих энергиях: около 65% энергии электронного пучка, падающего на мишень, превращается в энергию рентгеновских лучей при работе на 20 MeV. В силу этих обстоятельств пучок лучей, выходящий из камеры бетатрона, обладает настолько большой интенсивностью, что даже после очень большого поглощения в толстом слое вещества может остаться ещё вполне достаточно интенсивности, чтобы была возможна рентгеноскопия данного объекта. Строители бетатрона на 100 MeV предполагают использовать его, в частности, для нужд военной промышленности, а именно — для просвечивания самых толстых броневых плит<sup>22</sup>. Кроме того, имея в своём распоряжении установку, позволяющую генерировать рентгеновские лучи с энергией от 1 до 100 MeV, можно будет установить, до какого предела ещё имеет смысл повышать напряжение в рентгеновских установках, конструируемых для целей дефектоскопии.

Наконец, с помощью бетатрона выполнено исследование в области рентгенотерапии<sup>27</sup>. Работая с высоковольтными рентгеновскими лучами, с максимальной энергией в 5, 10, 15 и 20 MeV, и используя в качестве модели тканей человеческого тела стопку деревянных пластин, из которых одна имела отверстие со вставленной в него небольшой ионизационной камерой, авторы получили кривые интенсивности ионизирующего действия рентгеновских лучей в функции от глубины, считаемой от фронтальной поверхности модели. Другими словами, были экспериментально определены глубинные дозы облучения. Оказалось, что распределение ионизации при использовании столь жёстких рентгеновских лучей обладает рядом особенностей, весьма благоприятных для глубинной терапии. Максимальная доза получается на глубине 3—4 см, причём она может быть в несколько раз больше, чем доза на поверхности. С ростом энергии рентгеновских квантов максимум ионизации смещается в глубину модели. Авторы указывают, что ещё более ценным средством для глубинной терапии был бы пучок электронов с энергией 25—30 MeV. Ионизация достигала бы максимума на глубине 7—8 см, и разрушительное действие могло бы быть хорошо локализовано внутри тела, так как электроны проникают на определённую глубину ( $\sim 10$  см) и не дальше. Однако, жёсткие электроны, в большом количестве вылетающие из камеры бетатрона за счёт рассеяния из электронного пучка и из мишени, не сконцентрированы в пучок, — они летят во



всех направлениях и поэтому не могут быть использованы для практических целей.

Бетатрон является прекрасным источником направленного пучка весьма жёстких рентгеновских квантов, что чрезвычайно удобно и для целей ядерных исследований и для целей рентгеновской дефектоскопии. Однако, и получение управляемого пучка быстрых электронов является столь же актуальной задачей физики. Несомненно, в дальнейшем конструкция бетатронов будет позволять выводить пучок электронов из камеры наружу, так что бетатрон будет не только рентгеновской установкой особого типа, но и источником пучка электронов, обладающих колоссальными энергиями.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Ф. Ф. Ланге и В. С. Шпинель, Изв. АН СССР, сер. физ., **4**, № 2, 353, 1940.
2. Н. С. Хлебников, Успехи физич. наук, **22**, 427, 1939.
3. R. Wideröe, Arch. f. Elektrotechnik, **21**, 387, 1928.
4. D. H. Sloan a. W. M. Coates, Phys. Rev., **46**, 539, 1934.
5. G. Isniq, Ark. f. Math., Astron. och Physik, **18**, No 30, H. 4, 45, 1925.
6. J. W. Beams a. H. Trotter, Phys. Rev., **45**, 849, 1934.
7. В. М. Кельман, М. И. Корсунский и Ф. Ф. Ланге, ЖЭТФ, **9**, 944, 1939.
8. E. O. Lawrence a. M. S. Livingston, Phys. Rev., **40**, 19, 1932.
9. В. И. Векслер, ДАН, **43**, 346, 1944. См. также ДАН, **44**, 393, 1944.
10. M. Steenbeck, DRP № 698867, 1940 (заявка 1935 г.); USP, № 2103303, 1937 (заявка 1936 г.).
11. D. W. Kerst, Phys. Rev., **60**, 47, 1941.
12. В. В. Ясинский, ЖЭТФ, **5**, 983, 1935.
13. Я. П. Терлецкий. а) ЖЭТФ, **11**, 96, 1941; б) Journ. Phys. USSR, **9**, № 3, 1945 (в печати).
14. D. W. Kerst a. R. Serber, Phys. Rev., **60**, 53, 1941.
15. J. Slepian, USP № 1645 304, 1927 (заявка 1922 г.).
16. G. Breit, O. Dahl a. M. A. Tuve. См. в статье: L. A. Bauer a. J. A. Fleming, Carnegie Institution of Washington, Year Book № 27, 209, 1928.
17. E. T. S. Walton, Proc. Camb. Phil. Soc., **25**, 469, 1929.
18. R. Rüdenberg u. M. Steenbeck, DRP № 656 378, 1938 (заявка 1933 г.).
19. M. Steenbeck, Naturwiss., **31**, 234, 1943.
20. A. Bouwers, Elektrische Höchstspannungen. J. Springer, 1939, стр. 83.
21. D. W. Kerst, Rev. Sci. Instr., **13**, 387, 1942.
22. H. Asbury, Popular Science, **141**, No 6, 58, 1942.
23. а) И. Я. Померанчук, ЖЭТФ, **9**, 915, 1939; б) Д. Иващенко и И. Померанчук, ДАН, **44**, 343, 1944.
24. G. C. Baldwin a. H. W. Koch, а) Phys. Rev., **63**, 59 (A), 1943; б) Phys. Rev., **63**, 462 (A), 1943.
25. A. A. Petruskas, L. C. Van Atta a. F. E. Myers, Phys. Rev., **63**, 389, 1943.
26. G. D. Adams a. R. K. Clark, Phys. Rev. **63**, 60 (A), 1943.
27. H. W. Koch, D. W. Kerst a. P. Morrison, Radiology, **40**, 120, 1943.
28. (G. M. Aïm y) Sci. News Letter, **45**, 372, 1944.