

8p. 16к.

М.Стевли ЛИВИНГСТОН УСКОРИТЕЛИ

М.Стевли ЛИВИНГСТОН

УСКОРИТЕЛИ

И * Л

*Издательство
иностранной
литературы*

*

HIGH-ENERGY
ACCELERATORS

by
M. STANLEY LIVINGSTON

Interscience Publishers, Inc., New York, 1954

М. Стенли ЛИВИНГСТОН

УСКОРИТЕЛИ

УСТАНОВКИ ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ
ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ БОЛЬШИХ ЭНЕРГИЙ

Перевод с английского

Э. Л. БУРШТЕЙНА

Под редакцией

М. С. РАБИНОВИЧА



ИЗДАТЕЛЬСТВО
ИНОСТРАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ
Москва, 1956

АННОТАЦИЯ

Книга посвящена принципам работы и описанию конструкции современных типов ускорителей, предназначенных для получения заряженных частиц больших энергий. Ускорители весьма широко используются в современной экспериментальной ядерной физике при исследовании ядерных превращений, а также при изучении свойств элементарных частиц. Книга написана крупным американским специалистом по ускорителям М. Стенли Ливингстоном. Материал изложен в сравнительно простой и наглядной форме, доступной для широкого круга физиков и инженеров, интересующихся современными экспериментальными методами ядерной физики.

Редакция литературы по физике
Заведующий — проф. СОКОЛОВ А. А.

ПРЕДИСЛОВИЕ РЕДАКТОРА ПЕРЕВОДА

Известный американский физик М. Стенли Ливингстон является одним из крупнейших специалистов по ускорителям. В течение последних 25 лет Ливингстон занимается разработкой новых типов ускорителей, а также принимает участие в исследованиях, проводимых с помощью ускорителей. Его первые работы, выполненные в 30-х годах, связаны с созданием циклотрона, а работы последних лет — с проектированием и постройкой космотрона Брукхавенской лаборатории (США) и с разработкой еще более мощных ускорителей, основанных на принципе сильной (жесткой) фокусировки, одним из авторов которого он является. Поэтому появление настоящей книги о современных ускорителях для получения частиц больших энергий, в разработке которых сам автор принимал деятельное участие, представляет несомненный интерес.

Автор сумел сравнительно просто рассказать о сложных проблемах, возникающих при конструировании и эксплуатации ускорителей различных типов. Автор предназначал книгу физикам, инженерам и студентам, которые, не вдаваясь в особые детали, хотят познакомиться с основными проблемами важного раздела экспериментальной ядерной физики — методами получения протонов и электронов с энергией порядка сотен, тысяч и даже десятков тысяч миллионов электрон-вольт¹⁾, используемых для многочисленных исследований ядерных превращений, свойств элементарных частиц и т. д.

При написании книги автор использовал в основном работы американских авторов (статьи, опубликованные в журналах, и отчеты ряда лабораторий), поэтому книга в основном отражает опыт разработки ускорителей в США. При подготовке русского издания мы не старались (путем соответствующих редакционных примечаний) отразить опыт ученых других стран, а ограничились краткими указаниями на новые наиболее важные данные, появившиеся в печати за год, прошедший после написания книги, — срок весьма большой для такой быстро развивающейся области.

¹⁾ В книге приняты следующие сокращения для единиц энергии: эв — один электрон-вольт, кэв — тысяча электрон-вольт, Мэв — миллион электрон-вольт, Бэв — миллиард электрон-вольт.

В частности, в примечаниях приведены некоторые параметры советских ускорителей, сообщенные в лекции чл.-корр. АН СССР В. И. Векслера на Международной научно-технической конференции по мирному использованию атомной энергии, проходившей в Женеве с 7 по 20 августа 1955 г.

Другие примечания относятся к некоторым теоретическим вопросам, которые в книге изложены значительно слабее по сравнению с остальным материалом. В оригинале книги встречается ряд опечаток, особенно в формулах. Поэтому формулы были проверены по оригинальным работам. Явные опечатки были исправлены без особых на то указаний. Весь текст книги переведен полностью без каких-либо сокращений, так как нам кажется, что все высказывания такого крупного ученого, как М. Стенли Ливингстон, даже если они являются спорными, заслуживают все же внимания наших читателей.

В заключение необходимо кратко остановиться на терминологии, использованной при переводе, так как, к сожалению, общепринятого наименования всех ускорителей, за исключением циклотрона, синхротрона и бетатрона, еще не существует.

Использованная нами терминология применяется в большинстве советских изданий и, в частности, в БСЭ.

Все современные ускорители в зависимости от формы траектории ускоряемых частиц делятся на две большие группы: линейные и циклические.

Для циклических ускорителей характерно использование магнитных полей для управления движением частиц. Траекторией частиц в циклических ускорителях является либо окружность, либо какая-нибудь другая почти замкнутая кривая, либо, наконец, спираль. В линейных ускорителях траектория частиц почти прямолинейна.

Нерезонансными линейными ускорителями, в которых для ускорения используется постоянное электростатическое поле, являются импульсные высоковольтные трансформаторы, высоковольтные установки типа Кокрофта — Уолтона, электростатический генератор Ван де Граафа и др. Ливингстон выделяет из этой группы электростатический генератор, присваивая остальным название «высоковольтные установки» (direct voltage machines, или direct current machines). В книге рассматриваются резонансные линейные ускорители двух типов: протонные линейные ускорители с пролетными трубками (drift tubes) и электронные ускорители на бегущей волне.

Нерезонансные циклические ускорители существуют лишь для ускорения электронов и называются *бетатронами*.

Резонансный циклический ускоритель, в котором частица движется в постоянном во времени магнитном поле, а ускоряется переменным электрическим полем с постоянной частотой, назы-

вается *циклотроном*. Если же в таком ускорителе частота ускоряющего поля изменяется, то он называется *фазотроном*. Следует иметь в виду, что в литературе такой ускоритель часто называют *синхроциклотроном*, *циклотроном с модулированной частотой* или просто *циклотроном*.

Циклотрон и фазотрон используются для ускорения протонов, дейтронов, α -частиц и многозарядных ионов атомов легких элементов. Максимальная энергия протонов, достигнутая в циклотроне, равна 22 Мэв. Фазотрон удобен для ускорения протонов до энергии порядка 1000 Мэв.

Ускоритель электронов, в котором частица движется в переменном во времени магнитном поле, а частота ускоряющего поля постоянна, называется *синхротроном*.

Если же в процессе ускорения изменяется и магнитное поле, и частота ускоряющего поля, то мы называем ускоритель *синхрофазотроном*. Синхрофазотрон используется для ускорения протонов до энергии больше 1000 Мэв.

В иностранной литературе такие ускорители называют либо *протонными синхротронами*, либо по имени двух крупных американских ускорителей этого типа, получивших индивидуальные наименования, *космотронами* или *беватронами*.

М. С. Рабинович.

ПРЕДИСЛОВИЕ

История развития ускорителей еще не написана. Почти вся литература по этому вопросу сосредоточена в научных журналах и лабораторных отчетах. Не считая сравнительно коротких обзорных статей, нет источников, в которых ученый, инженер или студент мог бы отыскать описание физических принципов ускорителей заряженных частиц или данные о конструкции и работе различных типов ускорителей. Необходимость же такой обзорной работы очевидна. Многие студенты хотят расширить свои знания в этой области для облегчения дальнейших исследований, специалисты в области ядерной физики должны знать работу ускорителей, чтобы уметь оценивать экспериментальные данные, ученые и инженеры, работающие в смежных областях, интересуются установками, являющимися источниками данных о ядре, а руководителю большой лаборатории иногда приходится разбираться в сравнительных достоинствах различных установок с точки зрения дальнейших планов работы.

Настоящая монография представляет собой попытку изложения одной части этой истории развития ускорителей, именно истории развития новейших наиболее крупных установок, рассчитанных на получение частиц больших энергий, которые стали играть такую огромную роль в быстро развивающейся области исследования ядерных сил и частиц высоких энергий. Ранний этап развития ускорителей, охватывающий высоковольтные установки 1930-х годов, генераторы Ван де Граафа, циклотроны и т. п., не может быть включен в эту небольшую книгу. Возможно, что для некоторых читателей это представит большой, хотя и неизбежный, пробел. Однако рассказ о развитии ускорителей для получения частиц больших энергий представляет собой уже почти замкнутый круг вопросов.

Основное внимание в книге уделяется физическим принципам действия, свойствам орбит частиц и принципам конструирования основных узлов. Мы не пытались дать полное описание всех установок, но некоторые из них выбраны в качестве типичных и описаны более подробно, чтобы дать представление об особенно эффективном и подходящем варианте узлов. В намерения автора входило также показать сходство принципов действия различных

установок, особенно в отношении тех вопросов, которые связаны с основными уравнениями движения частиц в электрическом и магнитном полях. Чтобы подчеркнуть это сходство, математический анализ движения частиц, применяемый к большей части ускорителей, выделен в отдельную главу, в которой общие свойства ускорения, фокусировки и устойчивости выводятся из уравнений движения.

Ускорители находятся в процессе непрерывного развития, особенно ускорители для получения частиц больших энергий. Наиболее интересные последние варианты ускорителей еще не осуществлены практически. Вследствие этого последняя глава носит чисто умозрительный характер; можно ожидать, что некоторые из высказанных положений общего и конструктивного характера претерпят изменения в процессе практического осуществления ускорителей. Однако такой предварительный обзор самого начала разработки нового типа ускорителя является наилучшей иллюстрацией «ускорительного искусства». Он показывает яснее, чем подробное описание уже существующих установок, как развиваются новые установки, возникают новые проблемы и как, сочетая изобретательность и достижения техники, можно решать эти проблемы, еще более повышая достигнутый уровень энергий частиц и предоставляя ядерной физике новый инструмент для исследования.

М. Стенли Ливингстон.

Кембридж, Массачусетс, 18 мая 1954 г.

УСКОРИТЕЛИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ ДО БОЛЬШИХ ЭНЕРГИЙ КАК ИНСТРУМЕНТ ДЛЯ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

§ 1. Введение

Ускорители заряженных частиц представляют собой один из наиболее эффективных инструментов ядерной физики. Получающиеся в них быстрые частицы способны преодолеть силовое поле ядра и проникнуть в него, где они передают ядру энергию, необходимую для его распада, или же служат для исследования свойств ядерных сил. Атомные ядра состоят из протонов и нейтронов, связанных ядерными силами с малым радиусом действия; плотность ядер приблизительно постоянно. Радиус ядра можно записать в виде $r = r_0 A^{1/3}$, где A — число нуклонов. Радиус отдельного нуклона $r_0 \sim 1,4 \cdot 10^{-13}$ см можно принять за меру радиуса действия ядерных сил.

При бомбардировке ядра положительно заряженными частицами последние отталкиваются от ядра за счет кулоновских сил. Потенциальная энергия частицы с единичным зарядом на радиусе r (величина потенциального барьера) при $1 < A < 200$ заключена в пределах от 1 до 10 Мэв. Частицы должны обладать кинетической энергией такого порядка, чтобы подойти к «поверхности» ядра, где велика вероятность возникновения ядерной реакции. Пользуясь волномеханической вероятностью проникновения через барьер, можно понять наблюдающиеся ядерные процессы при меньших значениях энергии.

Энергии в несколько Мэв были получены много лет тому назад в первых типах ускорителей — каскадных высоковольтных генераторах, электростатических генераторах Ван де Граафа или циклотронах. Эксперименты при этих энергиях позволили изучить общую структуру ядер, измерить пороги расщепления и низко расположенные уровни возбуждения ядер. Были исследованы условия устойчивости ядер и проведено много измерений свойств неустойчивых радиоактивных изотопов. Угловые распределения продуктов реакции и рассеянных частиц свидетельствуют о нецентральном характере ядерных сил. При нескольких больших значениях энергии (выше 10 Мэв) процессы расщепления становятся более сложными; большинство ядер состоит из многих частиц, и это сказывается в появлении многих конкурирующих ядерных реакций, приводящих часто к испусканию нескольких частиц.

Для значительно больших энергий характер этого явления меняется; мы вступаем в область проявления свойств элементарных частиц. Процессы сводятся к взаимодействию между отдельными нуклонами и позволяют непосредственно исследовать свойства ядерных сил на очень малых расстояниях. На языке волновой механики это изменение характера взаимодействия сводится к тому, что длина волны бомбардирующей частицы становится малой по сравнению с размерами ядра. Для энергии частиц порядка *Бэв* длина волны мала даже по сравнению с размерами отдельного нуклона. Так, для протона с энергией 1 *Бэв* ($=1000 \text{ Мэв}$) длина волны $\lambda = 1 \cdot 10^{-14} \text{ см}$. Протон с такой (или большей) энергией при прохождении сквозь ядро взаимодействует лишь с одним (или самое большее с несколькими) отдельным нуклоном. Тот факт, что тяжелые ядра состоят из большого числа нуклонов, сказывается прежде всего в том, что для них плотность ядерного вещества больше, так что вероятность взаимодействия возрастает.

В настоящий момент считают, что ядерные силы между нуклонами связаны с образованием и поглощением мезонов. Теоретическое истолкование здесь еще далеко от полноты, но многие экспериментальные данные показывают, что при бомбардировке мишеней частицами или излучением достаточно большой энергии образуются мезоны. Мезоны были открыты в космических лучах; значительная часть современных сведений о свойствах мезонов была получена при исследовании космических лучей — источника частиц большой энергии, не поддающегося, однако, контролю. Кроме того, наиболее существенные последние данные о еще более тяжелых неустойчивых частицах были получены при исследовании первичного космического излучения на больших высотах с помощью фотоэмульсий, на воздушных шарах и с помощью камеры Вильсона в высокогорных лабораториях.

§ 2. Неустойчивые частицы и пороги реакций

Многие элементарные частицы, а может быть и все, могут быть созданы, если взаимодействующие частицы обладают достаточно большой энергией. Процесс образования пары электрон-позитрон с помощью γ -излучения $\gamma \rightarrow e^+ + e^-$ известен нам сейчас сравнительно хорошо. Этот процесс имеет место при наличии электрического поля нуклона или электрона. Минимальная энергия γ -кванта, требуемая для этой реакции, равна сумме энергий покоя электрона и позитрона (1,02 *Мэв*). Выше этого порога сечение поглощения γ -излучения за счет реакции образования пары быстро растет, пока эта реакция не становится доминирующим процессом при очень больших энергиях.

Обратная реакция аннигиляции позитрона и отрицательного электрона приводит к образованию двух квантов γ -излучения с энергией каждого кванта 0,51 *Мэв*, согласно соотношению $e^+ + e^- \rightarrow \gamma + \gamma$. Иногда при особых условиях образуются три кванта или же один-единственный квант с энергией 1,02 *Мэв*. Наиболее эффективно процесс аннигиляции происходит после замедления позитронов до тепловых энергий при их рассеянии и ионизации окружающей среды.

Эти процессы образования пары электрон-позитрон и аннигиляции являются основными источниками данных о взаимодействии между легкими элементарными частицами и электромагнитным полем. Можно ожидать, что столь же важные данные о свойствах тяжелых элементарных частиц будут получены при изучении реакции возникновения и поглощения мезонов. Целесообразно дать краткий обзор известных неустойчивых частиц, чтобы выяснить величину энергии, необходимой для получения этих частиц, и показать роль ускорителей как средства изучения свойств таких частиц. Ограниченный объем книги не позволяет нам дать полный обзор вопроса о частицах большой энергии. Кроме того, автор недостаточно знаком с этим вопросом, чтобы изложить и истолковать непрерывно накапливающиеся данные. Последующее изложение ограничено лишь наиболее твердо установленными частицами. Более полное изложение области больших энергий читатель может найти в других работах [1].

μ -Мезоны. Первоначально найденные в космических лучах мезоны известны теперь под названием μ -мезонов. В камере Вильсона, помещенной в магнитное поле, наблюдаются как положительные, так и отрицательные мезоны; они отличаются по знаку кривизны следа. Когда μ^+ -мезон тормозится в камере Вильсона, то в результате распада наблюдается один электрон того же знака. Электронные следы обычно образуют острые углы с мезонными следами, энергия электронов имеет непрерывный спектр вплоть до 50 *Мэв*, что указывает на одновременное образование трех частиц, две из которых нейтральны и не дают ионизации. Предполагается, что это нейтрино, так что реакции имеют следующий вид:

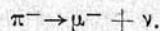


Эксперимент с помощью специальной радиоаппаратуры показывает, что период полураспада μ -мезона около $2,1 \cdot 10^{-6}$ сек. Сравнительно большое время жизни и тот факт, что большинство μ -мезонов успевает затормозиться, прежде чем распасться, свидетельствуют о слабом взаимодействии μ -мезонов с ядрами. Малая величина сечения ядерного взаимодействия несовместима

с большой величиной сечения образования мезонов при ядерных реакциях. Это привело к предположению о существовании и открытию другого типа мезонов (π -мезонов), которым и соответствует большое сечение образования мезонов.

Измерение характеристического периода полураспада $2,1 \cdot 10^{-6}$ сек. с помощью радиоаппаратуры, дающей регулируемую временную задержку регистрации частиц, может быть использовано для отождествления μ -мезонов. Для отождествления положительных μ -мезонов можно также использовать запаздывающее излучение аннигиляции позитрона с энергией 0,51 Мэв. Масса μ -мезона равна $(209,6 \pm 2,4) m_e$, где m_e — масса покоя электрона [1].

π -Мезоны. Мезоны, испускаемые и поглощаемые при ядерных реакциях, называются π -мезонами. При отсутствии других конкурирующих процессов они распадаются на μ -мезоны с периодом полураспада $2,65 \cdot 10^{-8}$ сек., согласно реакциям

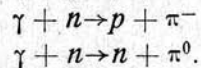


В настоящее время экспериментальное обнаружение этого периода полураспада является доказательством наличия π -мезонов. Нейтральные покоящиеся π^0 -мезоны распадаются на два γ -кванта с энергией по 68 Мэв

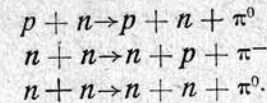
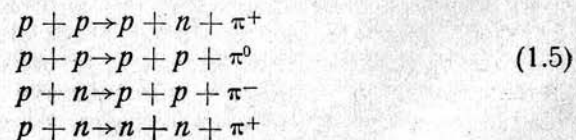


с очень коротким периодом полураспада порядка 10^{-14} сек. Образующиеся γ -кванты можно обнаружить по образованию пар электрон-позитрон.

π -Мезоны образуются в ускорителях в большом числе реакций, приводящих к испусканию как заряженных, так и нейтральных мезонов. Простейшей является фотоядерная реакция, при которой фотоны бомбардируют непосредственно отдельные нуклоны. Наблюдались следующие реакции:



Еще более разнообразны реакции при взаимодействии нуклонов:



Кроме того, в реакциях типа (1.5) может рождаться несколько π -мезонов, если энергия взаимодействующих частиц достаточно велика. Ускорители частиц до энергий в интервале 200—500 Мэв использовались главным образом для получения π -мезонов. Большое число исследований на ускорителях посвящено изучению характеристик π -мезонов и измерению сечений вторичных реакций, в которых мезоны служат бомбардирующими частицами.

В любой реакции образования новой частицы должна быть затрачена энергия, равная массе покоя частицы. Современные экспериментальные данные приводят к следующим значениям масс покоя заряженных и нейтральных π -мезонов [1]:

$$m_{\pi^+} = (276,1 \pm 2,3) m_e = 141 \text{ Мэв},$$

$$m_{\pi^-} = (276,1 \pm 1,3) m_e = 141 \text{ Мэв},$$

$$m_{\pi^0} = (264,6 \pm 3,2) m_e = 135 \text{ Мэв}.$$

Минимальная энергия, необходимая для образования мезона, определяется условием равенства нулю кинетической энергии продуктов реакции в системе центра инерции. Это означает, что продукты реакции движутся со скоростью, равной скорости центра инерции соударяющихся частиц. Импульс также должен сохраняться при соударении. При бомбардировке γ -квантами [см. (1.4)] импульс падающих частиц мал, так что порог реакции для γ -излучения не намного больше энергии покоя π -мезона и равен около 151 Мэв. При соударениях нуклонов падающая частица должна также передать кинетическую энергию движущемуся центру инерции. Порог реакции¹⁾ равен при этом [1]

$$E_0 = 2 m_{\pi} c^2 \left(1 + \frac{m_{\pi}}{4M} \right), \quad (1.6)$$

где m_{π} — масса π -мезона; M — масса нуклона. Для протон-нуклонной реакции [см. (1.5)] эта формула дает порог в 293 Мэв для образования π^{\pm} -мезонов и в 280 Мэв для образования π^0 -мезонов.

¹⁾ Более общая формула для порога реакции образования частиц с общей массой μ при соударении падающей частицы массы M с покоящейся массой M_0 равна

$$E_0 = \mu c^2 \left[1 + \frac{M}{M_0} + \frac{\mu}{2M_0} \right] \quad (1.6')$$

[см. Сахаров А., ЖЭТФ, 17, 686 (1947)]. При соударении нуклонов $M = M_0$, и мы получаем (1.6). При соударении фотона с нуклоном $M = 0$. — Прим. ред.

Чтобы получить заметную интенсивность мезонов, энергия бомбардирующих частиц должна быть существенно выше порога реакции. Функция возбуждения для этой реакции такова, что сечение реакции быстро растет с увеличением энергии выше порога. Кроме того, бомбардирующие частицы теряют энергию на ионизацию вещества мишеней, так что эффективная толщина мишеней зависит от того, насколько энергия выше порога реакции; это приводит к еще более резкой зависимости выхода мезонов от энергии. Так, Чикагский фазотрон (синхроциклотрон) (протоны с энергией 450 Мэв) дает мезонный поток в 50 раз больше, чем Рочестерский фазотрон (протоны с энергией 240 Мэв), при одинаковых токах в протонном пучке. Увеличение интенсивности мезонного пучка приводит к упрощению техники эксперимента и повышению точности. Кроме того, кинетическая энергия образовавшихся мезонов также зависит от превышения энергии над порогом реакции; между тем ясно, что для глубокого понимания свойств мезонов необходимо иметь мезоны в широком диапазоне энергий. Поэтому при конструировании ускорителей следует иметь в виду, что энергия частиц должна существенно превосходить порог реакций, подлежащих исследованию.

Когда ядра мишени или бомбардирующие частицы состоят из нескольких нуклонов, то значение порога энергии меньше рассчитанного по формуле (1.6). Это можно понять исходя из значения энергии Ферми T_F для ядра, состоящего из нескольких частиц, и средней потенциальной энергии нуклона в таком ядре V . Порог реакции¹⁾ образования мезона равен приблизительно $[1] T_0 = m_{\pi}c^2 + T_F + V$. Для ядер тяжелее гелия π -мезоны могут быть получены при энергии падающих нуклонов всего 180 Мэв. Изучение порогов реакций в таких сложных ядрах дает больше сведений о силах между нуклонами внутри ядра, чем о π -мезонных процессах. Большинство крупных ускорителей предназначается теперь для ускорения протонов с целью упрощения интерпретации эксперимента; в пределах практических возможностей разрабатываются водородные мишени для упрощения исследования взаимодействий в мишени.

Тяжелые мезоны. При применении метода фотоэмульсий к исследованию первичного космического излучения на больших высотах в космических лучах большой энергии было обнаружено несколько видов других частиц. Вначале эти частицы класси-

¹⁾ Вопрос заключается в том, сколько нуклонов ядра участвует в образовании мезона и, следовательно, какое значение M_0 подставлять в (1.6'). Если даже M_0 велико, то мы должны учесть, что кинетическая энергия нуклона в конечном состоянии не может быть меньше энергии Ферми T_F , так как все нижние уровни заняты. Из этих рассуждений выводится формула для нижнего значения порога реакции T_0 . — Прим. ред.

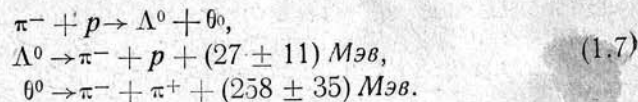
фицировались в зависимости от механизма взаимодействия с ядрами. Они получили названия V -, K -, κ -, τ -частиц и т. д. Все эти частицы явно тяжелее π -мезонов, для их образования требуется большая энергия бомбардирующих частиц. Некоторые частицы наблюдались лишь в реакциях, при которых энергия первичных частиц была чрезвычайно велика, как можно было судить по числу лучей в углу расхождения частиц в «звездах», в которых эти частицы возникали. Последние теоретические оценки и предварительные экспериментальные данные показывают, что для образования подобных частиц в количествах, достаточных для их обнаружения в присутствии π -мезонов, требуется энергия первичной частицы порядка нескольких тысяч Мэв.

Нейтральные V -частицы, распадаясь, дают характерный V -образный след в фотоэмульсии или в камере Вильсона, причем одна ветвь этого следа характеризуется сильной ионизацией и малым рассеянием, присущим протону, а другая характерна для π -мезона. Неионизирующая нейтральная частица, в результате распада которой образуются эти частицы, должна иметь энергию покоя, существенно больше энергии покоя нейтрона. Более подробные данные, полученные с камерой Вильсона, позволили в ряде случаев доказать, что продуктами распада V -частиц являются протоны и отрицательные π -мезоны.

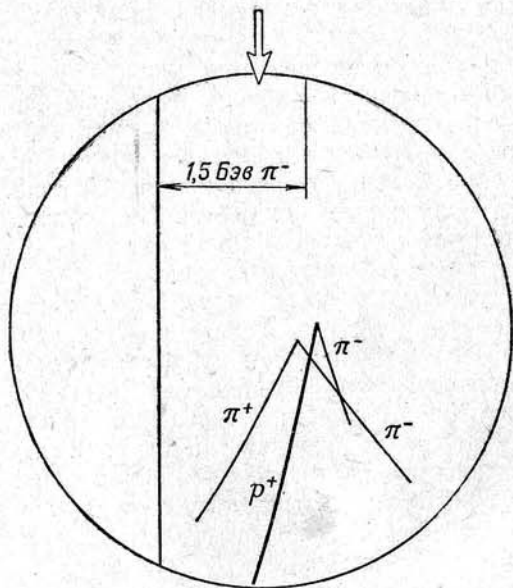
Однако в некоторых первых экспериментах с космическими лучами анализ ветвей V -образного следа показал, что обе ветви соответствуют массе, меньшей массы нуклона; таким образом, были выделены подклассы частиц, обозначаемые V_1 , V_2 , V_4 и т. д. Кроме того, наблюдавшиеся случаи резкого изменения направления и плотности следа заряженных частиц были интерпретированы как случаи образования вилки из одной заряженной и одной незаряженной частиц; первичную частицу называют в этом случае «заряженной V -частицей». Ранее упомянутые нейтральные частицы называются соответственно V_1^0 -частицами.

По измененной терминологии, принятой конференцией в Баньерах в июле 1953 г., частицы тяжелее нуклона (гипероны) называются Λ -частицами. Частицы промежуточной массы называются K -мезонами, а для легких мезонов (μ и π) сохраняются прежние обозначения.

Ускорители также могут использоваться для получения и изучения тяжелых неустойчивых частиц. Для иллюстрации приведем один пример. Последние фотографии, полученные с заполненной водородом камерой Вильсона, помещенной в пучке π -мезонов Брукхавенского космострона (см. гл. 6), заставляют предположить возможность образования пары из двух различных нейтральных V -частиц. Небольшое число полученных и проанализированных до сих пор фотоснимков указывает на большую вероятность реакций следующего типа:



На фиг. 1 приведена схема фотографии, которую получили в 1953 г. Фаулер, Шатт, Торндайк и Уитмор [2]. Конец следа первичного π -мезона (с энергией 1,5 Бэв) соответствует точке, где происходит первая реакция. Из двух образовавшихся V-образных следов один состоит из следа протона и отрицательного мезона, а другой — из двух мезонов [см. (1.7)]. Измерения углов между направлением следов и импульсов соответствующих частиц

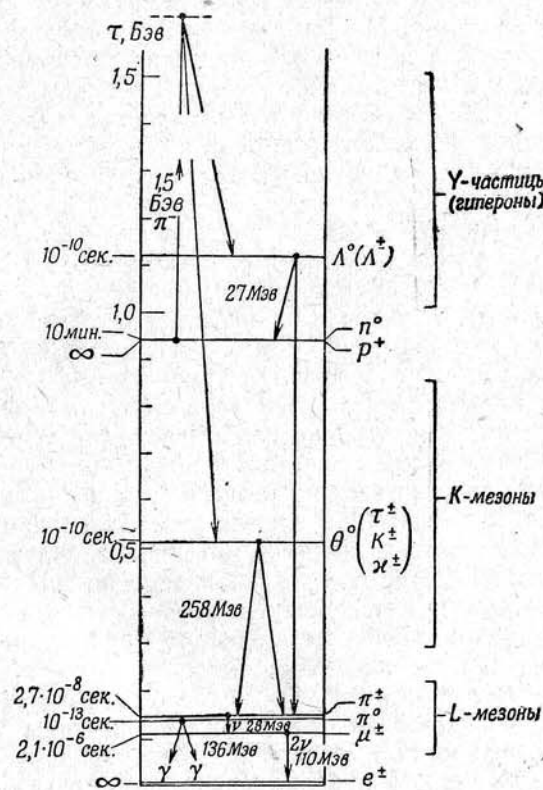


Фиг. 1. Схема фотографии сдвоенного V-образного следа в заполненной водородом камере Вильсона, облучаемой пучком мезонов с энергией 1,5 Бэв от Брукхавенского космотрона. Образовались две нейтральные частицы, одна из которых распадается на p^+ и π^- -мезон, а вторая — на два π^- -мезона.

(по радиусам кривизны в магнитном поле) приводят к значениям Q , указанным выше. Полученные по этим данным массы обеих нейтральных частиц соответственно равны: $m(\Lambda^0) = (1100 \pm 12) \text{ Мэв}$ и $m(\theta^0) = (538 \pm 40) \text{ Мэв}$. Таким образом, Λ^0 -частица тяжелее нуклона, а θ^0 -частица имеет массу, промежуточную между массой π -мезона и нуклона. Оценка

минимальной энергии падающих протонов, необходимой для этой реакции, приводит к значениям порядка 1,0 Бэв. Для получения заметных интенсивностей и подробного изучения этой реакции необходимы значительно большие энергии.

Резюме. Наши современные представления о соотношении между наиболее известными ядерными частицами сведены графически на фиг. 2, где частицы расположены по их массе, т. е.



Фиг. 2. Расположение наиболее известных частиц по массам (энергиям).

Каждая частица изображается горизонтальной прямой на уровне, соответствующем энергии покоя (в Бэв); у прямой указан род частицы и период полураспада. Стрелками показаны реакции распада и их продукты. Показана также схема реакции, наблюдавшейся на Брукхавенском космотроне (сдвоенный V-образный след).

по энергии покоя (в Бэв). Каждая частица изображается горизонтальной линией с соответствующим обозначением: индекс обозначения показывает знак заряда. Только двум из указанных

на схеме состояниям соответствует бесконечное время жизни — протону p^+ и электрону e^- . Все остальные частицы неустойчивы в свободном состоянии. На схеме приведены также периоды полураспада. Небольшое число твердо установленных реакций распада показано стрелками, заканчивающимися на продуктах распада. Когда распад сопровождается неионизирующим излучением нулевой массы, рядом со стрелкой стоит знак γ или ν . В скобках приведена величина выделенной энергии (Q). Некоторые частицы, наблюдавшиеся в космических лучах (τ -, K -, κ -частицы), не отмечены на схеме. Массы τ -мезонов очень близки к массе θ^0 -частицы, а значения масс остальных частиц лежат, повидимому, в той же области. Некоторые из этих частиц, возможно, связаны с θ^0 -частицами. Точно так же заряженные Λ -частицы просто приведены в скобках рядом с Λ^0 -частицами, хотя масса покоя и вообще факт их существования еще точно не установлены.

Схема, показанная на фиг. 2, полезна для установления единой терминологии новых частиц в соответствии с их массой. Как видно из схемы, различаются три класса неустойчивых частиц: L -мезоны (легкие), K -мезоны (с промежуточными массами) и Y -частицы, или гипероны. На схеме показана также реакция получения таких частиц, описываемая уравнениями (1.7) и наблюдавшаяся на Брукхавенском космотроне. Эта реакция особенно интересна для нас тем, что она показывает, как ускорители для получения частиц больших энергий можно использовать для исследования по существу всех ядерных частиц и видов излучения.

Для того чтобы отдельная частица с массой нуклона образовалась непосредственно в процессе материализации энергии, согласно (1.6), необходима минимальная энергия падающего протона 2,34 *Бэв*. Если нуклоны могут образовываться лишь парами, подобно тому как это имеет место при образовании пар электрон-позитрон, то в столкновении двух нуклонов такое образование пары может произойти лишь при энергии бомбардирующего нуклона не менее 5,6 *Бэв*. Если тяжелые частицы должны получаться в возбужденном состоянии с большей энергией покоя, чем энергия устойчивого нуклона (полагают, что это имеет место для Λ -частиц), то порог реакции должен быть соответственно выше. Во всяком случае энергия, необходимая для того, чтобы этот процесс совершался с достаточной интенсивностью, должна быть значительно больше указанного порога реакции.

Большое теоретическое значение имело бы доказательство образования «отрицательных протонов» при образовании пары нуклонов или в других процессах¹⁾. Соображения, опирающиеся

¹⁾ В конце 1955 г. на беватроне Калифорнийского университета, ускоряющего протоны до энергии 6,2 *Бэв*, были впервые получены «отрицательные протоны» — антипротоны. — *Прим. ред.*

на симметрию зарядов, наблюдаемую для других элементарных частиц, заставляют предположить, что существование таких отрицательно заряженных нуклонов возможно. В реакциях аннигиляции отрицательного протона с положительным полная выделяющаяся энергия в системе координат центра тяжести системы была бы равна 1,876 *Бэв*. Можно ожидать целый ряд других параллельных реакций, приводящих к образованию различных типов мезонов [1]. Поиски новых типов частиц — один из наиболее мощных стимулов современного развития физики частиц большой энергии.

Для всех описанных выше реакций желательны большие энергии, а требуемая для некоторых из них энергия превышает значения, достигнутые на существующих ускорителях. В равной мере существенна задача получения пучков большой интенсивности, обеспечивающих достаточную статистическую точность данных. Большая интенсивность пучков в ускорителях делает их более подходящими для решения ряда задач, чем нерегулируемое космическое излучение. В ускорителях плотность пучка (число частиц на единицу площади в 1 сек.) в 10^6 — 10^8 раз больше, чем в космических лучах даже в верхних слоях атмосферы. Это не значит, что ускорители могут полностью заменить космические лучи. Наибольшая энергия частиц в космических лучах ($>10^{17}$ эв) на несколько порядков превосходит значения энергии, достижимые в ускорителях даже по наиболее оптимистическим оценкам конструкторов ускорителей. Поэтому исследования происхождения и свойств космических лучей попрежнему будут привлекать внимание физиков.

§ 3. Ускорители для получения мезонов

Несколько работающих ускорителей в диапазоне энергий от 200 до 500 *Мэв* очень много добавили к нашим знаниям об элементарных частицах. Под действием ускоряемых в фазотронах протонов получают мощные пучки положительных и отрицательных π -мезонов, а получение нейтральных π -мезонов в 184-дюймовом фазотроне Калифорнийского университета впервые позволило точно определить свойства этой новой частицы. Электронные синхротроны и линейные ускорители позволяют получить мезоны с помощью фотоядерных реакций (1.4); можно надеяться, что в будущем с их помощью будут получены мезонные пучки очень большой интенсивности.

Эффективность образования мезонов при разных энергиях (функции возбуждения) и такие свойства мезонов, как масса и среднее время жизни, определены сейчас довольно точно. Сечения взаимодействия положительных и отрицательных мезонов с протонами и другими ядрами измерены для энергий мезонов

вплоть до 200 Мэв. По измерениям углового распределения рассеяния мезонов на нуклонах можно найти радиус действия и другие свойства мезон-нуклонных сил. Многие эксперименты на ускорителях подтвердили и уточнили данные исследований космических лучей.

Брукхавенский космотрон — протонный синхрофазотрон, позволяющий ускорять протоны до 3 Бэв, работает с 1952 г. Сначала он давал протоны с энергией 2,3 Бэв, а недавно была достигнута предельная расчетная энергия 3 Бэв. Близится к завершению сооружение в Беркли «беватрона», который позволит достичь еще большей энергии — до 6 Бэв¹⁾.

Сейчас на космотроне производятся экспериментальные исследования во всех направлениях. Фотографии явлений в камере Вильсона, заполненной водородом под давлением, дали экспериментальное подтверждение образования Λ^0 -частиц, множественного рождения мезонов, многолучевых звезд и других явлений. С помощью схем совпадения на электронных сцинтилляционных кристаллических счетчиках наблюдались заряженные мезоны и исследовались сечения взаимодействия мезонов с ядрами вплоть до 1,5 Бэв. Метод ядерных эмульсий позволил исследовать целый ряд явлений, в том числе многолучевые звезды, образование мезонов и некоторые случаи образования редких тяжелых мезонов.

§ 4. Ускорители для получения частиц с энергией несколько миллиардов электрон-вольт

Ускорители для получения частиц больших энергий предназначены для исследования реакций с элементарными частицами и свойств сил взаимодействия между такими частицами на малых расстояниях. Природа ядерных сил, связывающих ядра и приводящих к концентрации энергии, освобождаемой при делении ядер и в термоядерных реакциях, изучена еще недостаточно. Данные, полученные при изучении расщепления ядер и процессов рассеяния частиц меньшей энергии, очень ценны и необходимы, однако сами по себе весьма неполны. Среди физиков-теоретиков растет убеждение в том, что для полного описания ядерных сил необходимо учесть мезонные поля в ядре. Для исследования свойств мезонов нужны частицы больших энергий, и ученые взялись за эту задачу, имея в своем распоряжении значительное число ускорителей на 200—500 Мэв. Возможно также, что для понимания свойств мезонов нужно тщательно изучить «странные» неустойчивые частицы. Для дальнейшего прогресса

¹⁾ Беватрон—синхрофазотрон Калифорнийского университета (США) запущен в работу в 1954 г. Первоначально он давал протоны с энергией ~ 5 Бэв. В настоящее время достигнута проектная энергия 6,2 Бэв. — Прим. ред.

в области изучения неустойчивых частиц необходима энергия свыше 1 Бэв, которую могут дать лишь несколько существующих ускорителей.

Реальной возможностью осуществления таких ускорителей дает, повидимому, применение принципа сильной фокусировки в протонном синхрофазотроне, который делает экономически осуществимыми ускорители на 10 Бэв и более. Это усовершенствование, впервые предложенное в Брукхавенской национальной лаборатории летом 1952 г., дает практический способ снижения стоимости ускорителей.

В последующих главах описываются упомянутые выше ускорители, а также современное состояние разработки ускорителей с сильной фокусировкой. Однако предварительно нам кажется целесообразным рассмотреть некоторые общие свойства движения частиц в ускорителях, рассчитанных на получение частиц больших энергий. Эти свойства, которые можно использовать при ускорении частиц, выводятся из уравнений движения и включают особенности орбит ионов и электронов в магнитных и электрических полях, фокусирующие силы, обусловленные определенной конфигурацией полей, различные особенности резонансов и автофазировку. Поэтому мы начнем с краткого рассмотрения уравнений движения, что позволит нам уточнить задачу и заранее предвидеть основы конструирования описанных выше ускорителей.

Глава 2

ОСНОВЫ МЕТОДОВ УСКОРЕНИЯ ЧАСТИЦ ДО БОЛЬШИХ ЭНЕРГИЙ

Заряженные частицы могут быть ускорены лишь электрическим полем в направлении этого поля (если частицы заряжены положительно). Магнитное поле действует перпендикулярно направлению движения частицы и не может изменить ее энергии, если только оно не меняется во времени. Как электрическое, так и магнитное поле может меняться по величине и направлению в пространстве и во времени. Электрическое поле создается системой электродов, на которые подается требуемое напряжение. Магнитное поле в ускорителях обычно представляет собой поле между полюсами железной магнитной цепи, возбуждаемой током в обмотках. Магнитное поле служит прежде всего для получения замкнутых круговых орбит, которые при отсутствии магнитного поля были бы чрезвычайно протяженными; таким образом, движение частиц локализуется внутри круглой вакуумной камеры, в которой расположены ускоряющие электроды. Кроме того, магнитное поле является источником фокусирующих сил, ограничивающих движение частиц областью, примыкающей к требуемой круговой орбите.

В общем случае движение заряженной частицы под действием электрического и магнитного полей, меняющихся по направлению, величине или во времени, может быть весьма сложным. Частицы подчиняются законам электродинамики и уравнениям движения. В принципе, зная поля в каждой точке, можно рассчитать всю траекторию частицы от источника до мишени. Однако такой точный расчет движения частицы от точки к точке оказался бы неосуществимо громоздкой задачей. Поэтому необходимо упростить применение уравнений движения.

Практически во всех ускорителях упрощение движения обусловлено симметрией полей. При одновременном использовании электрического и магнитного полей их основные составляющие перпендикулярны друг другу. Сила действия магнитного поля лежит в той же плоскости, что и сила действия ускоряющего электрического поля, так что орбиты частиц лежат в этой плоскости. Составляющие полей в других направлениях меньше по величине и распределены симметрично вокруг плоскости орбиты, обеспе-

чивая фокусирующие силы, действующие на частицы, отклоняющиеся от этой плоскости. Такая симметрия приводит к существенному упрощению решения уравнений движения. Орбитальное движение частиц в средней плоскости можно при этом рассматривать отдельно, а дополнительное движение вследствие наличия других малых составляющих полей можно рассматривать как малые возмущения.

Другое упрощение обусловлено повторяющимся характером процесса ускорения частиц. В циклических магнитных ускорителях частицы совершают большое число оборотов по почти одинаковым орбитам. Сравнительно медленные изменения энергии или радиуса орбиты можно считать адиабатически медленными, сводящимися к медленному изменению некоторых параметров в уравнениях движения. Эти изменения можно затем без существенных ошибок ввести в уравнения орбитального движения.

§ 1. Релятивистские уравнения движения

В большинстве современных ускорителей (в циклотроне, фазотроне, бетатроне, синхротроне, синхрофазотроне) применяется магнитное поле для обеспечения движения по круговым орбитам. Уравнения движения во всех этих ускорителях по существу одинаковы. Проще всего они формулируются в цилиндрической системе координат в случае аксиально-симметричного магнитного поля и тангенциального ускоряющего электрического поля, создающего момент сил вокруг оси симметрии. Мы будем обозначать радиус орбиты через r , азимутальный угол через θ , а отклонение от средней плоскости через z (фиг. 3).

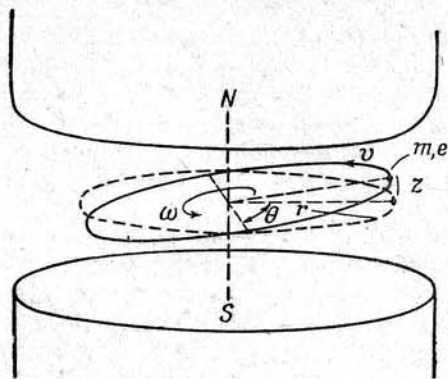
Радиальное движение можно описать, рассматривая центральную силу, с которой аксиальное магнитное поле действует на движущуюся частицу

$$F_r = \frac{mv^3}{r} - evB_z,$$

где m , e и v — масса, заряд и скорость частицы, движущейся по орбите радиуса r в магнитном поле с аксиальной составляющей B_z . Нам нужно рассмотреть изменение радиального движения при изменении v , B_z и т. д. при отклонении от идеальной орбиты. Уравнение движения можно написать в виде

$$m \frac{d^3 r}{dt^3} = m \frac{v^3}{r} - evB_z.$$

Введем угловую скорость $\dot{\theta} = \omega = v/r$ и радиальное количество движения $mr = mdr/dt$ и будем считать массу переменной, чтобы



Фиг. 3. Система цилиндрических координат r, θ, z , принятых для описания движения.

Показано расположение орбиты частицы (сплошная кривая) относительно средней плоскости (пунктирная кривая) в поле, уменьшающемся как $1/r$.

учесть релятивистские эффекты. Тогда для скорости изменения радиального количества движения получим

$$\frac{d}{dt}(mr\dot{\theta}) = mr\dot{\theta}^2 - er\dot{\theta}B_z. \quad (2.1)$$

Движение по азимуту можно описать, рассматривая скорость изменения момента количества движения $(d/dt)(mr^2\dot{\theta})$ и момент сил, приводящий к этому изменению. Момент сил приложенного электрического поля можно записать в виде $d\omega/d\theta$, где $d\omega$ — работа, совершенная над частицей на угловом перемещении $d\theta$. Тормозящий момент сил dL/d равен потере энергии на излучение вследствие радиального ускорения заряженной частицы при движении по круговой орбите. Третий момент сил обусловлен э. д. с. индукции, возникающей при изменении во времени магнитного потока, пронизывающего орбиту; сообщаемая частице за оборот энергия равна $e(d\Phi/dt)$, что составляет $(e/2\pi)(d\Phi/dt)$ на радиан, где Φ — поток через орбиту¹⁾. Общее уравнение азимутального движения имеет вид

$$\frac{d}{dt} \left(mr^2\dot{\theta} - \frac{e\Phi}{2\pi} \right) = \frac{d\omega}{d\theta} - \frac{dL}{d\theta}. \quad (2.2)$$

¹⁾ Здесь Ливингстон не разъясняет одну тонкость. Энергия, получаемая частицей за оборот, равна $e(d\Phi/dt)$ [а не $e(d\Phi/dt)$, как в тексте], а момент сил электромагнитного поля равен $(e/2\pi)(d\Phi/dt)$. Появление полной производной вместо частной производной связано с тем, что момент обусловлен не толь-

Аксиальное количество движения изменяется лишь под действием аксиальных сил, обусловленных радиальной составляющей B_r магнитного поля; оно определяется уравнением

$$\frac{d}{dt}(m\dot{z}) = er\dot{\theta}B_r. \quad (2.3)$$

В приведенных выше трех уравнениях движения (2.1) — (2.3) принята рационализованная система единиц MKS. Знак перед зарядом соответствует случаю электронов; чтобы перейти к случаю положительно заряженных частиц, следует изменить знаки перед e . Все специально вводимые в циклических ускорителях изменения экспериментальных параметров учтены в этих уравнениях. Однако в уравнения не включены члены, учитывающие техническое несовершенство реальных ускорителей. Например, предполагается, что магнитное поле идеально симметрично по азимуту, так что не учтены члены, содержащие азимутальную составляющую поля B_θ . Принято также, что поле симметрично относительно средней плоскости $z = 0$. Кроме того, уравнения не отражают ограничений, налагаемых на орбиты частиц наличием стенок вакуумной камеры или конечным протяжением магнитного поля.

Совершенно полные решения этих уравнений движения чрезмерно сложны, и польза таких решений весьма сомнительна. Проанализируем эти уравнения, прежде всего, с целью выделения отдельных составляющих движения, а затем выведем простые соотношения, применяемые к конкретным типам ускорителей.

Сначала рассмотрим орбитальное движение, определяемое

ко вихревым электрическим полем, но также компонентами B_r и B_z магнитного поля.

Действительно,

$$\frac{e}{2\pi} \frac{d\Phi}{dt} = \frac{e}{2\pi} \frac{\partial\Phi}{\partial t} + \frac{e}{2\pi} \frac{\partial\Phi}{\partial z} \dot{z} + \frac{e}{2\pi} \frac{\partial\Phi}{\partial r} \dot{r}.$$

Первый член справа — момент вихревого электрического поля, второй член — момент силы Лорентца, обусловленный компонентой B_r , третий — момент силы Лорентца, обусловленный компонентой B_z . Чтобы убедиться в этом, необходимо продифференцировать $\Phi = 2\pi \int_0^r r B_z dr$ с учетом условия

$$\operatorname{div} \mathbf{B} = (\partial B_z / \partial z) + (1/r) [\partial(B_r \cdot r) / \partial r] = 0;$$

$$\frac{\partial\Phi}{\partial r} = 2\pi r B_z; \quad \frac{\partial\Phi}{\partial z} = -2\pi r B_r.$$

Проекция момента силы Лорентца на ось z равна

$$e [r(\mathbf{v} \cdot \mathbf{B})]_z = erB_z \cdot \dot{r} - erB_r \dot{z}.$$

— Прим. ред.

формулой (2.1). Простейший случай движения по орбите постоянного радиуса получается, если положить $r = 0$, откуда

$$m\dot{\theta} = m\omega = eB_z r. \quad (2.4)$$

Это — основное соотношение для движения по круговой орбите; чаще его записывают, вводя скорость частицы в виде

$$mv = eB_z r. \quad (2.5)$$

Другой формой этого уравнения, содержащей частоту обращения частицы по орбите $f = \omega/2\pi$, является резонансное условие в циклотроне:

$$f_0 = \frac{eB_z}{2\pi m}. \quad (2.6)$$

Частота обращения в однородном и постоянном магнитном поле постоянна, если масса частицы не меняется; однако это имеет место лишь для нерелятивистских скоростей.

Для больших энергий следует пользоваться релятивистским выражением для импульса

$$mv = \frac{(E^2 - E_0^2)^{1/2}}{c} = \frac{[T(T + 2E_0)]^{1/2}}{c},$$

где $E = mc^2$ — полная энергия частицы; $E_0 = m_0c^2$ — ее энергия покоя; T — кинетическая энергия. Согласно определению, $E = E_0 + T$.

С помощью этого соотношения можно переписать (2.5) в виде

$$r = \frac{[T(T + 2E_0)]^{1/2}}{ceB_z}. \quad (2.7)$$

Если E_0 и T выразить в Мэв, а B_z — в веберах на 1 м^2 (эта единица равна $10\,000 \text{ гаусс}$), то (2.7) примет вид

$$r = \frac{[T(T + 2E_0)]^{1/2}}{300B_z} \text{ м}. \quad (2.7a)$$

Значения энергии покоя $E_0 = m_0c^2$ для применяемых в ускорителях частиц приведены ниже:

Энергия покоя частиц	E_0 , Мэв
Электрон	0,51
Протон	938
Дейтрон	1877
Молекулярные ионы водорода	1876
Дважды ионизированный гелий	3733

Преобразуя (2.7), получаем выражение для кинетической энергии

$$T^2 + 2TE_0 = c^2 e^2 B_z^2 r^2. \quad (2.8)$$

В крайне релятивистском случае, когда кинетическая энергия T значительно больше энергии покоя E_0 , это выражение принимает вид

$$T \approx ceB_z r. \quad (2.8a)$$

Отсюда видна пропорциональность между кинетической энергией и импульсом $eB_z \cdot r$ при очень больших энергиях.

Таблица 1
РАДИУСЫ ОРБИТ (м) ДЛЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ 1 вебер/м^2

T , Мэв	Электроны	Протоны	Дейтроны	Ионы He^{++}
1	0,00473	0,144	0,204	0,144
10	0,0349	0,457	0,646	0,454
100	0,334	1,48	2,06	1,45
1 000	3,33	5,64	7,25	4,85
10 000	33,3	36,3	39,0	22,0

В табл. 1 приведено несколько типичных значений радиуса орбиты [рассчитанного по (2.7)], которые иллюстрируют размеры ускорителей [применяя (2.7) для α -частиц, следует удвоить заряд e]. Из таблицы очевидна линейная зависимость между радиусом и энергией уже при малых энергиях электронов. Видно также, что при больших энергиях размеры орбит для электронов и тяжелых ионов сближаются между собой.

Релятивистское выражение для частоты обращения получается из (2.6), если массу выразить через энергию:

$$f = \frac{eB_z}{2\pi} \frac{c^3}{E_0 + T} = \frac{eB_z}{2\pi m_0} \frac{1}{1 + (T/E_0)} = f_0 \frac{1}{1 + (T/E_0)}. \quad (2.9)$$

Здесь f_0 — нерелятивистская циклотронная частота, которую можно считать постоянной движения. Из (2.9) видно, как следует менять частоту ускоряющего поля с ростом энергии частиц, чтобы сохранить резонанс с движением частиц в однородном поле фазотрона.

Частоту обращения можно также выразить через радиус орбиты, используя релятивистское соотношение между скоростью и энергией

$$f = \frac{v}{2\pi r} = \frac{c\beta}{2\pi r} = \frac{c}{2\pi r} \left[1 - \left(\frac{E_0}{E_0 + T} \right)^2 \right]^{1/2}. \quad (2.10)$$

Численную постоянную легко рассчитать. Если T и E_0 выражаются в одних и тех же единицах, а r — в метрах, то

$$f = \frac{47,8}{r} \left[1 - \left(\frac{E_0}{E_0 + T} \right)^2 \right]^{1/2} \text{ мггц}. \quad (2.10a)$$

Рассмотрим для примера электроны большой энергии в синхротроне на орбите радиусом 1 м (магнитное поле должно при этом иметь соответствующее значение). При энергиях свыше нескольких Мэв второй член в скобках пренебрежимо мал и частота приближается к постоянному значению 47,8 мГц.

Таблица 2

T, Мэв	ЧАСТОТА ОБРАЩЕНИЯ (мГц) ПРИ МАГНИТНОМ ПОЛЕ 1 вебер/м ²			
	Электроны	Протоны	Дейтроны	Ионы He ⁺⁺
1	9500	15,2	7,60	7,61
10	1635	15,2	7,60	7,61
100	143	13,8	7,34	7,40
1 000	14,3	7,46	5,00	6,05
10 000	1,43	1,32	1,22	2,11

В табл. 2 приведено несколько типичных значений частоты обращения для некоторых частиц. Магнитное поле принято равным 1 вебер/м², а радиусы орбиты—значениям, приведенным в табл. 1.

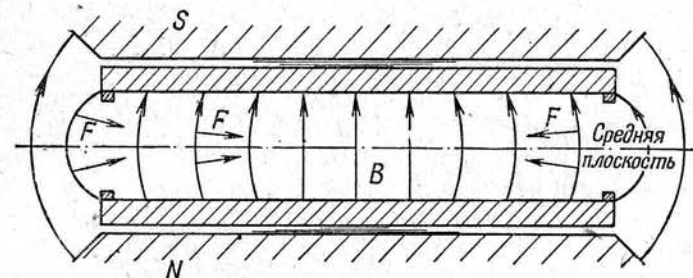
Из табл. 2 видно, что при очень больших энергиях значения частоты обращения для различных частиц сближаются. При изменении магнитного поля частота обращения меняется прямо пропорционально полю.

§ 2. Орбитальная устойчивость

К ускорителям предъявляется также дополнительное требование: чтобы на частицы, отклоняющиеся от центральной орбиты, действовали силы, возвращающие частицы на орбиту. Эти фокусирующие силы необходимы для предотвращения потери частиц из пучка за счет соударений со стенками камеры на протяжении тысяч оборотов, совершаемых ими в процессе ускорения. В абсолютно однородном магнитном поле частица, скорость которой образует небольшой угол с плоскостью орбиты, двигалась бы по винтовой спирали и ее осевое смещение линейно возрастало бы пропорционально числу оборотов. Кроме того, могут наблюдаться радиальные смещения реальной орбиты, которые привели бы к потере частиц вследствие соударения со стенками камеры. Поэтому важно, чтобы приложенные электрическое и магнитное поля создавали достаточные силы фокусировки, чтобы удерживать частицы у центральной орбиты.

Такие фокусирующие силы имеют место в магнитном поле, убывающем по величине с увеличением радиуса. В таком поле магнитные силовые линии обращены выпуклостью наружу. Эта

форма поля типична для магнитного поля у края зазора между цилиндрическими магнитами с плоскими полюсными наконечниками; такое поле носит название «поле рассеяния». При полюсах другой формы магнитное поле такого типа можно осуществить, подбирая форму полюсных наконечников так, чтобы с увеличением радиуса зазор между полюсами увеличивался, а напряженность магнитного поля уменьшалась. На фиг. 4 схематически показана форма магнитного поля между полюсами циклотрона обычного типа. Видна выпуклость магнитных силовых линий и направление сил, действующих на заряженные частицы, движущиеся над средней плоскостью или под ней.



Фиг. 4. Фокусирующие силы, действующие на частицы, находящиеся выше или ниже средней плоскости, в убывающем по радиусу магнитном поле циклотрона.

Плоские пирамидальные «шиммы», расположенные в зазорах, предназначены для обеспечения небольшого спада поля по радиусу в центральной части пространства между полюсами. Кольцевые «шиммы» на краю увеличивают радиус используемой части поля.

Направление силы действия магнитного поля на движущуюся частицу перпендикулярно направлению магнитного поля в месте нахождения частицы. Для частиц, находящихся над средней плоскостью, эта сила будет иметь направленную вниз составляющую благодаря наличию радиальной составляющей индукции B_r . Наоборот, на частицы, находящиеся под средней плоскостью, действует сила, направленная вверх. Радиальная составляющая магнитного поля равна нулю в средней плоскости, во всех остальных точках имеются поля B_z и B_r . Величина радиальной составляющей поля, необходимой для обеспечения требуемой фокусировки, довольно мала, так что радиусы кривизны магнитных силовых линий велики по сравнению с отклонениями частиц от средней плоскости. Поэтому вблизи средней плоскости магнитные силовые линии можно аппроксимировать дугами окружностей, а радиальные составляющие B_r можно считать пропорциональными смещению z .

Ниже мы свяжем коэффициент пропорциональности со скоростью убывания магнитного поля по радиусу. Убывающее по

радиусу поле можно охарактеризовать показателем n , определяющим скорость убывания поля по радиусу

$$B_z = B_{z0} \left(\frac{r_0}{r} \right)^n \quad (2.11)$$

Здесь B_{z0} — поле в средней плоскости на орбите r_0 ; B_z — поле на радиусе r . Показатель n , определяющий скорость убывания, можно найти дифференцированием:

$$n = - \frac{r_0}{B_{z0}} \frac{dB_z}{dr} \quad (2.12)$$

Любому положительному значению n соответствует описанная выше вертикальная фокусирующая сила. Значение $n=0$ соответствует однородному полю, не меняющемуся по радиусу. При $n=1$ поле убывает обратно пропорционально радиусу.

Мы рассматриваем магнитное поле в пустоте и пренебрегаем изменением во времени электрического и магнитного потенциалов. Для таких магнестатических, или «консервативных», полей $\text{rot } \mathbf{B} = 0$, так что

$$\frac{\partial B_r}{\partial z} = \frac{\partial B_z}{\partial r} \quad (2.13)$$

Интегрируя это соотношение и используя (2.12), получаем для радиальной составляющей B_r выражение¹

$$B_r = - \frac{nB_z z}{r}, \quad (2.14)$$

где z — отклонение от средней плоскости. Фокусирующая сила F_z равна

$$F_z = evB_r = -ne\omega_0 B_z z = -\kappa_z z, \quad \kappa_z = m\omega^2 n. \quad (2.15)$$

Отсюда видно, что вертикальная фокусирующая сила пропорциональна отклонению, что приводит к колебательному движению вокруг средней плоскости.

В таком убывающем по радиусу поле существует также радиальная фокусировка. Радиус идеальной теоретической орбиты определяется соотношением (2.7). В цилиндрически симметричном магнитном поле центр орбиты расположен на оси симметрии поля. Мы будем такую орбиту называть «равновесной» и обозначать ее радиус через r_0 . Частица, отклоняющаяся от этой орбиты и находящаяся в данный момент на радиусе $r > r_0$, испытывает дейст-

¹ Это выражение точно, если n постоянно во всем пространстве и вместо B_z подставить B , а вместо r подставить r_0 . Обычно такие условия не выполняются, но приближенно с точностью до высших степеней отношений z/r и r/r_0 в симметричном поле соотношение (2.14) всегда справедливо. — Прим. ред.

вие меньшего магнитного поля B_z ; поэтому заворачивающее действие магнитного поля будет слабее. Обратный случай имеет место для частицы с той же энергией, находящейся на радиусе $r < r_0$. Чтобы движение было устойчивым, необходимо наличие фокусирующих сил, которые возвращали бы отклоняющуюся по радиусу частицу на равновесный радиус r_0 .

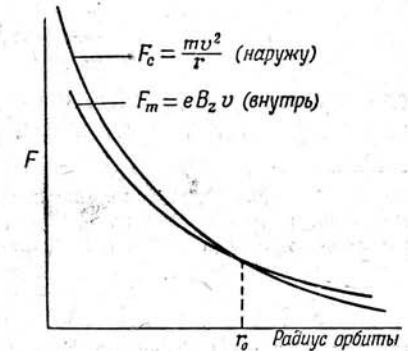
При известных условиях достаточно действия центростремительной силы, обуславливающей круговое движение, чтобы обеспечить возвращение частиц на равновесный радиус. Предельный градиент убывания поля по радиусу, при котором еще сохраняется фокусирующее действие, определяется из условия, при котором поле B_z обеспечивает движение частицы по правильной окружности с измененным радиусом r . Поскольку энергия частицы для обеих орбит одинакова, получаем в этом предельном случае соотношение

$$B_z r = B_{z0} r_0 \quad \text{или} \quad B_z = B_{z0} \frac{r_0}{r}. \quad (2.16)$$

Это соответствует показателю магнитного поля n , равному единице. Любое поле с более медленным убыванием по радиусу, для которого $n < 1$, создает центростремительную силу, достаточную для возвращения частицы к равновесной орбите.

Радиальную устойчивость можно рассмотреть и другим методом, перейдя на время к системе координат, связанной с движущейся частицей. В этой системе сила Лорентца $F_m = eB_z v$ направлена к центру орбиты, а «центробежная сила» $F_c = mv^2/r$ — от центра. На равновесной орбите обе эти силы уравниваются. Если магнитное поле убывает медленнее, чем растет радиус, то при $r < r_0$ сила Лорентца слабее центробежной, а при $r > r_0$ — сильнее центробежной. В обоих случаях появляется результирующая фокусирующая сила, возвращающая частицу на равновесную орбиту.

Это поясняется графически на фиг. 5, где F_c убывает обратно пропорционально радиусу, а F_m — медленнее. Для обеспечения устойчивости магнитное поле должно убывать не быстрее, чем $1/r$ (что соответствует $n=1$). Этот вывод совпадает с полученным ранее. Фокусирующую силу, равную разности F_m и F_c , можно считать



Фиг. 5. Силы, действующие на частицу в убывающем по радиусу поле B_z .

Результирующая сила направлена к равновесной орбите для частиц, находящихся как на большем, так и на меньшем радиусе.

с большой степенью приближения пропорциональной отклонению от равновесной орбиты. Коэффициент пропорциональности нельзя найти столь же просто, как для вертикальных колебаний, однако его можно вывести¹⁾ из уравнений движения [3]. Во всяком случае из приведенного выше качественного рассмотрения ясно, что фокусирующая сила пропорциональна радиальному отклонению от равновесной орбиты

$$F_r = -\kappa_r \rho, \quad (2.17)$$

где $\rho = r - r_0$ — радиальное смещение.

Из приведенного рассмотрения видно, что в убывающем по радиусу магнитном поле на частицы, отклоненные по вертикали от средней плоскости, фокусирующая сила действует при $n > 0$, а на частицы, отклоненные по радиусу от равновесной орбиты, она действует при $n < 1$.

§ 3. Свободные колебания

Движение любой системы под действием возвращающего усилия, пропорционального смещению, носит колебательный характер. Для описанных в предыдущем параграфе радиальных и вертикальных смещений и соответствующих им фокусирующих сил дифференциальные уравнения колебаний имеют вид

$$\frac{d^2 \rho}{dt^2} + \omega_r^2 \rho = 0, \quad (2.18a)$$

$$\frac{d^2 z}{dt^2} + \omega_z^2 z = 0, \quad (2.18б)$$

где ω_r и ω_z — угловые частоты обоих колебаний. Эти уравнения описывают так называемые «бетатронные», или свободные,

¹⁾ Приводим другой, упрощенный, вывод значения κ_r . Как видно из рассуждений в тексте и фиг. 5, $F_r = F_c - F_m$ — функция радиуса r . Полагая $r = r_0 + \rho$ и считая ρ малой величиной, получаем

$$F_r = \left(\frac{\partial (F_c - F_m)}{\partial r} \right)_{r=r_0} \rho,$$

так как при $\rho = 0$ функция $F_r = 0$.

Отсюда

$$\kappa_r = - \left(\frac{\partial (F_c - F_m)}{\partial r} \right)_{r=r_0} = \frac{mv^3}{r_0^3} - n \frac{mv}{r_0} \frac{eB_{z0}}{m}.$$

Поскольку $(eB_{z0}/m) = (v/r_0) = \omega_0$ (частоте обращения) [см. (2.6)], то окончательно

$$\kappa_r = m\omega_0^3 (1 - n).$$

— Прим. ред.

колебания частицы¹⁾ в спадающем по радиусу поле, причем показатель магнитного поля n заключен в пределах

$$0 < n < 1. \quad (2.19)$$

Вывод этих частот колебаний из уравнений движения (2.1) и (2.3) приведен в целом ряде работ²⁾, в частности в работе Керста и Сербера [3], посвященной теоретическому анализу бетатрона. Формулы для частот колебаний имеют вид

$$\omega_r = (1 - n)^{1/2} \omega_0 \quad \text{или} \quad f_r = (1 - n)^{1/2} f_0, \quad (2.20a)$$

$$\omega_z = n^{1/2} \omega_0 \quad \text{или} \quad f_z = n^{1/2} f_0. \quad (2.20б)$$

Здесь f_0 — частота обращения иона (2.6), называемая иногда «циклотронной» частотой. Из этих формул видно, что обе частоты свободных колебаний меньше частоты обращения; в частности, при $n = 0,5$ они равны между собой и

$$f_r = f_z = 0,707 f_0. \quad (2.21)$$

В общем случае частица совершает более одного оборота за один период радиальных или вертикальных колебаний.

Такие свободные колебания в вертикальном и радиальном направлениях имеют место во всех типах ускорителей с магнитным полем при отклонении частиц от равновесной орбиты. При достаточно малых амплитудах этих колебаний их можно без существенных ошибок считать просто накладывающимися на орбитальное движение. Например, можно показать, что в циклотроне ионы совершают такие радиальные и вертикальные колебания, которые фактически ограничивают предельную интенсивность ионного пучка. Точно так же подобные бетатронные колебания имеют место в синхротронах и фазотронах, где они налагаются на значительно более медленные фазовые колебания, рассматриваемые в следующем параграфе.

Свойства свободных колебаний легко понять, рассматривая предельные случаи. В однородном магнитном поле (т. е. при $n = 0$) частица, отклоненная по радиусу от первоначальной круговой орбиты, попрежнему будет описывать круговую траекторию того же радиуса, пересекая первоначальную орбиту два раза за оборот. Такое движение можно считать радиальным колебанием с частотой f_0 . В том же радиальном поле частица, смещенная по вертикали на величину z от первоначальной плоскости движения, будет обращаться по орбите, параллельной первоначальной; можно считать, что при этом совершаются вертикальные колебания с

¹⁾ Часто употребляемое название «бетатронные колебания» введено потому, что впервые такие колебания были рассмотрены для бетатрона. — Прим. ред.

²⁾ Как известно, частоты колебаний равны $\sqrt{\kappa/m}$, где κ_z — коэффициент упругости для вертикальных колебаний получен в формуле (2.15), а κ_r для радиальных колебаний — в примечании на стр. 34. — Прим. ред.

частотой $f_z = 0$. В другом предельном случае, когда $n=1$, поле обратно пропорционально радиусу, так что $B_z r$ постоянно. Частица с импульсом $mv = eB_z r$ будет двигаться по концентрическим круговым орбитам на любом радиусе, так что частота радиальных колебаний равна нулю. Наконец, поскольку, согласно (2.14), радиальная составляющая B_r пропорциональна z при фиксированном радиусе и при $n=1$, то частота вертикальных колебаний совпадает с частотой обращения f_0 .

Колебания описываются гармоническими функциями, являющимися решениями уравнений движения (2.18):

$$\rho = P \cos \omega_r t, \quad (2.22a)$$

$$z = Z \cos \omega_z t. \quad (2.22b)$$

Значения максимальных отклонений P и Z связаны с энергией поперечных колебаний. При малых значениях энергии она выражается соотношениями

$$\frac{1}{2} m v_r^2 = \frac{1}{2} \kappa_r P^2, \quad (2.23a)$$

$$\frac{1}{2} m v_z^2 = \frac{1}{2} \kappa_z Z^2, \quad (2.23b)$$

где κ_r и κ_z — коэффициенты упругости:

$$\kappa_r = (1-n) \omega_0^2 / m, \quad (2.24a)$$

$$\kappa_z = n \omega_0^2 / m. \quad (2.24b)$$

Из соотношений (2.23) и (2.24) можно найти

$$P = \frac{v_r}{\omega_0} \frac{1}{(1-n)^{1/2}}, \quad (2.25a)$$

$$Z = \frac{v_z}{\omega_0} \frac{1}{n^{1/2}}. \quad (2.25b)$$

Поперечные колебания возникают за счет отклонений в направлении движения частиц, выходящих из источника, или за счет асимметрии магнитного и электрического полей¹⁾. В большинстве ускорителей начальная амплитуда и энергия поперечных колебаний ограничиваются поперечными размерами камеры. Тщательное проектирование, обеспечивающее симметрию и однородность полей, позволяет избежать последующего возрастания колебаний в процессе ускорения. Однако если частица в процессе ускорения попадает в область больших n (например, в циклотроне), то амплитуда радиальных колебаний возрастает, а амплитуда вертикальных колебаний убывает. В циклотроне оба эти измене-

¹⁾ Величина поперечных колебаний из-за асимметрии магнитных и электрических полей определяется, конечно, формулами, отличными от (2.22). — *Прим. ред.*

ния выгодны, поскольку они облегчают задачу вывода пучка из камеры ускорителя.

Амплитуда колебаний меняется также при возрастании магнитного поля (например, в синхротроне) в соответствии с линейной зависимостью частоты обращения от поля, согласно (2.4). Количественно этот эффект удобно выразить, пользуясь относительными изменениями переменных. Выражая значения ω_0 и v в (2.25) через магнитное поле, согласно (2.4) и условию постоянства (2.23) и интегрируя, получаем

$$\frac{dP}{P} = -\frac{1}{2} \frac{dB_z}{B_z}; \quad \frac{P}{P_0} = \sqrt{\frac{B_{z0}}{B_z}}, \quad (2.26a)$$

$$\frac{dZ}{Z} = -\frac{1}{2} \frac{dB_z}{B_z}; \quad \frac{Z}{Z_0} = \sqrt{\frac{B_{z0}}{B_z}}. \quad (2.26b)$$

Таким образом, оба поперечных колебания затухают¹⁾ с увеличением магнитного поля, меняясь как $B_z^{-1/2}$. Этим объясняется очень маленькое сечение пучков ускоренных частиц в бетатронах и синхротронах.

§ 4. Энергия частиц

Второе уравнение движения (2.2) описывает изменение кинетической энергии орбитального движения частицы под действием моментов сил. Его можно записать в виде

$$\frac{d}{dt} (m r^2 \omega - \frac{e}{2\pi} \Phi) = \frac{dW}{d\theta} - \frac{dL}{d\theta}. \quad (2.27)$$

Смысл этого уравнения можно пояснить (для нерелятивистских скоростей и постоянного ω), выразив с его помощью скорость изменения энергии частицы. Для этого умножим обе части равенства на $\omega = d\theta/dt$:

$$\frac{d}{dt} (m v^2) = \frac{e\omega}{2\pi} \frac{d\Phi}{dt} + \frac{dW}{dt} - \frac{dL}{dt}. \quad (2.28)$$

¹⁾ Обычно затухание колебаний получают из адиабатического инварианта для осциллятора с переменными параметрами. Адиабатическим инвариантом (постоянной величиной) является отношение энергии колебаний к частоте колебаний:

$$\frac{\kappa_r P^2}{2} \sim \omega_0 \sqrt{1-n}.$$

Отсюда

$$P \sim \frac{1}{\sqrt[4]{1-n} \sqrt{\omega_0 m}}.$$

Согласно (2.4),

$$\omega_0 m = e B_{z0}.$$

Этот вывод справедлив для всех типов ускорителей. Вывод приведенный в тексте, относится к синхротрону, когда частота колебаний постоянна. — *Прим. ред.*

Член, пропорциональный $d\Phi/dt$, т. е. скорости изменения магнитного потока, пронизывающего орбиту, связан с э. д. с. индукции, действующей на частицу. Эта э. д. с. действует по принципу трансформатора и является причиной ускорения электронов в бетатроне. Пренебрегая временно остальными членами в правой части (2.27), получаем

$$\frac{d\Phi}{dt} = \frac{d}{dt} \left(2\pi \frac{m}{e} \omega r^2 \right). \quad (2.29)$$

Подставляя общее выражение для ω из (2.4), найдем

$$\frac{d\Phi}{dt} = 2 (\pi r^2) \frac{dB_z}{dt}. \quad (2.30)$$

Это соотношение связывает скорость изменения магнитного потока, пронизывающего орбиту, со скоростью изменения магнитного поля на орбите при ускорении с *постоянным радиусом* орбиты. Это соотношение можно проинтегрировать по циклу ускорения начиная с $B_z = 0$ и $\Phi = 0$ при $t = 0$:

$$\Phi = 2 (\pi r^2) B_z. \quad (2.30a)$$

При ускорении на орбите постоянного радиуса при таких начальных условиях *полный поток*, пронизывающий орбиту, должен быть *вдвое* больше того потока, который был бы, если бы поле внутри орбиты было однородно и равно *полю на орбите*. Это так называемое бетатронное правило «2 : 1».

Электродвижущая сила индукции равна нулю во всех ускорителях, в которых B_z постоянно во времени, как, например, в циклотроне. Но в таких ускорителях, как, например, синхротрон, где B_z возрастает во времени, следует учитывать э. д. с. индукции. Знак э. д. с. зависит от геометрии магнита; он может быть отрицательным, если результирующий поток сквозь орбиту противоположен по направлению поля на орбите.

Второй член в выражении для энергии получен из первого члена в правой части (2.27), соответствующего моменту сил электрического поля, выраженному как обобщенная сила $dw/d\theta$, где dw — работа, совершенная на смещении $d\theta$. Этот момент сил обеспечивается обычно одним или несколькими ускоряющими промежутками между высокочастотными электродами. В циклотроне на один оборот приходится два ускорения в зазорах между дуантами; в синхротроне на одном обороте происходит одно ускорение в ускоряющем промежутке. Однако число оборотов частицы в резонансном ускорителе обычно столь велико (порядка 10^4 — 10^6 в синхротронах), а относительное возрастание энергии за оборот столь мало, что процесс ускорения можно рассматривать адиабатически и считать момент силы равномерно распределенным по азимуту и медленно меняющимся со временем. Величину момента

силы можно выразить через энергию, приобретаемую частицей за каждый оборот при прохождении разности потенциалов V :

$$\frac{dw}{d\theta} = \frac{Ve}{2\pi}. \quad (2.31)$$

Такое приложенное извне электрическое поле должно быть переменным и изменяться в резонанс с движением заряженных частиц, которые концентрируются по фазе по отношению к полю, а следовательно, концентрируются по азимуту на орбите в определенные «сгустки». Для исследования этого сгущения введем фазу φ ускоряющего поля, при которой частица пересекает ускоряющий промежуток

$$\frac{dw}{d\theta} = \frac{V_m e}{2\pi} \sin \varphi; \quad (2.32)$$

здесь φ — фаза поля в момент прохождения ускоряющего промежутка частицей; V_m — максимальное напряжение в ускоряющем зазоре. Выбор синусной функции означает (для электронного ускорителя), что нулевая фаза соответствует моменту, когда поле равно нулю и становится со временем положительным, т. е. моменту перехода от ускоряющего поля к замедляющему.

Третий член $dL/d\theta$ учитывает момент сил, связанный с потерями на излучение вследствие радиального ускорения частицы, движущейся по орбите. Величину этого момента можно вычислить исходя из классической теории электромагнитного поля. Различными авторами [4] было показано, что момент сил, создаваемый электромагнитным излучением, равен (в системе MKS)

$$\frac{dL}{d\theta} = \frac{2}{3} \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 R} \left(\frac{E}{E_0} \right)^4. \quad (2.33)$$

Потери на излучение растут при постоянном радиусе орбиты пропорционально четвертой степени отношения энергии частицы к ее энергии покоя. Однако, учитывая линейную зависимость между энергией и радиусом орбиты при постоянном максимальном значении магнитного поля, получаем, что потери на излучение приблизительно пропорциональны кубу энергии частицы, т. е. $(E/E_0)^3$. Для значений радиуса орбиты, соответствующих электронному синхротрону (см. табл. 1), уравнение (2.33) дает потери около 30 кэВ при энергии 1 БэВ, и потери 240 кэВ при энергии 2 БэВ. В существующих электронных синхротронах применяется один ускоряющий промежуток, что ограничивает максимальную достижимую энергию величиной порядка 2 БэВ.

Для тяжелых частиц, например для протонов, энергия покоя столь велика, что при интересующих нас в настоящий момент значениях энергии потери на излучение пренебрежимо малы.

Итак, мы видим, что в циклических магнитных ускорителях частицы могут ускоряться либо за счет бетатронной э. д. с. индукции, либо с помощью электрического поля между электродами. При больших значениях энергии для электронов возможны потери на излучение. Кроме того, единственным существенным источником потерь энергии является столкновение с молекулами остаточного газа или со стенками камеры.

§ 5. Фазовая устойчивость в круговом движении

Резонансные ускорители основаны на принципе многократного последовательного ускорения, происходящего синхронно движению частиц. В ускорителях для получения частиц больших энергий возникает проблема сохранения этой синхронности для чрезвычайно большого числа ускорений. Это приводит к необходимости управления разностью между фазой электрического поля на электродах и фазой сгустка частиц, обращающихся по орбите. Такое управление становится возможным благодаря устойчивости колебаний фазы (при которой частица проходит ускоряющий промежуток) вокруг некоторого среднего значения, соответствующего приросту энергии на оборот, необходимому для сохранения резонанса между движением частицы и высокочастотным полем. Это так называемый принцип фазовой стабильности (автофазировки). Он был предложен в 1945 г. независимо Векслером [6]¹⁾ и Мак-Милланом [5] как средство неограниченного сохранения резонанса в ускорителе циклотронного типа.

Развитие этого принципа привело к появлению двух типов ускорителей — синхротрона, предназначенного для ускорения электронов, и фазотрона, предназначенного для ускорения легких положительных ионов.

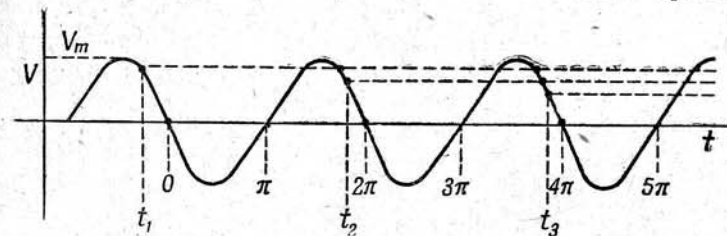
Фазовые колебания можно качественно описать, пользуясь простыми физическими рассуждениями. Рассмотрим сначала стационарные орбиты заряженных частиц, обращающихся в постоянном магнитном поле, форма которого обеспечивает устойчивость движения по орбитам ($0 < n < 1$), как было описано выше. Пусть в некоторой точке орбиты расположен зазор между электродами, на которые может подаваться высокочастотное электрическое напряжение, и пусть частота этого ускоряющего поля совпадает с частотой обращения ионов, определяемой (2.9).

Фазовые соотношения между движением ионов и электрическим полем показаны на фиг. 6, где приведена временная линейная развертка траекторий частиц. Частица, проходящая зазор в нулевой фазе φ_0 , при которой поле проходит через нуль, превра-

¹⁾ На самом деле принцип автофазировки был предложен В. И. Векслером в 1944 г. [см. ДАН, 43, 346; 44, 393 (1944)] и Мак-Милланом в 1945 г. [см. Phys. Rev., 68, 143 (1945)]. — Прим. ред.

щаяся из ускоряющего в замедляющее, изображена на рисунке точками $0, 2\pi, 4\pi$ и т. д. Эта частица, не приобретая и не теряя энергии, будет оставаться в точном резонансе с полем и будет обращаться с постоянной частотой по той же орбите.

Теперь, чтобы убедиться в устойчивости этой орбиты, рассмотрим частицу, проходящую зазор в предшествующий момент t_1 . При первых прохождениях зазора частица будет приобретать некоторую энергию и ее частота обращения, согласно (2.9), будет уменьшаться (небольшим изменением магнитного поля B_z с радиусом мы пока пренебрежем). Уменьшение частоты приведет к



Ф и г. 6. Схема изменения ускоряющего напряжения во времени, поясняющая механизм фазовых колебаний.

постепенному отставанию частицы при последующих прохождениях зазора (точки t_2, t_3 и т. д.). Такое перемещение фазы будет продолжаться, пока частица не пройдет зазор при нулевой фазе. Однако при этом у частицы накопится некоторая избыточная энергия, так что перемещение фазы будет продолжаться и частица войдет в замедляющую часть периода высокочастотного поля. Теперь положение изменится: частица начнет терять энергию, ее частота обращения начнет возрастать и она вновь вернется к нулевой фазе.

Таким образом, фаза совершает колебания вокруг значения, соответствующего невозмущенной орбите, для которой частота обращения находится в точном резонансе с частотой электрического поля. Одновременно энергия совершает колебания вокруг равновесного значения. Далее, поскольку, согласно (2.7), радиус орбиты зависит от энергии, происходят также радиальные колебания. Когда энергия частицы больше равновесной, частица движется по орбите большего радиуса; наоборот, при меньших энергиях радиус орбиты меньше.

Принцип автофазировки основан на существовании описанных выше фазовых колебаний вокруг равновесных значений фазы, энергии и радиуса. В рассматриваемом случае постоянного магнитного поля частицы распределены по всей окружности в области фаз от $\varphi_1 = \pi$ до $\varphi_2 = -\pi$. Каждая частица медленно перемещается вдоль пучка в прямом или обратном направлениях, совершая полное колебание фазы за несколько сотен или тысяч

оборотов. Такие орбиты с фиксированной средней энергией можно назвать стационарными.

Заметим, что частицы, проходящие ускоряющий зазор при нулевых напряжениях, соответствующих $\varphi = \pi, 3\pi$ и т. д., находятся в состоянии неустойчивого равновесия. При малейшем возмущении такие частицы начинают приобретать или терять энергию и совершать колебания вокруг устойчивой фазы с большой амплитудой.

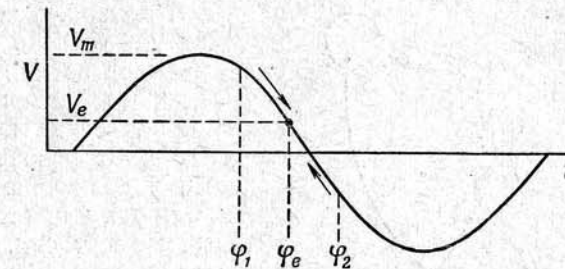
Рассмотрим теперь, как можно в ускорителях увеличивать энергию частиц, движущихся по таким стационарным орбитам. При этом следует различать два случая — движение с постоянной скоростью (т. е. ускорение электронов до больших энергий при $v \approx c$) и движение с возрастающей скоростью (ускорение протонов или других положительных частиц при $v < c$).

В первом случае небольшое увеличение магнитного поля приводит к пропорциональному увеличению частоты обращения электрона, как видно из (2.9). Это сопровождается временным уменьшением радиуса орбиты. Электрон начинает проходить зазор слишком рано, приобретая каждый раз избыточную энергию, пока его энергия не достигнет значения, при котором электрон снова движется в резонанс с приложенным электрическим полем, а радиус орбиты принимает первоначальное значение. Если же магнитное поле непрерывно медленно увеличивается, то движение электронов следует за этим изменением поля; энергия электронов непрерывно увеличивается со скоростью, определяемой скоростью возрастания магнитного поля. На этом принципе основана работа синхротрона.

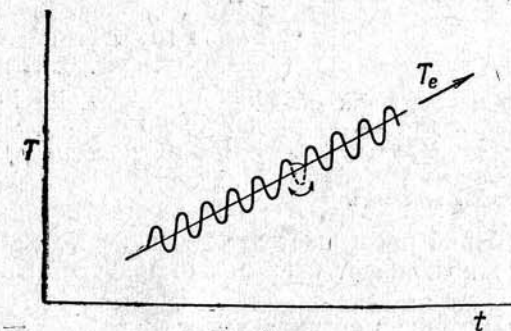
Во втором случае, когда скорость частицы возрастает с энергией, рассмотрим влияние небольшого уменьшения частоты приложенного электрического поля при постоянном магнитном поле. Такое удлинение периода высокочастотного поля при сохранении периода обращения частицы также приводит к тому, что частицы проходят ускоряющий зазор слишком рано и приобретают энергию до тех пор, пока она не достигнет величины, при которой частица будет двигаться в резонансе с новой частотой, согласно (2.9). Возрастание энергии при почти однородном магнитном поле приводит к увеличению радиуса орбиты. Если же частота непрерывно медленно уменьшается, то движение частиц следует за этим изменением частоты; энергия и радиус орбиты частиц непрерывно увеличиваются со скоростью, определяемой скоростью модуляции частоты. На этом принципе основана работа фазотрона.

В обоих описанных выше случаях имеется равновесная фаза φ_e , вокруг которой происходят фазовые колебания. Это показано на фиг. 7, где фазовые колебания происходят между произвольными границами φ_1 и φ_2 . Частица, совершающая такие фазовые колебания (как мы увидим ниже, период этих колебаний

охватывает несколько сот периодов обращений), приобретает в среднем энергию eV_e , определяемую разностью потенциалов в зазоре при равновесной фазе. Частица перемещается вверх и вниз по фазовой кривой, в одних положениях приобретая слишком много энергии, в других — слишком мало.



Фиг. 7. Фазовые колебания вокруг равновесной фазы φ_e в произвольных пределах от φ_1 до φ_2 .

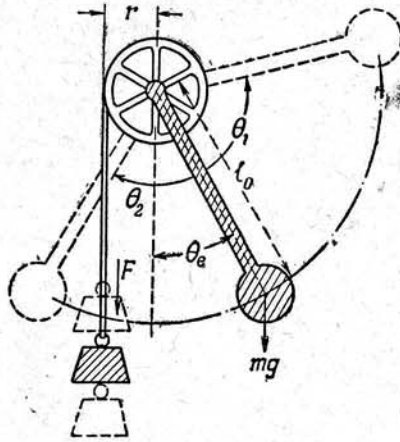


Фиг. 8. Колебания энергии при ускорении в режиме автофазировки.

Частицы захвачены в потенциальную яму и перемещаются в область больших энергий при изменении магнитного поля (в синхротроне) или частоты (в фазотроне).

Другое наглядное изображение фазовых колебаний приведено на фиг. 8. Здесь показана зависимость колебаний энергии частицы от времени, налагающихся на медленное нарастание равновесной энергии. Этот рисунок можно рассматривать как график потенциальной энергии с устойчивой потенциальной «ямой», в которую захвачены частицы. Точками показаны последовательные положения частицы, колеблющейся в этой потенциальной яме. С увеличением магнитного поля колебания продолжают, но вся картина перемещается вверх и направо вдоль кривой,

изображающей среднее возрастание энергии; таким образом, захваченные частицы переходят в область больших энергий. Сплошная кривая показывает изменение энергии частицы, совершающей фазовые колебания с максимальной амплитудой. Для других частиц амплитуда колебаний будет меньше. Границей устойчивости



Фиг. 9. Модель маятника как аналог фазовых колебаний.

Постоянный момент Fr определяет равновесное угловое отклонение θ_e , вокруг которого происходят колебания.

амплитуда колебаний превышает это значение, то маятник перестает колебаться и начинает непрерывно вращаться в одном направлении.

Уравнение движения маятника имеет вид

$$\frac{d^2\theta}{dt^2} + \frac{mgl_0}{I} (\sin\theta - \sin\theta_e) = 0, \quad (2.34)$$

где член $mgl_0 \sin\theta_e$ — постоянный возмущающий момент сил; I — момент инерции; θ_e — равновесный угол, вокруг которого совершаются колебания. Если возмущения малы по сравнению с максимальным отклонением, то угловая частота колебаний с большой степенью точности определяется соотношением

$$\omega = \left(\frac{mgl_0 \cos\theta_e}{I} \right)^{1/2}. \quad (2.35)$$

Уравнение фазовых колебаний имеет аналогичный вид: угловое отклонение маятника заменяется фазовым углом частицы, возмущающий момент сил заменяется средним приростом энергии за оборот, а равновесный угол — равновесной фазой. Однако для

служит здесь максимум потенциальной кривой. Если частица выходит за гребень ямы, то она выпадает из синхронизма.

Различные авторы указывали на аналогию между описанными выше фазовыми колебаниями и движением маятника, к которому приложен постоянный момент сил. Физическую модель можно представить себе как обычный маятник, закрепленный на хорошем подшипнике с намотанной на ступицу веревкой, к которой подвешен груз. Такой маятник показан на фиг. 9. В покое маятник отклонен на угол θ_e ; при движении он колеблется вокруг этого равновесного положения. Предельный угол устойчивых колебаний $\theta_1 = \pi - \theta_e$. Если

полной аналогии масса и длина маятника (его момент инерции) должны были бы медленно меняться, что было бы эквивалентно возрастанию массы и энергии частиц.

Вывод уравнений фазовых колебаний из уравнения движения частиц выходит за рамки настоящей книги. Однако мы все же кратко охарактеризуем метод вывода и приведем результаты. Исходными являются два уравнения движения: (2.1) и (2.2). Принимается, что фазовые колебания происходят столь медленно, а амплитуда соответствующих радиальных колебаний столь мала, что в (2.1) можно пренебречь радиальным ускорением. Это основное предположение, принимаемое всеми авторами, использующими квазистационарную теорию; оно сводится к замене d^2r/dt^2 на нуль в (2.1).

Мы пренебрежем также членом $dL/d\theta$, учитывающим потери на излучение, который играет роль лишь для электронов с очень большой энергией. Бетатронный индукционный член $d\Phi/dt$ следует оставить, поскольку он влияет на колебания энергии, связанные с изменением радиуса орбиты.

Учитывая эти упрощения и комбинируя оба уравнения движения, получаем

$$\frac{d}{dt} \left(r^2 B_z - \frac{\Phi}{2\pi} \right) + \frac{V}{2\pi} \sin\varphi = 0. \quad (2.36)$$

Это уравнение, однако, непосредственно не решается¹⁾.

Приходится использовать метод малых отклонений, в котором r и θ принимаются в виде $r = r_0 + \rho$ и $\theta = \omega_0 + \varphi$. Оба уравнения движения предварительно выражаются через величину φ , а затем комбинируются вместе. В результате получается уравнение фазовых колебаний [7]

$$\frac{d^2\varphi}{dt^2} + \frac{V\omega_0}{2\pi r_0^2 B_{z0}(1-n)} (\sin\varphi - \sin\varphi_e) = 0. \quad (2.37)$$

Из аналогии с уравнением движения маятника мы видим, что частота фазовых колебаний равна

$$\omega = \left(\frac{V \cos\varphi_e}{2\pi r_0^2 B_{z0}(1-n)\omega_0} \right)^{1/2} \omega_0 \quad \text{при} \quad \left(\frac{v^2}{c^2} \approx 1 \right). \quad (2.38)$$

Приведенные выше уравнения справедливы в релятивистском случае, соответствующем электронам большой энергии. При меньших скоростях, соответствующих скоростям протонов в фазотроне,

¹⁾ Здесь V — сумма амплитуд разности потенциалов на всех промежутках, которые проходят частицы за один оборот, например в циклотроне $V = 2V_m$. — Прим. ред.

при решении приходится делать новые предположения. В этом случае частота фазовых колебаний равна

$$\omega = \left(\frac{n \cdot V \cos \varphi_e}{2\pi r_0^2 B_{z0} (1-n)} \right)^{1/2} \omega_0 \quad \text{при} \quad \left(\frac{v^2}{c^2} \ll 1 \right). \quad (2.39)$$

Различие между частотами, рассчитанными по обеим формулам, мало, если n порядка единицы (от 0,5 до 0,8). В наихудшем случае для протонов в фазотроне, когда $n \approx 0,05$, соотношение (2.39) дает частоту в 5 раз меньше, чем (2.38). Расчет частоты фазовых колебаний показывает, что практически она в 200—2000 раз меньше частоты обращения ω_0 , так что за один период фазовых колебаний частица совершает большое число оборотов по орбите. Этим самым оправдываются предположения, принимаемые при выводе и при пользовании квазистационарным приближением.

Амплитуда фазовых колебаний слегка затухает вследствие возрастания магнитного поля (в синхротронах), изменяясь приблизительно как $B_z^{-1/4}$. Вследствие этого азимутальная протяженность сгустка частиц уменьшается в процессе ускорения приблизительно вдвое по сравнению с начальным значением. В практических случаях это может привести к сокращению начальной протяженности пучка с 180 до 90°. Кроме того, в возрастающем магнитном поле уменьшается амплитуда радиально-фазовых колебаний, так что сечение пучка частиц уменьшается значительно сильнее, чем амплитуда фазовых колебаний.

§ 6. Связь между колебаниями

Если частоты для различных типов колебаний частицы кратны друг другу, то возможна связь между этими колебаниями. Наблюдается известное явление биений. Простым аналогом этого явления служат колебания связанных маятников. Как известно, два таких маятника, находясь в резонансе, передают друг другу свою энергию, причем этот обмен энергией тем быстрее, чем сильнее связь и чем они ближе к резонансу. Известно также, что если частоты колебаний не находятся в резонансе, то заметной передачи энергии не наблюдается.

Обмен энергией может иметь место для различных типов колебаний в резонансных ускорителях благодаря нерегулярностям и нелинейности электрического и магнитного полей. В простых приближениях, принятых для решения уравнений движения, мы этими эффектами пренебрегали. Однако в действительности наряду с линейными членами имеются и квадратичные; кроме того, реальные поля не являются идеально правильными и гладкими. Влияние связи можно исследовать, введя в уравнения члены, квадратичные по ρ , φ и z .

Наиболее распространенный вид связи — связь между радиальными и вертикальными свободными колебаниями. Уравнения (2.20) определяют зависимость частот колебаний от n . При $n = 0,5$ обе частоты равны и энергия колебаний последовательно перекачивается из радиальных колебаний в вертикальные и обратно. При $n = 0,2$ имеет место резонанс обоих колебаний по первой гармонике. При этом значении n энергия радиальных колебаний может перейти в вертикальные колебания; это наблюдалось в фазотроне — на определенном радиусе пучок «раздувался» в вертикальном направлении и частицы терялись вследствие соударения с дуантами.

Детальное исследование привело к выявлению ряда критических или частично запрещенных значений n для циклических резонансных ускорителей. Наиболее существенные¹⁾ резонансные значения $n = 0, 0,2, 0,25, 0,5, 0,75, 0,80, 1,0$. Некоторые из этих значений не абсолютно запрещены, потому что амплитуды колебаний могут быть слишком малы, чтобы обмен энергией сильно сказывался; кроме того, резонанс может происходить в столь узкой зоне полюсного наконечника, что частицы могут пройти эту область за несколько оборотов, так что существенный обмен энергией не успеет произойти. Тем не менее при таких значениях n возникает ряд трудностей и их обычно избегают при конструировании. Типичное значение n для синхротронов равно 0,6; считается, что области поля, где n меньше 0,5 или больше 0,75, лежат вне используемой части камеры.

Были обнаружены и другие резонансы, которые также избегаются в конструкциях. Сюда относятся, например, резонансы между частотой фазовых колебаний и малыми гармониками частоты²⁾ 60 гц в магнитном поле при использовании источников мощности с переменным током.

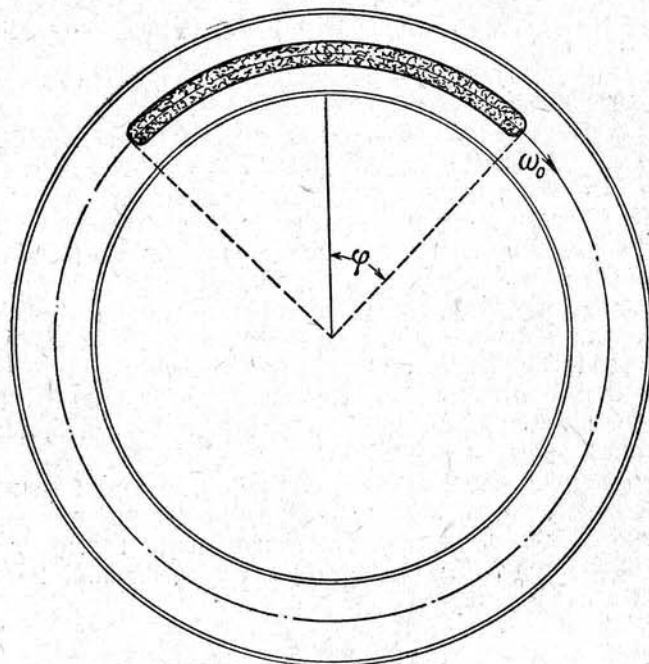
§ 7. Описание движения частиц

Результаты предыдущего рассмотрения можно подытожить в описании физических характеристик пучка частиц в ускорителе. Рассмотрим сначала синхротрон, в котором частицы движутся в кольцеобразной вакуумной камере по орбите фиксированного радиуса. Фазовые колебания соответствуют изменению момента прохождения ускоряющего зазора. Первоначально частицы будут распределены в большом диапазоне углов — в предельном случае очень медленного ускорения он приближается к 360°, в практиче-

¹⁾ Для перечисленных значений n (кроме $n = 0,2$) резонанс наступает лишь при наличии отклонений поля от радиально-симметричного, что всегда в той или иной степени имеет место. — *Прим. ред.*

²⁾ Частота 60 гц — стандартная частота переменного тока в США. — *Прим. ред.*

ских случаях он порядка 180° . За счет затухания колебаний этот диапазон углов уменьшится к концу периода ускорения до 90° . Отдельные частицы будут медленно перемещаться по пучку в прямом и обратном направлениях, совершая за один период фазовых колебаний сотни оборотов по орбите. С колебаниями энергии связаны радиальные колебания, так что пучок будет иметь конечные радиальные размеры. На эти медленные радиально-фазовые колебания налагаются более быстрые свободные колебания по



Фиг. 10. Схематическое изображение пучка захваченных по фазе частиц в синхротроне.

Виден разброс частиц за счет фазовых колебаний и налагающихся на них свободных колебаний.

обоим поперечным направлениям благодаря пространственным отклонениям от плавных синхронных орбит. Таким образом, пучок ионов ограничен некоторой огибающей, имеющей вид длинной тонкой колбасы, изогнутой по орбите. Центр этого пучка обращается по окружности с резонансной частотой f_0 . На фиг. 10 схематически показан такой пучок ионов; различные колебания показаны в нем довольно условно. В процессе ускорения поперечные размеры огибающей становятся очень малыми за счет затухания, достигая в электронных синхротронах нескольких миллиметров.

В фазотронах положительные ионы выходят из ионного источника, находящегося в центре большой плоской камеры, расположенной между плоскими полюсными наконечниками. Магнитное поле почти однородно, слегка спадая по радиусу для обеспечения вертикальной фокусировки. Пучок синхронных ионов обладает в основном такими же свойствами и такой же формой, что и в синхротроне, но радиус равновесной орбиты непрерывно медленно увеличивается с изменением частоты. Вокруг этой орбиты с расширяющимся радиусом совершаются колебания, причем на них сказывается изменение показателя спадания магнитного поля на орбите. Например, поскольку к периферии n увеличивается, амплитуда вертикальных колебаний уменьшается, а амплитуда свободных радиальных возрастает. Радиально-фазовые колебания приводят к «дыхательным» движениям мгновенных орбит частиц в процессе медленного расширения равновесной орбиты.

В обоих типах ускорителей за каждый цикл изменения магнитного поля или частоты лишь один импульс частиц ускоряется до больших энергий. Машина работает циклически; цикл ускорения повторяется через определенные интервалы. Таким образом, ускоренные частицы образуются в виде последовательности регулярно повторяющихся импульсов.

Глава 3

ЭЛЕКТРОННЫЙ СИНХРОТРОН

§ 1. Ранний этап развития

Ускорители для получения частиц больших энергий (до нескольких *Бэв*) построены по принципу резонансного ускорения при наличии автофазировки, впервые проверенному на электронах в синхротроне при значительно меньших энергиях. Хотя при переходе в область энергий, превышающих 1 *Бэв*, сказываются такие дополнительные особенности, как необходимость перехода от электронов к протонам и применения меняющейся частоты ускоряющего поля, основной принцип синхронного ускорения с автофазировкой остается неизменным.

Описанный в гл. 2 принцип ускорения с автофазировкой был предложен независимо и почти одновременно Мак-Милланом [5] в США и Векслером [6] в СССР. Мак-Миллан дал описание электронного ускорителя, построенного по этому принципу, и назвал его синхротроном. Первый ускоритель был запроектирован на получение частиц с энергией 300 *Мэв* и построен в 1947 г. В отличие от предыдущих ускорителей, большая часть которых медленно и постепенно разрабатывалась начиная с небольших моделей, синхротрон с самого начала задуман как ускоритель для получения частиц больших энергий. Уже первые установки рассчитывались большей частью на энергии 300—400 *Мэв*, что позволяло получить электроны и γ -кванты с энергией, достаточной для образования мезонов. В 1950 г. в США было 6 синхротронов (построенных или строящихся), рассчитанных для получения частиц с энергией свыше 300 *Мэв*; в других странах также было несколько таких синхротронов. Недавно синхротрон Калифорнийского института технологии, рассчитанный на частицы с энергией 1 *Бэв*, прошел предварительные испытания на 0,5 *Бэв*; запланированы другие ускорители для получения частиц с энергией порядка 1 *Бэв*. Перечень крупнейших электронных синхротронов приведен в табл. 3.

Прежде чем было закончено конструирование первого крупного синхротрона, Говарду и Барнесу [8] в Англии удалось продемонстрировать принцип синхротрона на значительно меньшем ускорителе (на 8 *Мэв*), переделанном из старого магнита бетатрона. Затем был завершён синхротрон на 70 *Мэв* фирмы «Дженерал электрик», имевшей опыт строительства бетатронов.

КРУПНЕЙШИЕ ЭЛЕКТРОННЫЕ СИНХРОТРОНЫ *

Таблица 3

Местонахождение	Энергия, <i>Мэв</i>	По состоянию на 1955 г. **
Калифорнийский университет (Беркли, Калифорния)	322	В действии
Корнеллский университет (Итака, Нью-Йорк)	300 (1000)	В действии Испытывается
Массачусетский институт технологии (Кембридж, Массачусетс)	330	В действии
Мичиганский университет (Энн Арбор, Мичиган)	300	В действии
„Дженерал электрик“ (Скенектади, Нью-Йорк)	300	В действии
Университет Пардью (Лафайетт, Индиана)	300	В действии
Национальное бюро стандартов (Вашингтон, округ Колумбия)	180	Строится
Университет в Глазго (Глазго, Шотландия)	300	В действии
Оксфордский университет (Оксфорд, Англия)	140	Строится
Калифорнийский институт технологии (Пасадена, Калифорния)	500 (1000)	В действии (Вторая очередь)
Нобелевский институт (Упсала, Швеция) .	(600)	Проектируется
Проф. Сальвини (Рим)	(600)	Проектируется
Бетатрон Иллинойского университета (Урбана, Иллинойс)	330	В действии

* Следует указать также синхротрон Физического института им. П. Н. Лебедева АН СССР на энергию 265 *Мэв*, не включенный в данную таблицу. — *Прим. ред.*

** Данные приведены автором по состоянию на 1954 г. При редактировании внесены изменения по состоянию на 1955 г. на основании данных, опубликованных в иностранной печати. — *Прим. ред.*

В экспериментах на этих первых ускорителях была установлена область применимости принципа устойчивости, найдены необходимые условия инжекции, при которых электроны захватывались бы на синхротронные орбиты, и исследованы некоторые

свойства пучков γ -квантов больших энергий. Более крупные машины на 300—400 Мэв предназначались главным образом непосредственно для научных исследований.

Теория синхротронных колебаний, помимо оригинальных работ Мак-Миллана и Векслера, была развита в ряде последующих работ. Дэннисон и Берлин [10] провели анализ устойчивости синхротронных орбит и нашли, что амплитуда синхротронных колебаний убывает с возрастанием энергии частицы. Бом и Фолди [11] получили те же результаты для устойчивости орбит и показали также, как можно на первом периоде ускорения использовать ускорение в бетатронном режиме, избегая тем самым трудностей, связанных с модуляцией частоты. Франк [12] подробно исследовал процесс перехода от бетатронного режима к синхротронному. Все эти исследования в основном согласуются между собой, различаясь лишь по характеру принятых при расчете предположений и по степени подробности исследования различных сторон движения. В настоящее время работа синхротрона, повидимому, достаточно исследована теоретически.

Синхротрон является редким примером ускорителя, достигнутого за столь короткое время такой степени развития. Принцип его действия был прост, первые исследования его конструкции были проведены достаточно полно, и всем была ясна ценность этого ускорителя и очевидно его успешное развитие. Простота принципа действия сказалась в сравнительно небольшом числе вариантов и небольшом числе работ, опубликованных по этому поводу. Все основные свойства синхротрона были выяснены с самого начала, так что большинство конструкторов ускорителей пользовалось одинаковой конструкцией почти без видоизменений. Есть несколько примеров некоторых новшеств, которые, однако, обычно приняты лишь в одной какой-либо лаборатории. Например, предлагалось применение ускорителя типа «рейстрека»¹⁾, модуляция частоты в начальный период ускорения и магнитов без железного сердечника; однако для энергий 300—500 Мэв эти предложения оказались неподходящими.

Электронный синхротрон вытеснил в значительной мере бетатрон в роли источника электронов очень больших энергий. Синхротрон обладает двумя важными преимуществами. Во-первых, его магнит значительно легче, так как он имеет кольцевую форму, и служит лишь для создания управляющего поля внутри кольцеобразной вакуумной камеры. Большой тяжелый сердеч-

¹⁾ Так часто называют ускорители, имеющие магнит, составленный из квадрантов, разделенных прямолинейными промежутками. Это название предложено Крейном [Phys. Rev., 69, 542 (1946)] по форме орбиты в первом варианте такого магнита (с двумя секторами), напоминающей дорожку ипподрома (по-английски — race track). — Прим. ред.

ник, собранный из тонких листов железа, необходимый в бетатроне для создания магнитного потока, индуцирующего электрическое поле, заменяется в синхротроне компактным полым резонатором, создающим ускоряющее электрическое поле. Во-вторых, поправка на потери на излучение вводится в синхротроне автоматически за счет смещения равновесной фазы, обеспечивающего прохождение частицей дополнительной разности потенциалов. Тем самым становятся излишними сложные компенсирующие приспособления, применяемые в бетатроне.

§ 2. Принцип действия

В синхротроне электроны вращаются по орбите практически постоянного радиуса, ускоряясь за счет электрического поля, приложенного в зазоре между электродами в некоторой точке орбиты. Чтобы электроны двигались по окружностям, управляющее ими магнитное поле должно расти со временем от малых значений, соответствующих малой энергии электронов при инжекции¹⁾, до максимального значения, определяемого магнитной проницаемостью железа. Кольцеобразный магнит создает магнитное поле в кольцеобразной вакуумной камере, охватывающей область электронных орбит. Полюсным наконечникам придается специальная форма, благодаря которой поле слегка спадает по радиусу с показателем n около 0,6, обеспечивающим фокусировку электронов. Магнитное поле включается и выключается с определенной частотой повторения, определяемой системой питания магнита. Импульсная работа привела бы к появлению токов Фуко, которые исказили бы форму магнитного поля, если бы магнитный сердечник был сплошным. Поэтому его собирают из тонких листов железа подобно сердечникам трансформаторов. Периодическая работа синхротрона приводит к получению ускоренных частиц в виде последовательности импульсов электронов большой энергии с частотой повторения, равной частоте циклов ускорения.

Электроны попадают в камеру из инжектора, расположенного в наружной части вакуумной камеры; в этом инжекторе они ускоряются постоянным потенциалом до 50—100 кэв. При этой энергии электроны еще не достигают релятивистских скоростей. Попав в камеру, они обычно короткое время ускоряются в бетатронном режиме до энергии 2—4 Мэв, при которой их скорость практически равна скорости света. В течение этого времени скорость изменения потока, пронизывающего орбиту, определяется соотношением (2.30)

¹⁾ Инжекцией принято называть впуск частиц в камеру, после которого начинается процесс ускорения. — Прим. ред.

$$\frac{d\Phi}{dt} = 2(\pi r_0^2) \frac{dB_z}{dt}. \quad (3.1)$$

Поток индукции Φ обеспечивается специальными стержнями, расположенными внутри орбиты, размеры которых значительно меньше размеров центрального сердечника, который следовало бы поставить в бетатроне для ускорения до максимальной энергии.

Когда электроны достигают релятивистских скоростей, включается высокочастотное ускоряющее поле и в ускоряющем промежутке появляется напряжение, за счет которого происходит дальнейшее ускорение в соответствии с возрастанием магнитного поля. При этом возникают фазовые колебания, приводящие к образованию пучка, ограниченного по фазе, и обеспечивающие автофазировку синхротронного ускорения. Частота приложенного электрического поля постоянна и равна частоте обращения электронов на орбите радиуса r_0 со скоростью света, т. е.

$$f = \frac{c}{2\pi r_0} = \frac{47,8 \cdot 10^6}{r_0} \text{ гц}, \quad (3.2)$$

где r_0 выражено в метрах. Высокочастотное поле создается полым резонатором, вмонтированным в вакуумную камеру и возбуждаемым при резонансной частоте ламповым генератором.

Максимальная энергия электронов зависит от радиуса орбиты и максимального значения магнитного поля [см. формулу (2.8) и табл. 1]. В нашем случае соотношение (2.8) можно записать в виде

$$T = ce Br_0 = 300 Br_0 \text{ Мэв}. \quad (3.3)$$

Последнее выражение справедливо, если B выражено в *вебер/м²*, а r_0 — в метрах. Например, магнитное поле в 1 *вебер/м²* на радиусе 1 м соответствует энергии электрона 300 Мэв.

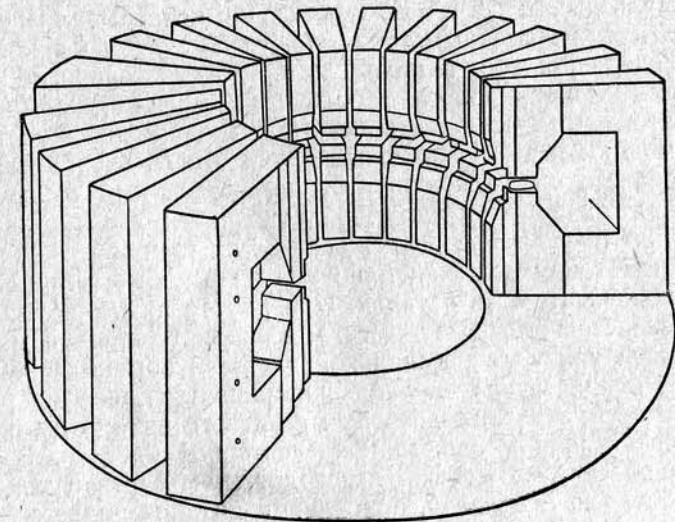
Используемая часть вакуумной камеры имеет довольно большие радиальные размеры — порядка $\pm 5\%$ от r_0 . Тем самым допускается разброс энергии около $\pm 5\%$ или отклонение частоты на такую же величину. Повышение частоты соответствует уменьшению резонансного радиуса и, следовательно, уменьшению энергии электронов. Наоборот, уменьшая к концу периода ускорения частоту ускоряющего поля, можно расширить орбиты электронов, добиваясь таким образом попадания пучка в мишень, расположенную на периферии (часто мишенью служит анод инжектора). При этом энергия электронов дополнительно увеличится приблизительно на 5% сверх номинального значения на средней орбите.

Приведенное выше значение ширины камеры необходимо для того, чтобы в начале периода ускорения обеспечить место для

радиальных бетатронных колебаний, возникающих при инжекции вследствие разброса по энергии и по углу вылета электронов. Вертикальные размеры камеры, определяемые вертикальными колебаниями, несколько меньше радиальных. Эти колебания, затухающие с ростом магнитного поля пропорционально $B^{-1/2}$, были описаны в гл. 2. К концу периода ускорения амплитуда свободных колебаний становится весьма малой, так что сечение пучка электронов измеряется лишь несколькими квадратными миллиметрами.

§ 3. Магнит

В первых синхротронах использовались Н-образные магниты, подобные бетатронным, но без большого центрального сердечника, собранного из тонких листов железа. Однако в современных конструкциях используется кольцо из С-образных магнитов, каждый из которых создает поле в небольшом секторе орбиты. В этом случае количество расходуемого железа сильно сокращается, а конструкция магнита упрощается. В небольших ускорителях обратный поток магнитного поля в С-образных магнитах должен проходить вне орбиты. В более крупных ускорителях обратный поток может проходить внутри орбиты, что делает камеру синхротрона более доступной. На фиг. 11 приведена схема конструкции магнита синхротрона



Фиг. 11. Схема синхротрона Массачусетского института технологий.

Показаны С-образные магниты и расположение вакуумной камеры между полюсами магнитов

Массачусетского института технологии с внешней обратной магнитной цепью.

Остаточные поля и токи Фуко в железе могут привести к изменяющимся во времени искажениям магнитного поля в различных точках зазора между полюсами. Эти эффекты сводятся к минимуму при строго симметричной конструкции и большой точности сборки. При необходимости вокруг полюсных наконечников располагают в соответствующих местах корректирующие катушки, в которых токи подбираются эмпирически так, чтобы скорректировать искажения. Например, расположенные на поверхности полюсных наконечников круговые витки можно использовать для изменения величины показателя поля n . Другие витки, охватывающие отдельные секторы магнита, можно использовать для корректировки азимутальных вариаций поля.

Лоусон [13] (фирма «Дженерал электрик») сконструировал один вариант синхротрона без железного сердечника, в котором магнитное поле создавалось мощными токами, протекающими по четырем проводникам. Основной недостаток такого магнита заключается в больших механических силах, действующих на проводники и требующих жесткого крепления проводников во избежание искажений поля. Синхротрон без железа, повидимому, наиболее целесообразен при малом радиусе орбиты, большом магнитном поле и сравнительно малой энергии электронов.

Для периодической работы магнита нужен либо переменный, либо импульсный ток в его обмотках. При непрерывном возбуждении магнита переменным током требуется очень большая мощность и, следовательно, тепловые потери очень велики. Магниты приходится конструировать с большими медными обмотками, предусматривая меры для охлаждения. Для уменьшения расходуемой мощности при сохранении малой относительной длительности рабочего цикла можно воспользоваться импульсным возбуждением, но при этом, конечно, уменьшится выход γ -квантов.

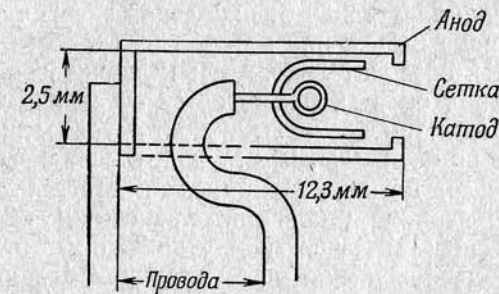
Как при импульсном возбуждении, так и при возбуждении переменным током для накопления энергии магнитов применяются конденсаторные батареи. При работе на переменном токе конденсаторы образуют вместе с индуктивностью магнита резонансный контур с резонансной частотой обычно в 60 или 180 гц. В конденсаторах должна накапливаться энергия, равная максимальному значению энергии магнитного поля; этим определяется реактивная мощность конденсаторной батареи. В такой резонансной системе энергия переходит из магнита в конденсаторную батарею и обратно, а по линии питания подается лишь мощность, необходимая для компенсации потерь.

При импульсной работе конденсаторы заряжаются источником постоянного тока, а затем разряжаются через обмотку магнита. Время нарастания импульса определяется индуктивностью и

емкостью системы; для уменьшения потерь его можно сделать весьма малым. Начало импульса и его конец (импульс кончается после того, как энергия возвращается в конденсатор) определяются игнитронами или другими подходящими управляющими лампами. Источник постоянного тока доставляет энергию, необходимую для компенсации потерь. Основные возникающие здесь электротехнические проблемы связаны с выбросами напряжения в переходном режиме переключения, которые можно отрегулировать введением соответствующего затухания.

§ 4. Инжекция

Электроны с энергией от 50 до 100 кэв получают в электронном инжекторе, состоящем из термоэлектронного катода, помещенного внутри заземленного экрана (анода) и находящегося под большим отрицательным напряжением. На фиг. 12 приведена схема типичного электронного инжектора для синхротрона.



Фиг. 12. Типичный электронный инжектор в синхротроне.

Электроны грубо фокусируются отражающим колпачком (или же сеткой, на которую можно подать определенный потенциал) и выходят из щели в заземленном аноде, двигаясь в направлении ускорения. Из общего тока во много миллиампер, достижимого в таком источнике, лишь для небольшой доли электронов скорости находятся внутри узкого конуса направлений, для которого электроны могут быть захвачены на устойчивые орбиты. Остальные электроны попадают на стенки вакуумной камеры в течение первого полуоборота. Внутренние стенки вакуумной камеры должны быть достаточно проводящими, чтобы предотвратить накопление заряда вследствие рассеяния электронов. В противном случае возникающие электростатические поля привели бы к отклонению и рассеянию ускоряемого пучка электронов. Электронный инжектор располагается в камере обычно у ее наружной стенки. Толщина анода в радиальном направлении делается возможно меньше. Бетатронные колебания электронов (с энергией,

равной энергии инжекции) вокруг равновесной орбиты приводят к тому, что орбиты отдельных электронов мнут инжектор при втором, третьем и т. д. прохождениях, но в принципе после некоторого небольшого числа оборотов фаза колебаний совпадает с первоначальной. Правда, можно ожидать некоторого затухания амплитуды за счет нарастания магнитного поля со временем. Однако из большинства теоретических расчетов орбит следует, что большая часть инжектированных частиц должна после нескольких оборотов теряться вследствие соударения с инжектором электронов. Но еще при исследовании бетатронов было замечено, что значительная часть инжектированных электронов все же мнует анод инжектора и захватывается в режим ускорения; этот факт был одним из приятных событий в истории развития ускорителей. Предпринималось несколько попыток объяснить эту большую эффективность захвата. Однако они имели лишь относительный успех. До сих пор неясно, каким явлением объясняется большая эффективность захвата.

Для ускорения электронов от начальной энергии в 50—100 кэВ до энергии порядка 2 МэВ, при которой их скорость равна 0,98 *c*, а радиус орбиты, следовательно, лишь незначительно меньше радиуса центральной орбиты, применяется бетатронный режим ускорения. Необходимый для индукционного ускорения магнитный поток проходит по специальным стержням, связанным с внутренней частью полюсов магнита. Влияние этих стержней сказывается лишь в начале периода ускорения; вскоре они насыщаются и перестают действовать. Зазор между кончиками этих стержней делается очень небольшим, так что индукция в стержнях значительно больше управляющего поля в начале ускорительного цикла. Это позволяет с помощью сравнительно небольших стержней из вещества с большой проницаемостью обеспечить выполнение условия устойчивости в бетатроне. Следует принять меры для обеспечения требуемой скорости нарастания магнитного потока в стержнях с учетом токов Фуко, остаточных полей и насыщения стержней и основного магнита. Хорошим способом учета этих поправок оказался метод подмагничивания основного магнита специальными обмотками.

Крейн [14] в Мичиганском университете решил избежать некоторых трудностей, связанных с бетатронным запуском, и применил инжекцию электронов с энергией около 400 кэВ и модуляцию частоты резонатора в первый период ускорения, пока электроны не достигнут релятивистских скоростей. В принципе этот метод вполне допустим, однако он привел к новым трудностям такого же порядка, связанным с модуляцией частоты. Другим новшеством, введенным Крейном, был «овальный» магнит («рейстрек»), в котором два полукруглых магнитных сектора разделены двумя прямолинейными секторами. Дэннисон и Берлин [15] показали,

что в такой системе тоже имеются устойчивые орбиты; их теоретические предсказания были подтверждены экспериментально.

§ 5. Высокочастотная ускорительная система

Ускоряющим промежутком обычно является открытый конец четвертьволнового полого резонатора, возбуждаемого на резонансной частоте ламповым генератором. В наиболее удачной конструкции четвертьволновой резонатор представляет собой часть стеклянной или керамической вакуумной камеры, внутренняя и наружная поверхности которой покрыты проводящим слоем. Требуемое значение резонансной частоты заранее определяется величиной радиуса орбиты, согласно (3.2). Такой резонатор может иметь сравнительно большое *Q*, так что необходимое напряжение может быть получено при малой входной мощности, подводимой к резонатору. Простота и небольшая требуемая мощность высокочастотной системы синхротрона являются одним из главных ее преимуществ.

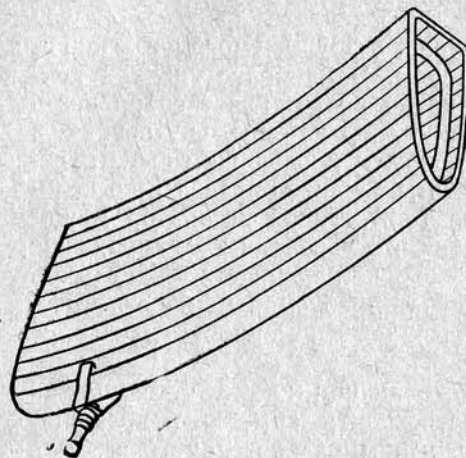
Амплитуда напряжения в ускоряющем промежутке должна приблизительно в $\sqrt{2}$ раз превосходить среднее приращение энергии (в вольтах) за оборот, чтобы равновесная фаза была около 45°, что благоприятно для фазовых колебаний. Необходимое приращение энергии за оборот определяется скоростью нарастания магнитного поля и равно

$$V = 2\pi r_0^2 \frac{dB}{dt}. \quad (3.4)$$

Для ускорителя, в котором магнитное поле меняется с частотой 60 *гц*, амплитуда его равна 10 000 *гаусс*, а радиус равновесной орбиты равен 1 *м*, требуемое для резонансного ускорения без учета потерь на излучение напряжение на оборот равно 2,4 *кв*. Изменение равновесной фазы используется иногда для обеспечения затухания фазовых колебаний после инжекции. Оно может быть осуществлено приложением к ускоряющему промежутку нарастающего напряжения, что эквивалентно уменьшению равновесной фазы.

Четвертьволновую резонансную полость можно сделать короче, чем 90° по дуге (что соответствует резонансу на основной частоте с частицами, движущимися со скоростью света), сделав ее из вещества с большой диэлектрической постоянной. Практически резонатор сделан из керамики с большой диэлектрической постоянной и является частью вакуумной камеры, внутри и снаружи которой нанесены проводящие поверхности, образующие стенки резонатора. На одном конце резонатора имеется непроводящий зазор, на котором и приложено ускоряющее напряжение. Для этой цели можно использовать керамики со значениями диэлектрической постоянной вплоть до 80. На металлизированных

стенках наносятся продольные разрезы для предотвращения токов Фуко, которые могли бы возникнуть в проводящих поверхностях. На фиг. 13 приведена схема такого резонатора, примененного в синхротроне Массачусетского института технологии на 330 Мэв.



Фиг. 13. Схема четвертьволнового полового резонатора синхротрона Массачусетского института технологии.

Генератор на 50 мгц связан с резонатором емкостной связью вблизи узла напряжения четвертьволнового резонатора. На открытом конце резонатора развивается напряжение 3—4 кв при мощности генератора около 10 квт.

Резонатор другого типа (полуволновая пролетная трубка или С-электрод) был разработан в Калифорнийском университете, однако, в конце концов, он был заменен простым четвертьволновым нагруженным резонатором. При полуволновом резонаторе ускоряющие напряжения соответствующей фазы возникают на обоих концах резонатора и частицы ускоряются дважды за оборот. Допускается длина резонатора несколько меньше 180° , если амплитуда приложенных напряжений достаточно велика, чтобы обеспечить электронам требуемое приращение энергии за оборот. Такой С-электрод также должен быть разделен продольными штрихами на полоски для уменьшения токов Фуко. Сложность крепления такого длинного полового резонатора в камере при наличии продольных штрихов делает этот вариант технически более трудным. Но в принципе пригодны электроды любой системы, лишь бы они давали напряжение соответствующей фазы и величины.

§ 6. Мишень

Чтобы в конце периода ускорения направить пучок ускоренных электронов на мишень, применялись различные методы. Если бы высокочастотная ускорительная система синхротрона работала непрерывно, то при убывании магнитного поля после прохождения максимального значения частицы автоматически перешли бы в область замедляющих фаз высокочастотного поля и их энергия уменьшалась бы при сохранении радиуса орбиты. Для доста-

точного увеличения или уменьшения радиусов орбит электронов (необходимого для попадания на внутреннюю или наружную мишень) нужно нарушить условия резонансного движения. Одним из простейших методов изменения радиуса орбиты является выключение ускоряющего поля, когда магнитное поле еще растет. Электроны движутся при этом по свертывающейся спирали к внутренней стенке кольцеобразной вакуумной камеры, где они могут быть перехвачены мишенью. Другой метод заключается в небольшом уменьшении частоты, приводящем к увеличению радиуса равновесной орбиты. Можно ввести магнитную неоднородность, изменяя тем самым форму орбиты. Например, при замыкании дополнительной обмотки в виде восьмерки, обе петли которой охватывают по половине магнита, токи, индуцированные в период нарастания магнитного поля, увеличивают поле с одной стороны и уменьшают с другой. Это приводит к деформации круговых орбит электронов в эллиптические, что можно использовать для их попадания на мишень, расположенную в соответствующем месте.

В синхротроне электроны, двигаясь по круговым орбитам, испытывают центростремительное ускорение и, следовательно, излучают электромагнитную энергию. Это излучение распределено по всему спектру электромагнитных волн от нижнего предела, соответствующего когерентному излучению на частоте 50 мгц (мы пользуемся параметрами, относящимися к ускорителю на 350 Мэв), включая видимое излучение, и далее вплоть до частоты $8,4 \cdot 10^{15}$ гц, соответствующей максимальной энергии излучения электрона при 350 Мэв. Теория излучения электронов при ускорении была развита Швингером¹⁾ [4], который показал, что максимальная плотность излучения (на единицу длины волны) для электронов с энергией 350 Мэв приходится на длину волны около 70 \AA , т. е. на область далекого ультрафиолета. Видимую часть спектра можно наблюдать в процессе ускорения как направленный вперед пучок белого света (во избежание прямого действия излучения наблюдение производится с помощью зеркала). Некоторое видимое излучение темнокрасного цвета заметно уже при 60 Мэв, при 200 Мэв излучение становится белым и более интенсивным. Излучение сосредоточено в конусе, угол раскрытия которого уменьшается с увеличением энергии электронов и становится меньше $0,3^\circ$ для энергии 350 Мэв. Полная величина излучаемой энергии растет пропорционально четвертой степени энергии электрона при постоянном радиусе орбиты (см. гл. 2).

¹⁾ Раньше Швингера классическая теория излучения электронов была развита Л. А. Арцимовичем и И. Я. Померанчуком [см. ЖЭТФ, 16, 379 (1946)]. Впервые на роль излучения электронов в бетатроне обратили внимание Д. Д. Иваненко и И. Я. Померанчук [см. ДАН, 44, 343 (1944)]. — Прим. ред.

Потери энергии на излучение составляют около 1000 эв на оборот при энергии электронов 300 Мэв и автоматически компенсируются изменением равновесной фазы ускоряющего электрического поля. Любые потери энергии приводят к временному уменьшению радиуса орбиты и периода обращения электронов. Это приводит к смещению фазы поля в момент прохождения ускоряющего зазора, так что электрон приобретает за оборот большую энергию, как раз достаточную для синхронного ускорения.

Излучение из мишени представляет собой также непрерывный спектр рентгеновских лучей, простирающийся вплоть до максимальной энергии электронов. Нижняя часть спектра (видимое и ультрафиолетовое излучение) поглощается в мишени и в стенках камеры, так что спектр выходящего из ускорителя излучения смещен в сторону больших энергий. Этот пучок рентгеновских лучей большой энергии появляется в виде импульсов, длительность которых определяется промежутком времени, в течение которого электрон попадает на мишень; импульсы модулированы частотой обращения пучка частиц в 50 мгц. При необходимости получения коротких импульсов применяется схема быстрого вывода частиц; при этом удается получить импульсы длительностью 1 мксек. С другой стороны, для некоторых измерений с электронными схемами желательнее увеличить длительность импульса; при наилучших условиях удалось довести длительность импульса до 2500 мксек.

Измерения интенсивности выходящего излучения весьма затруднительны вследствие большого диапазона частот и сравнительно узкого диапазона чувствительности различных детекторов. Калориметрический метод поглощения всего пучка ограничен большой проникающей способностью жестких рентгеновских лучей и необходимостью введения поправок на поглощение в мишени и в окошке камеры. Метод измерений по полной ионизации также ограничен требованиями на работу ионизационной камеры. Образование пар электрон-позитрон является эффективным способом измерения интенсивности в области больших энергий; однако этот метод неприемлем для энергий меньше пороговой энергии в 1 Мэв. Обычно для измерений, по которым затем рассчитывается полная интенсивность пучка, применяются тонкостенные ионизационные камеры. В пересчете на обычные единицы рентгеновского излучения выход для ускорителя на 300 Мэв составляет 1 $r/имп$ на расстоянии 1 м внутри свинцового образца толщиной 3 мм, помещенного на оси конуса излучения. Различные ускорители на 300—350 Мэв дают (в зависимости от частоты повторения цикла ускорителя) различную интенсивность рентгеновского излучения, в среднем порядка 1000 $r/мин$ на расстоянии 1 м.

Глава 4

ФАЗОТРОН¹⁾

§ 1. Первый этап разработки

Релятивистское ограничение на предельную энергию в циклотроне с фиксированной частотой ускоряющего поля ограничивает диаметр магнита величиной порядка 150 см, а энергию протонов или дейтронов — значением порядка 25 Мэв. Этот предел обусловлен релятивистским нарастанием массы ионов, приводящим к уменьшению частоты их обращения, вследствие чего ионы выпадают из резонанса с фиксированной частотой приложенного электрического поля.

Это ограничение на максимальную энергию может быть снято, и ионы могут неограниченно ускоряться, если частота электрического поля будет меняться точно в соответствии с частотой вращения ионов. В гл. 2 было показано, что частицы, движущиеся на устойчивых по фазе орбитах, следуют в своем движении за медленным изменением частоты электрического поля. Фаза прохождения ускоряющего зазора колеблется вокруг некоторого среднего значения, соответствующего как раз такому приросту энергии, при котором сохраняется резонанс между движением частицы и изменением поля.

При циклическом изменении (модуляции) частоты за каждый цикл изменения частоты будет ускоряться некоторый пучок ионов; таким образом, ускоритель будет давать последовательность коротких импульсов ионов с частотой повторения, равной частоте модуляции. Уменьшение эффективной длительности полезного цикла приводит к сильному уменьшению среднего выхода ускоренных ионов по сравнению с обычным циклотроном (около 1%), однако при этом отпадает ограничение, существующее при постоянной частоте циклотрона, и ускорение становится возможным до значительно больших энергий.

Применение модуляции частоты для устранения релятивистского ограничения в циклотроне было предложено независимо Мак-Милланом (США, Калифорнийский университет) и Векслером (СССР) в 1945 г. Вначале 184-дюймовый магнит Калифорнийского университета предназначался проф. Лоуренсом и его

¹⁾ Фазотрон называют также синхроциклотроном или циклотроном с модуляцией частоты.

сотрудниками для гигантского циклотрона обычного типа. В течение второй мировой войны он был изготовлен и использовался в экспериментальных целях в Манхеттенском округе, но не в качестве циклотрона. К концу войны, когда Мак-Миллан предложил применить модуляцию частоты, стало ясно, что таким способом удастся добиться большей энергии, и было решено использовать этот магнит для фазотрона.

Первая проверка принципа фазотрона в Калифорнийском университете была проведена на более старом 37-дюймовом циклотроне, в котором был применен остроумный метод воспроизведения ожидаемого релятивистского изменения массы дополнительным спаданием магнитного поля по радиусу. При очень больших значениях энергии частота обращения ионов начнет уменьшаться вследствие релятивистского увеличения массы. Однако такое уменьшение частоты обращения можно воспроизвести и в небольшом циклотроне, делая магнитное поле на больших радиусах меньше поля в центре. Испытание 37-дюймового фазотрона производилось в условиях, моделирующих условия в 184-дюймовом фазотроне. Масса дейтронов с энергией 200 Мэв увеличилась бы в процессе ускорения на 11%. Соответствующее изменение частоты (вместе с дополнительным изменением на 2%, учитывающим радиальное спадание поля, необходимое для фокусировки) приводит к полному изменению частоты на 13% в процессе ускорения. Для воспроизведения этих условий в 37-дюймовом магните были применены скошенные по радиусу полюсные наконечники, дающие такое спадание поля, для компенсации которого требуется как раз модуляция частоты на 13% при ускорении дейтронов до сравнительно малой энергии (7 Мэв). Такая модель позволила исследовать вопросы модуляции частоты и проверить принцип синхронного ускорения.

Результаты испытания 37-дюймовой модели оказались вполне успешными. Дейтроны оставались в резонансе в течение многих тысяч оборотов. Эти данные подтвердили теорию и были весьма полезны при переделке 184-дюймового магнита в фазотрон.

В ноябре 1946 г. вступил в действие 184-дюймовый фазотрон, давая пучок дейтронов, ускоренный до 190 Мэв, или пучок ионов He^{++} с энергией 380 Мэв. Следует отметить быстроту сооружения фазотрона, свидетельствующую о правильности принципа автофазировки и технической простоте. Через несколько лет высокочастотная система была переделана для создания возможности настройки на более высоких частотах, соответствующих ускорению протонов; теперь она позволяет получать протоны с энергией 350 Мэв.

Быстрый успех лаборатории в Беркли стимулировал строительство таких фазотронов в других местах. В табл. 4 приведены

крупнейшие фазотроны с указанием диаметров полюсов магнитов, максимального магнитного поля и максимальной энергии частиц.

Таблица 4

КРУПНЕЙШИЕ ФАЗОТРОНЫ

Местонахождение	Диаметр полюса магнита, дюймы	Магнитное поле, гаусс	Энергия протонов, Мэв	По состоянию на 1955 г.*
Калифорнийский университет (Беркли, Калифорния)	184	15,0 (23,0)	350 (730)	В действии (после ожидаемой переделки)
Рочестерский университет (Рочестер, Нью-Йорк) . .	130	17,0	240	В действии
Колумбийский университет (Нью-Йорк)	164	17,4	385	В действии
Исследовательский центр по атомной энергии (Харвелл, Англия)	110	16,8	175	В действии
Чикагский университет (Чикаго, Иллинойс)	170	18,6	450	В действии
Институт технологии Карнеджи (Питтсбург, Пенсильвания)	142	20,0	435	В действии
Ливерпульский университет (Ливерпуль, Англия) . . .	156	18,0	400	В действии
Лаборатория CERN (Женева, Швейцария)	196	20,5	(600)	Проектируется
Гарвардский университет (Кембридж, Массачусетс)	95	16,5	110	В действии
Университет Мак-Гилла (Монреаль, Канада) . . .	82	16,4	100	В действии
Нобелевский институт (Упсала, Швеция)	90	22,0	200	В действии
Амстердамский университет (Амстердам, Голландия) .	71	13,7	28 (дейтроны)	В действии

* Данные дополнены. См. примечание к табл. 3, стр. 51. — Прим. ред.

Максимальная энергия частиц, достигнутая в настоящий момент, 450 Мэв (протоны в фазотроне Чикагского университета)¹⁾; 184-дюймовый магнит в Беркли сейчас реконструируется на большую мощность и большее магнитное поле и предназначен для получения протонов с энергией 730 Мэв. Крупнейший из запланированных ускорителей (фазотрон лаборатории CERN в Женеве) рассчитан на получение протонов с энергией 600 Мэв.

§ 2. Принцип действия

В циклотроне используется почти однородное магнитное поле для заворачивания траекторий ионов; ионы многократно проходят ускоряющее высокочастотное поле, создаваемое большим полукруглым полым электродом, называемым дуантом. Частота электрического поля на электроде совпадает с частотой обращения ионов, так что частицы испытывают ускорение при каждом прохождении ускоряющего промежутка. Промежуток между диаметральной обрезом дуанта и антидуантом, находящимся при нулевом потенциале, частицы проходят дважды за оборот. Величина ускорения при каждом прохождении зависит от мгновенного значения напряжения, т. е. от фазы поля в момент прохождения зазора частицей. Поскольку при каждом прохождении зазора энергия ионов увеличивается, радиус их орбит также увеличивается, достигая, в конце концов, максимального значения. Задача заключается в сохранении точного резонанса между движением ионов и ускоряющим полем на протяжении большого числа оборотов.

В фазотроне резонанс поддерживается автоматически за счет автофазировки. Фаза прохождения зазора ионами колеблется вокруг средней фазы, соответствующей как раз такому приросту энергии за оборот, при котором частица остается в резонансе. Механизм такой фазировки был рассмотрен подробно в гл. 2.

Там же было приведено соотношение, определяющее частоту обращения:

$$f = \frac{c^2 e B_z}{2\pi (E_0 + T)} = \frac{f_0}{1 + (T/E_0)}. \quad (4.1)$$

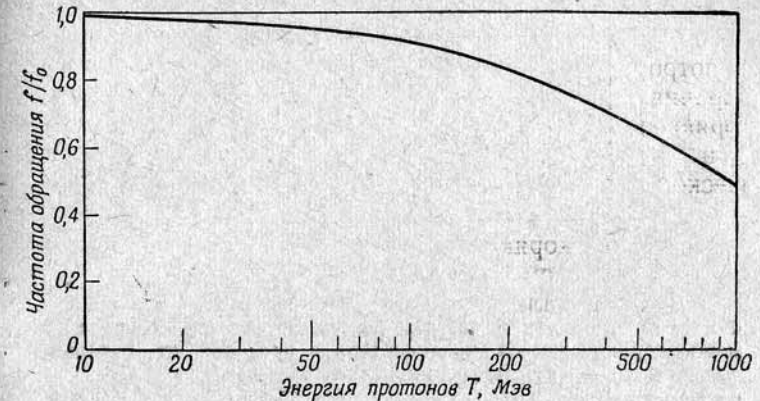
Здесь f_0 — циклотронная частота, соответствующая малым энергиям и определяемая величиной магнитного поля и отношением заряда иона к его массе. Когда кинетическая энергия иона T

¹⁾ Крупнейший в мире фазотрон для получения протонов с энергией 680 Мэв сооружен в Институте ядерных проблем Академии наук СССР под руководством Д. В. Ефремова, М. Г. Мещерякова и А. Л. Минца. — Прим. ред.

становится сравнимой с его энергией покоя E_0 , частота f начинает убывать. Для протонов

$$f = \frac{14'300 B}{938 + T} \text{ мГц}, \quad (4.1a)$$

где кинетическая энергия выражена в Мэв, а магнитное поле в веберах ($= 10\,000$ гаусс).



Фиг. 14. Изменение частоты обращения f/f_0 для протонов в однородном магнитном поле в зависимости от кинетической энергии протонов.

На фиг. 14 приведена зависимость относительного изменения частоты от энергии протона, справедливая при любом значении однородного магнитного поля B . При определении полного изменения частоты следует также учесть влияние спада магнитного поля B по радиусу, необходимого для фокусировки. Например, если магнитное поле спадает по радиусу на 5%, а уменьшение частоты, соответствующее ускорению протонов до 400 Мэв [определенное по (4.1a)], равно 30%, то полное требуемое изменение частоты составляет 35%.

При непрерывном режиме работы частота меняется периодически с помощью вращающегося конденсатора, включенного в резонансный контур дуанта. Зависимость частоты от времени для типичного контура с вращающимся конденсатором показана на фиг. 15. В течение каждого периода колебания частоты происходит ускорение некоторого пучка ионов до большой энергии, так что на выходе мы получаем последовательность импульсов ускоренных ионов, повторяющихся с частотой, равной частоте модуляции.

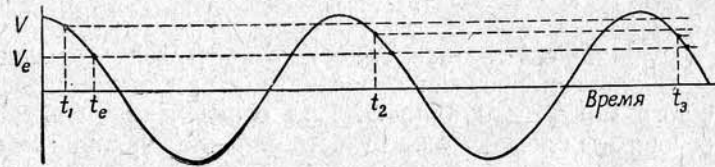
Механизм фазовых колебаний поясняется на фиг. 16, где показана зависимость напряжения в зазоре от времени. Частицы,

проходящие зазор при равновесной фазе t_e , получают в точности требуемую энергию eV_e , остаются в резонансе и в дальнейшем проходят зазор при той же фазе. Частица, проходящая зазор в фазе t_1 , приобретает избыточную энергию, и, согласно (4.1), ее частота обращения уменьшается; вследствие этого при последующих прохождении зазора она отстает от поля в зазоре (см. точки t_2 , t_3 и т. д.). Таким образом, фаза перемещается в сторону



Фиг. 15. Модуляция частоты высокочастотной системы с помощью вращающегося конденсатора в пределах от начальной частоты f_1 до конечной частоты f_2 .

Частицы ускоряются в течение промежутка времени $t_1 - t_2$, что приводит к выходу ускоренных частиц отдельными сгустками с периодом повторения T .



Фиг. 16. Причина фазовых колебаний.

Частицы, попадающие в ускоряющий зазор в момент t_1 , приобретают избыточную энергию, вследствие чего обращаются с меньшей угловой скоростью и при следующих прохождении зазора отстают, что показано точками t_2 и t_3 . Такое движение приводит к колебаниям фазы вокруг равновесной фазы t_e .

равновесного значения. В противоположном случае, когда частица, попадая в зазор, получает слишком малое (или даже отрицательное) ускорение, фаза точно так же движется к равновесному значению. Таким образом, фаза ускоряющего поля в момент прохождения зазора частицей колеблется вокруг среднего значения, так что частица приобретает в среднем как раз такую энергию, которая необходима для сохранения резонанса. Более подробные сведения о фазовых колебаниях, а также методы расчета частоты и фазы колебаний энергии и радиуса орбиты приведены в гл. 2.

§ 3. Магнитное поле

Достижимая в фазотроне энергия частицы определяется величиной магнитного поля и максимальным радиусом орбиты R . Квадратичное соотношение, приведенное в гл. 2, имеет вид

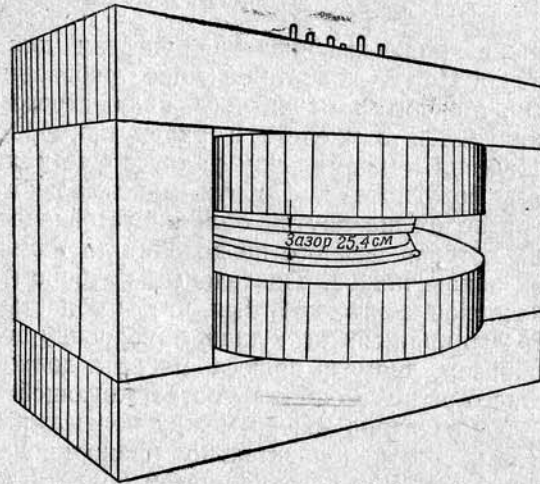
$$T^2 + 2TE_0 = c^2 e^2 B_z^2 R^2 \quad (4.2)$$

В гл. 2 также приведены значения энергии для протонов, дейтронов и ионов He^{++} , иллюстрирующие требования к размерам ускорителя. Максимум магнитного поля строго ограничен предельной индукцией в железе и равен примерно 18 000—20 000 гаусс. Поле на максимальном радиусе еще ниже благодаря требованиям фокусировки. Орбита максимального радиуса должна быть расположена внутри области устойчивости свободных колебаний, которая намного не доходит до геометрического края полюсных наконечников. Тщательным подбором формы полюсных наконечников можно добиться, чтобы область устойчивости не доходила до края магнита лишь наполовину величины зазора. Таким образом, диаметр полюса магнита должен быть не меньше удвоенного радиуса орбиты, соответствующей максимальной энергии, плюс величина зазора между полюсами.

Вес магнита растет приблизительно пропорционально кубу диаметра его полюсов. В нерелятивистской области энергия частиц растет пропорционально квадрату радиуса орбиты. Таким образом, для малых циклотронов вес магнита приблизительно пропорционален энергии в степени $3/2$: $\text{вес} \sim T^{3/2}$. Для больших значений энергии зависимость между энергией частицы и радиусом приближается к линейной, так что вес магнита растет быстрее, приближаясь к зависимости $\text{вес} \sim T^3$. Такое быстрое увеличение веса и стоимости магнита является главным ограничением, определяющим практически достижимую максимальную энергию в фазотроне.

Магнитная цепь в принципе весьма проста; используется Н-образный магнит с двойным обратным магнитопроводом, обычно применяющийся в небольших циклотронах. Магнитная цепь состоит из шести элементов — двух полюсных наконечников, двух ярем и двух стоек. Полюсные наконечники имеют цилиндрическую форму и хорошо обработаны; иногда они скошены на меньший диаметр в рабочем зазоре. Полюсные наконечники заканчиваются дисками, профилированными так, чтобы обеспечить требуемое для фокусировки радиальное спадание поля. Ярма и стойки представляют собой прямоугольные поковки; они несут на себе силовую нагрузку веса магнита и закорачивают магнитный поток возможно меньшим сопротивлением. В крупных машинах каждый из этих шести элементов приходится делать из нескольких отдельных брусов, чтобы размеры отдельных блоков

не мешали удобству обращения и сборке. Точность отработки поверхностей зазора и их параллельности порядка 0,25 мм, что является весьма тяжелым требованием для таких больших деталей. На фиг. 17 приведена схема магнита фазотрона Чикагского университета.



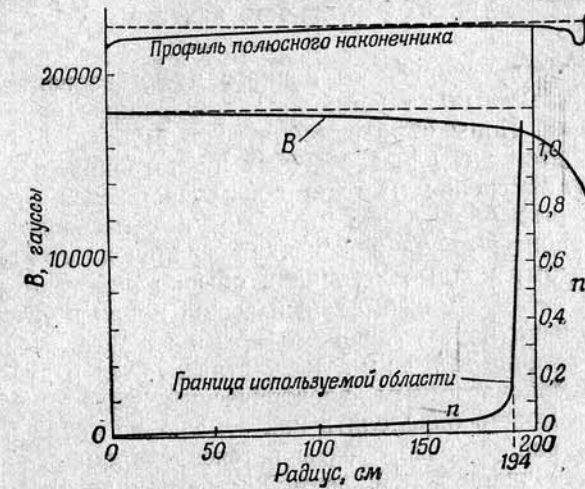
Фиг. 17. Схематический чертеж 170-дюймового магнита Чикагского фазотрона.

Виден магнитопровод и диски полюсов. Магнит возбуждается двумя обмотками, расположенными симметрично вокруг зазора.

Возбуждающие обмотки представляют собой набор плоских намотанных слоями катушек, охватывающих оба полюсных наконечника и расположенных симметрично относительно зазора. Основное отличие в конструкции различных магнитов заключается в методе охлаждения проводников. Имеются варианты с воздушным охлаждением, с масляной баней, с внутренним водяным или масляным охлаждением с помощью специальных труб в проводниках.

Профилирование полюсных наконечников с целью придать полю небольшое спадание по радиусу показано на фиг. 18, заимствованной из отчета по Чикагскому фазотрону. Такое профилирование позволяет получить правильную форму поля лишь для небольшой области значений поля вследствие влияния насыщения железа. Численное значение показателя магнитного поля n в рабочей области плавно меняется от нуля в центре камеры до $\sim 0,05$ на больших радиусах. При приближении к краям магнита, где поле вследствие краевого эффекта рассеяния начинает быстро спадать, значение n резко возрастает. Ход зависимости n

от радиуса также приведен на фиг. 18. В Чикагском ускорителе резкое возрастание n начинается приблизительно на радиусе 190,5 см; на радиусе 194,5 см n уже равно 0,2, а на радиусе 198 см достигается граница устойчивости ($n=1,0$).



Фиг. 18. Профиль полюсов магнита Чикагского фазотрона, обеспечивающий необходимое для фокусировки радиальное спадание магнитного поля.

Приведена также зависимость поля от радиуса на некотором уровне возбуждения. Зависимость показателя магнитного поля n от радиуса показывает размеры используемой области магнита.

Точка $n=0,20$ соответствует границе используемой области и определяет максимальную энергию ускоренных частиц. При этом значении n имеет место резонанс между радиальными и вертикальными колебаниями: частота радиальных колебаний как раз вдвое больше частоты вертикальных колебаний. В вертикальном направлении пучок «раздувается» и частицы теряются вследствие попадания на верхнюю и нижнюю поверхности дуанта. Поэтому внутренние мишени помещаются на меньшем радиусе; система отклонения пучка с целью его вывода должна начинать работать также с меньших радиусов. Для некоторых ионов амплитуда вертикальных колебаний может оказаться достаточно малой, чтобы при резонансе при $n=0,20$ они не попали на стенки камеры. Такие ионы могут выпасть из пучка при следующем резонансе ($n=0,25$) между частотой вертикальных колебаний и частотой обращения. Если ионы остаются в пучке и после этого резонанса, то они могут дойти до границы устойчивости при $n=1,0$, где их траектории превращаются в развернутые спирали. Проведенная в одном фазотроне осциллографическая запись излучения от

дуантов показала наличие трех пиков, один из которых соответствует резонансу при $n=0,20$, другой — резонансу при $n=0,25$, а третий при $n = 1,0$.

§ 4. Эффективность захвата

Интенсивность ускоряемого ионного пучка зависит от числа ионов, захватываемых на устойчивые синхронные орбиты в начале ускорения. Ионы образуются в газовом разряде в центре камеры точно так же, как в обычных циклотронах. В процессе циклического изменения частоты ионы ускоряются отдельными пачками, так что образуемые ионы могут быть захвачены на устойчивые орбиты лишь в течение ограниченного интервала времени. Поэтому ионные источники обычно работают импульсно, чтобы обеспечить максимальный выход ионов в течение промежутка времени, перекрывающего время захвата. Ионы, образующиеся в течение этого импульса, втягиваются в дуанты приложенным высокочастотным электрическим полем. Эффективность захвата можно определить как отношение числа ионов, захваченных на равновесные орбиты в течение времени захвата, к максимальному числу ионов, возможному при непрерывной работе ускорителя на постоянной частоте. Расчет эффективности захвата является одной из основных задач теоретического исследования фазотрона. Основная проблема конструирования фазотрона — это достижение максимальной эффективности захвата.

Теория захвата ионов на устойчивые орбиты была разработана Бомом и Фолди [16]. Их теория позволила найти предельные отклонения фазы частицы от фазы электрического поля и предельные отклонения частоты обращения от частоты электрического поля, при которых еще происходит захват. Они рассчитали мгновенное значение вероятности захвата иона и проинтегрировали его по значениям фазового угла и по времени, найдя тем самым полную или среднюю по времени эффективность захвата.

Приведенные Бомом и Фолди результаты экспериментальных измерений интенсивности пучка в 184-дюймовом фазотроне (в Беркли) в зависимости от скорости модуляции частоты и амплитуды ускоряющего напряжения (определяющих значение равновесной фазы) подтверждают теоретические предсказания. Качественное совпадение очень хорошее и даже численные значения полной интенсивности удовлетворительно согласуются с расчетными. Другие экспериментальные данные и соответствующее сравнение с теоретическими приведены в статье Генриха, Сьюэлла и Вейла [17]. Дальнейшее подтверждение было получено в опытах на фазотроне Чикагского университета. Все эти данные

достаточно ясно свидетельствуют о том, что механизм фазировки и захвата ионов понят достаточно хорошо.

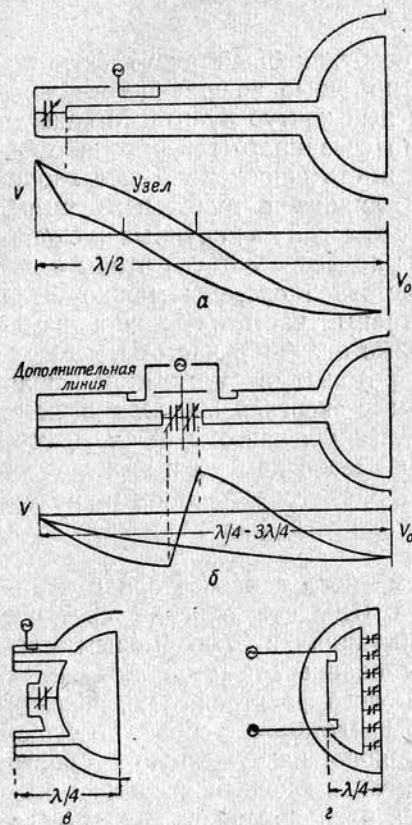
§ 5. Генератор высокочастотного поля

Изменение частоты системы, возбуждающей дуант фазотрона, производится механически с помощью вращающегося конденсатора, включенного в резонансный контур дуанта. Мощность поступает в этот контур от сильно связанного генератора с самовозбуждением, который должен иметь широкополосную характеристику, чтобы перекрыть весь диапазон требуемых частот. Для получения протонов больших энергий в крупных ускорителях требуется изменение частоты не менее 30%. А чтобы с помощью одной и той же высокочастотной системы можно было ускорять как протоны, так и дейтроны, частота должна изменяться вдвое или больше. Численные значения частоты меняются от 30 *мггц* (медленные протоны в магнитном поле 20 000 *гаусс*) до 10 *мггц* (дейтроны с энергией 300 *Мэв* в поле 15 000 *гаусс*). Четверть длины волны для частоты 30 *мггц* составляет около 2,4 *м*, т. е. меньше размеров камеры и электродов. При настройке такого крупного устройства в указанном широком диапазоне частот приходится решать целый ряд механических и электротехнических проблем.

Различные способы связи переменного конденсатора с дуантом рассмотрены в статье Шмидта [18], где описана система, применявшаяся на модельных испытаниях с 37-дюймовым магнитом. Метод соединения, использованный в этой модели, а также в первом варианте 184-дюймового фазотрона [19], показан на фиг. 19, *а*. Резонансный контур представляет собой, по существу, полуволновую резонансную линию, нагруженную с одного конца дуантом, а с другого — переменным конденсатором и связанную с генератором петлей связи, расположенной вблизи узла напряжения.

Усовершенствованная высокочастотная система для больших фазотронов была предложена Мак-Кензи [20]. Она позволяет настраивать в более широком диапазоне частот, перекрывающем резонанс как с протонами, так и с дейтронами. В системе за конденсатором подключена дополнительная линия с заземленным узлом напряжения на конце. При этом контур дуанта становится эквивалентным трехчетвертьволновой резонансной линии, поэтому такую схему называют трехчетвертьволновой (см. фиг. 19, *б*). При настройке в указанном широком диапазоне частот система постепенно переходит от трехчетвертьволнового резонанса на высоких частотах к четвертьволновому резонансу на низких частотах.

В обеих описанных выше системах вращающийся конденсатор расположен вне циклотрона в отдельной вакуумной камере. Основные трудности разработки этих систем заключаются в техническом обеспечении достаточной прочности вращающихся частей и электрической изоляции ротора.



Фиг. 19. Высокочастотная система фазотрона с изменением частоты. а — полуволновая резонансная линия, нагруженная с одной стороны дуантом, а с другой — переменным конденсатором; б — трехчетвертьволновая линия с переменным конденсатором и четвертьволновым шлейфом; в — четвертьволновые шлейфы с переменным конденсатором, подключенным к дуанту; г — четвертьволновый дуант с переменными конденсаторами на диаметрально противоположных обрезах дуанта.

ны во избежание разогрева токами Фуко при вращении в магнитном поле.

В установке Колумбийского университета применен вариант

четвертьволнового резонатора. Проводники и щетки должны иметь низкое сопротивление на высокой частоте. Для обеспечения максимальной емкости зазор между лопастями конденсатора должен быть очень малым; он ограничивается возможностью искрового разряда между лопастями. Для уменьшения вероятности разряда необходимо закруглять углы лопастей, тщательно полировать их и с помощью мощных насосов поддерживать высокий вакуум.

В менее крупных фазотронах можно использовать более простую конструкцию вращающегося конденсатора, известную под названием четвертьволновой схемы (см. фиг. 19, в). Конденсатор расположен за дуантом, поддерживаемым двумя четвертьволновыми шлейфами, где он наиболее эффективно влияет на настройку четвертьволновой системы. При этом конденсатор расположен внутри вакуумной камеры фазотрона и вращается в полях рассеяния магнита (у края полюсных наконечников). Применяется также конструкция такого же типа, но с несколькими параллельными пластинами. В Рочестерском фазотроне лопасти конденсатора изготовлены из керамики и посеребренны

четвертьволнового резонатора, хотя размеры дуанта столь велики, что длина шлейфовых линий сведена к нулю. Конденсаторы расположены вдоль центрального обреза дуанта в сильном магнитном поле между полюсами (см. фиг. 19, г). Для симметрии применено два ряда вращающихся лопастей — над дуантом и под ним. Диаметр ротора мал, что позволяет поместить его между поверхностью дуанта и полюсным наконечником. Конденсатор используется наиболее эффективно, когда он расположен на открытом конце четвертьволнового резонатора, где напряжение максимально, так что его емкость может быть минимальна. В такой системе, по существу, не может быть паразитных колебаний; это единственная система, которая в принципе может быть применена при сколь угодно большом диаметре полюсных наконечников. В этой системе представляет трудность борьба с токами Фуко, а также уход за подшипниками вала ротора. Однако в настоящий момент такая система осуществлена и ее испытания дали вполне положительный результат.

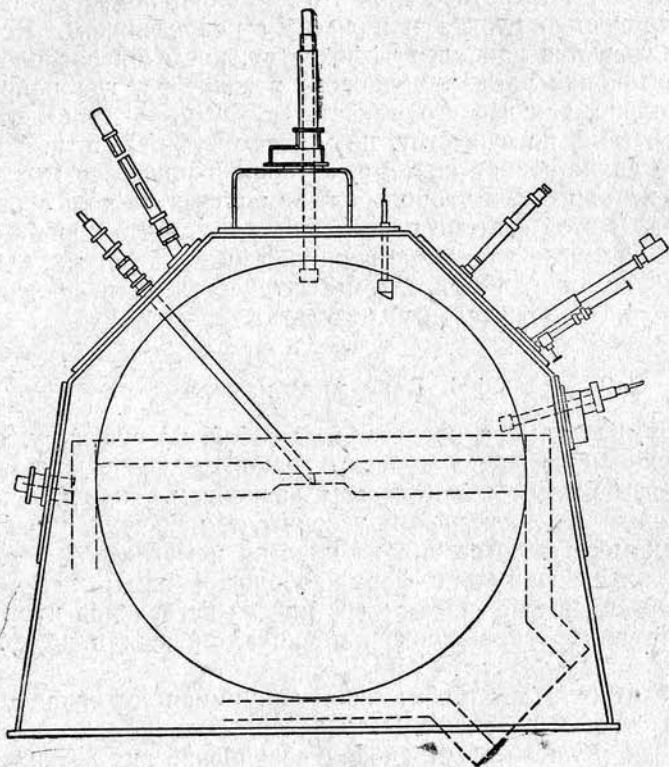
§ 6. Вакуумная камера

Вакуумная камера представляет собой, по существу, оболочку, окружающую диски полюсных наконечников и находящуюся лишь под боковым атмосферным давлением. Типичная камера, примененная в Рочестерском ускорителе, показана на фиг. 20. Стенка камеры изготовлена из пластин немагнитной нержавеющей стали, сваренных по форме оболочки камеры. В стенках имеются широкие боковые отверстия для вставки дуанта, для насосной установки, ионного источника, мишени и другого оборудования.

В фазотронных лабораториях вакуумная техника достигла высокой степени развития. Разработано большое число хороших вакуумных уплотнителей, гибких соединений и других узлов. Большие круговые уплотнения между дисками полюсов и стенкой камеры изготовлены с сальниковыми кольцами для поджатия небольших резиновых прокладок. Для поддержания достаточно низкого давления в такой большой камере нужны мощные насосы. Требуется давление не более 10^{-5} мм рт. ст.

В большинстве крупных камер значительные затруднения вызывали электрические разряды между дуантами и землей. Природа этого разряда не совсем ясна. Он напоминает кумулятивный разряд с «голубым свечением», имеющий место в обычных циклотронах, но происходит при существенно более низких напряжениях и давлениях в большом объеме, окружающем дуант в фазотроне. Повидимому, здесь играют роль колебания электронов и орбиты положительных ионов в большом объеме камеры. Разряд можно ограничить, уменьшая объем разрядного

пространства с помощью медной слоистой прокладки у дуанта и у вводного шлейфа дуанта. Наиболее удовлетворительным методом подавления этого низковольтного разряда является наложение постоянного потенциала на дуант или другие электроды, который отсасывал бы ионы и электроны, являющиеся причиной



Фиг. 20. Вакуумная камера Рочестерского фазотрона.

разряда. С этой целью в большинстве конструкций предусмотрена изоляция дуанта от земли, так что убирающее заряды поле может быть получено непосредственным наложением потенциала на дуант. В других конструкциях применяются решетки или провода, установленные на медных вставках вокруг дуанта и поддерживаемые под соответствующим напряжением, обеспечивающим очистку пространства от зарядов.

§ 7. Устройство мишени и свойства пучка

Простейшие мишени в фазотроне представляют собой зонды, расположенные на периферии в средней плоскости, на которые

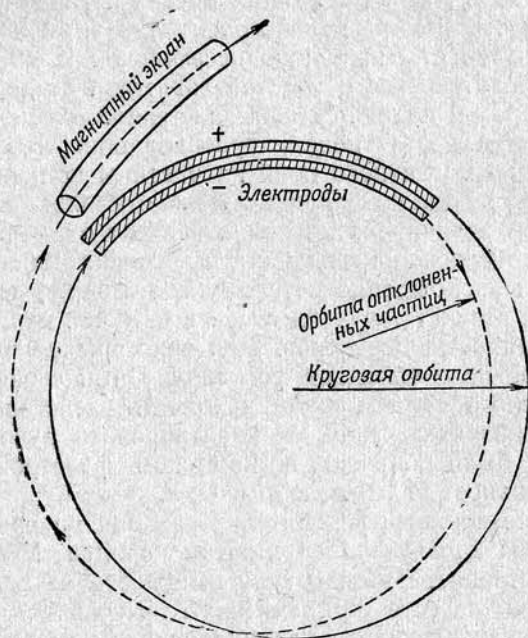
попадает расширяющийся ионный пучок. Радиальное положение зонда характеризует энергию ионного пучка. Образующиеся в мишени заряженные частицы отклоняются в магнитном поле: протоны и положительные мезоны заворачиваются внутрь, а отрицательные мезоны — наружу. На первом этапе для обнаружения и регистрации следов мезонов использовалась фотоэмульсия, расположенная в соответствующих местах и защищенная надлежащим образом. Быстрые нейтроны, γ -кванты и нейтральные мезоны движутся от мишени по касательной к орбите и могут, пройдя сквозь отверстие в толстой защитной стене, регистрироваться приборами, находящимися за стенкой.

В современных фазотронах, производящих мезоны, используется действие магнитного поля на частицы вблизи внутренних мишеней. Выходящие из мишени мезоны отклоняются магнитным полем, причем величина отклонения зависит от энергии мезона. Вблизи мишени расположены защитные стенки с каналами, обеспечивающими прохождение мезонов лишь в определенном диапазоне энергий. Можно получить отдельные пучки как положительных, так и отрицательных ионов. Для некоторых диапазонов энергий магнитное поле обладает фокусирующими свойствами. Действие магнитного поля можно дополнить действием внешних магнитных линз так, чтобы сконцентрировать пучок в канале. Таким путем были получены в Чикагском фазотроне мезонные пучки интенсивностью 10^3 мезон/см² · сек.

В наиболее крупных ускорителях средняя по времени интенсивность пучка на внутренней мишени порядка 1 мка. Ток на выходе представляет собой группу импульсов с частотой повторения, равной частоте приложенного высокочастотного поля. Длительность такой группы порядка одного или нескольких периодов фазовых колебаний (от 1000 до 10 000 импульсов), т. е. около 0,1 мсек. Эти группы повторяются с частотой, равной частоте модуляции, определяемой скоростью вращения конденсатора и меняющейся в пределах от 60 до 300 гц.

Отклонение ускоряемых ионов с целью вывода пучка наружу осложняется тем, что изменение радиуса орбиты за один оборот чрезвычайно мало. Поэтому нельзя использовать отклоняющую пластину и постоянное отклоняющее поле, как в обычном циклотроне. Кроме того, на радиусе, соответствующем $n=0,2$, вертикальные колебания резко возрастают, так что пучок не выходит наружу, как в циклотроне. Тем не менее, используя свойства орбит частиц, совершающих колебания, можно добиться вывода пучка наружу. Амплитуда радиально-фазовых колебаний — несколько дюймов; амплитуда свободных радиальных колебаний того же порядка. Их можно еще больше увеличить так, чтобы частицы пучка испытывали сильные колебания.

В наиболее удачной конструкции системы вывода на Берклевском фазотроне применяется импульсное электростатическое поле, возбуждающее свободные колебания (фиг. 21). Отклоняющая система состоит из четырех искривленных полос, расположенных так, что расширяющийся пучок может войти в промежуток между полосками еще до включения отклоняющего поля.



Фиг. 21. Импульсная электростатическая отклоняющая система фазотрона в Беркли с магнитным экраном, предназначенным для вывода пучка.

Импульсное электростатическое поле смещает ионы внутрь, но приблизительно после одного оборота они отклоняются на максимальный радиус, который на несколько дюймов больше радиуса, на котором находится отклоняющая система. Здесь ионы попадают в канал, экранированный от магнитного поля, где они движутся по быстро развертывающейся спирали и выходят из камеры фазотрона. Импульс постоянного напряжения включается приблизительно на время одного оборота ионов (около 0,1 мксек.). Величина электростатического поля порядка 75 000 в/см; для его создания требуется подать на обе системы электродов напряжение $\pm 100\,000$ в. Это напряжение обеспечивается сверхвысоковольтным импульсным трансформатором. Эффективность отклоняющей системы довольно мала: интенсивность

используемого наружного пучка составляет несколько процентов от интенсивности пучка, циркулирующего в камере. Тем не менее для некоторых измерений преимущество пучка протонов, выведенного за защитную стенку, весьма существенно. Основным недостатком указанного метода вывода — короткая длина импульса, что делает невозможным опыты с электронными счетчиками на выведенном пучке.

Более простым методом получения наружного пучка, обладающим преимуществом более длительного рабочего цикла, но дающим пучок существенно меньшей интенсивности, является применение рассеивающей мишени. Частицы, рассеиваемые на тонкой внутренней мишени на небольшие углы, начинают совершать свободные колебания. Для некоторых из этих частиц величина и направление отклонения окажутся как раз такими, что они попадут в экранированный канал и испытают дальнейшее отклонение. Интенсивность составляет здесь лишь несколько процентов от интенсивности пучка при импульсной электростатической отклоняющей системе, но зато выходящие ионы распределены по ряду импульсов, следующих друг за другом с частотой ускоряющего поля на протяжении нескольких миллисекунд. Такое распределение ионов более выгодно для экспериментов со счетчиками¹⁾.

¹⁾ Следует отметить, что эффективный метод вывода пучка, допускающий получение длительных импульсов ускоренных частиц, осуществленный Дмитриевским и др. на советском фазотроне, позволил вывести наружу 5% пучка протонов, ускоренных до энергии 680 Мэв (вместо 0,1% или меньше по методу, описанному в тексте). Эффективный метод вывода пучка был применен также на Ливерпульском фазотроне [Rev. Sci. Instr., 26, 725 (1955)], где выведено было 3% пучка. Сущность метода состоит в создании местных вариаций по азимуту показателя магнитного поля, приводящего к фокусировке пучка частиц на входное отверстие системы, экранирующей магнитное поле. — Прим. ред.

Глава 5

ЛИНЕЙНЫЕ УСКОРИТЕЛИ

§ 1. Характеристики линейного ускорения

В линейном ускорителе используется переменное электрическое поле, приложенное к линейной периодической системе электродов, частота которого постоянна и находится в резонансе с движением частиц. Ускоряемые частицы движутся прямолинейно, а не по круговым орбитам, как в магнитных ускорителях. Расстояния между электродами подобраны так, что частицы проходят все ускоряющие промежутки между электродами при одной и той же фазе электрического поля и испытывают, следовательно, ускорение в каждом промежутке.

Основное преимущество линейного ускорителя заключается в том, что он дает прекрасно сфокусированный пучок ионов, тогда как на выходе циклических ускорителей получается расходящийся пучок. Малый размер сечения и большая плотность пучка позволяют упростить и усовершенствовать целый ряд экспериментов, как, например, опыты по рассеянию на малые углы и по угловому распределению. Задача защиты также упрощается вследствие возможности применения узких каналов в защите. Величина фона вследствие рассеянного излучения также легче учитывается в этом случае.

При энергии в несколько *Мэв* основной недостаток линейного ускорителя заключается в большом разбросе энергии в пучке, связанном с изменением фазы прохождения частицей ускоряющих зазоров. В установках прямого ускорения, например в электростатическом генераторе, ускоренные ионы значительно более однородны по энергии. При большой энергии длина линейных ускорителей становится очень большой, так что для возбуждения системы многочисленных электродов требуется большое число высокочастотных генераторов. Технический предел определяется здесь стоимостью высокочастотного оборудования и трудностями взаимной фазировки большого числа параллельных систем.

Так же как и для циклических ускорителей, проблемы конструирования линейных резонансных ускорителей различны в зависимости от того, ускоряются ли электроны, или протоны. В первых конструкциях могли ускоряться лишь довольно тяжелые положительные ионы вследствие ограниченных возможностей высокочастотных генераторов. Непрерывное развитие высокочастот-

ных генераторов в течение последнего десятилетия позволило построить ускорители, пригодные для протонов и для электронов. В протонных ускорителях частоты относительно малы (от 50 до 200 *мггц*), поскольку скорости протонов в течение большей части периода ускорения незначительны. Электроны достигают скорости света уже при довольно малой энергии и могут ускоряться в небольших установках электрическим полем сверхвысокочастотного диапазона (3000 *мггц*). Такие установки лучше рассматривать как волноводы, а не как систему электродов; ускорение частицы можно при этом выразить через волновые свойства поля в волноводе. Электроды заменены в таком волноводе диафрагмами, которые нагружают волновод так, что фазовая скорость в нем становится равной скорости электронов. Приложенное высокочастотное электрическое поле возбуждает в нагруженном волноводе стоящие или бегущие волны. Движущаяся на гребне такой волны группа электронов будет непрерывно увеличивать свою энергию, подобно суденышку, скользящему вниз по поднимающемуся склону морской волны.

Интенсивность пучка в электронном ускорителе может быть существенно больше, чем в протонном. Это связано с тем, что в протонном пучке действуют силы взаимного отталкивания, стремящиеся расширить пучок, тогда как для электронов при релятивистских скоростях эти силы стремятся к нулю, так что электронный пучок не стремится расширяться. Кроме того, техническая задача получения интенсивного электронного пучка (от накаливаемых катодов) значительно проще задачи создания источников положительных ионов.

Конструкторы ускорителей надеялись, что, кроме технических преимуществ, линейные ускорители окажутся также дешевле циклических магнитных ускорителей. Для линейных ускорителей стоимость пропорциональна (приблизительно) первой степени энергии. В циклических же ускорителях требуются магниты, стоимость которых приблизительно пропорциональна кубу кинетической энергии T^3 для релятивистских частиц. Такой различный характер зависимости стоимости от энергии показывает, что при достаточно большой энергии линейные ускорители должны были бы оказаться выгоднее циклических. Однако последующие успехи в развитии магнитных ускорителей (переход от циклотронов со сплошным магнитом к синхрофазотронам с кольцевыми магнитами, дальнейший переход к синхрофазотронам с сильной фокусировкой, в которых размеры магнитов и их стоимость еще более уменьшаются) привели к тому, что до сих пор магнитные ускорители экономически выгоднее линейных.

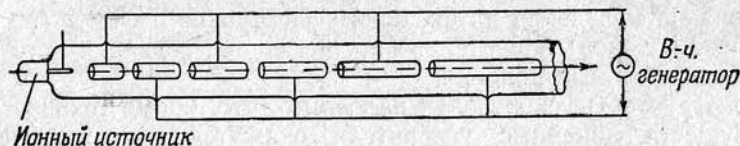
В настоящее время линейные ускорители еще не применяются для энергий порядка 10^9 *эв*. Однако необходимость получения электронов с энергией в несколько *Бэв* становится все более

очевидной. Применение циклических электронных ускорителей ограничено резким увеличением потерь энергии на излучение при таких больших энергиях. Поэтому вполне возможно, что, в конце концов, именно линейные ускорители послужат средством получения электронов больших энергий.

§ 2. Первые конструкции линейных ускорителей

Описанный Видероз [21] в 1929 г. линейный ускоритель является первым по времени резонансным ускорителем. Он состоял из двух цилиндрических электродов, на которые накладывалось переменное напряжение, частота которого подбиралась так, чтобы за время прохождения тяжелым ионом (K^+ или Na^+) первого электрода поле меняло свой знак; таким образом, частица дважды ускорялась электрическим полем и ее энергия равнялась удвоенному приросту энергии в отдельном зазоре.

Слоан [22, 23] и другие исследователи довели число электродов в такой конструкции до десяти и более, однако уровень развития техники высоких частот заставил их ограничиться ускорением сравнительно тяжелых ионов (Li^+ , Hg^{++} и т. д.) до весьма малых энергий (1—2 Мэв). Электроды присоединялись через один к двум шинам, к которым подводилось напряжение. Такая простейшая форма ускорителя показана на фиг. 22. Поскольку



Фиг. 22. Первоначальная конструкция линейного ускорителя. Расстояние между цилиндрическими электродами растет с увеличением скорости частицы.

такие ускорители могли работать лишь при сравнительно низких частотах, ускоряя лишь тяжелые ионы до весьма ограниченной энергии, их значение для ядерных исследований было весьма мало.

Расстояние L между соседними ускоряющими промежутками равно пути, проходимому частицей за полпериода электрического поля. Таким образом,

$$L = \frac{1}{2} \frac{v}{f}, \quad (5.1)$$

где v — скорость частицы, а f — частота. Проходя зазор между электродами, частица каждый раз попадает в ускоряющее поле, и ее энергия возрастает на eV_e , где V_e — напряжение между электродами в момент прохождения зазора.

При малой энергии скорость растет пропорционально квадратному корню из энергии, так что длины электродов растут пропорционально последовательности корней квадратных из целых чисел. Для того чтобы частица находилась в точном резонансе и приобретала при каждом прохождении зазора энергию eV_e , расстояние между соседними зазорами L_i для i -го электрода должно быть равно

$$L_i = \frac{1}{2f} \sqrt{\frac{2e}{m} V_e \cdot i^{1/2}}. \quad (5.2)$$

При релятивистских энергиях скорость частиц приближается к скорости света и расстояние между зазорами становится постоянным:

$$L_i = \frac{c}{2f} = \frac{\lambda}{2}, \quad (5.3)$$

где λ — длина волны ускоряющего поля. Электроды должны быть при этом расположены через половину длины волны.

Прирост энергии при прохождении зазора равен

$$eV_e = eV_m \sin \varphi_e, \quad (5.4)$$

где V_m — амплитуда напряжения на зазоре, а φ_e — фаза, при которой частица проходит зазор. Выбор синусоидальной функции соответствует выбору нуля фазы в точке, где поле проходит через нуль, меняясь с замедляющего на ускоряющее.

Для большей общности примем, что амплитуда напряжения может меняться вдоль ускорителя. Это изменение можно описать соотношением

$$V_m = V_f \left(\frac{z}{z_f} \right)^k, \quad (5.5)$$

где V_f — амплитуда напряжения в последнем зазоре, а z_f — полная длина ускорителя. Параметр k определяет характер изменения напряжения. При $k = 0$ напряжение всюду постоянно; при $k = 1/2$ напряжение растет пропорционально скорости и расстоянию между соседними зазорами, так что среднее значение электрического поля вдоль оси остается постоянным; при $k = 1$ напряжение растет пропорционально расстоянию вдоль ускорителя.

В первых конструкциях ускорителей (до 1945 г.) напряжение в зазорах было постоянным ($k=0$). Зазоры между электродами, имевшими форму трубок, были малы, а длины трубок возрастали пропорционально $i^{1/2}$ [см. (5.2)], так что ускоряемые ионы находились большую часть времени вне поля, т. е. внутри электродов («пролетных трубок»). Число электродов в ускорителях было сравнительно невелико (от 10 до 30), так что точность установки электродов не была особенно существенна. Резонанс

поддерживался за счет экспериментальной подгонки приложенного напряжения V к значению, требуемому при данном расположении электродов. Фаза φ_e была близка к 90° , так что в резонансе могли двигаться лишь частицы, проходящие зазор в момент, когда поле близко к максимуму.

§ 3. Автофазировка

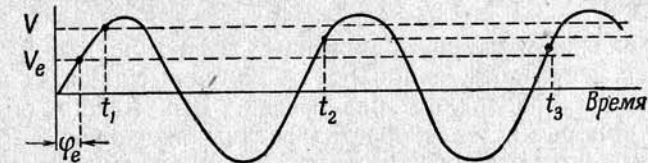
В 1945 г. в конструировании линейных ускорителей произошел резкий поворот, обусловленный совместным действием двух факторов. Интенсивное развитие радиолокационной техники в период второй мировой войны расширило диапазон применимых частот вплоть до дециметровых и сантиметровых волн. Были созданы импульсные генераторы на этих частотах; расширились наши знания свойств волноводов. На сверхвысоких частотах (вплоть до 3000 мгц) линейные ускорители можно уже применять для ускорения легких положительных ионов и электронов. В то же самое время предложенный Мак-Милланом [5] и Векслером [6] принцип автофазировки позволил так видоизменить метод ускорения в линейном ускорителе, что обеспечивалась автофазировка в процессе ускорения. Оба эти фактора привели к появлению нового типа ускорителей с автофазировкой, пригодных как для протонов, так и для электронов, в которых используется очень большая импульсная мощность при весьма небольшой длительности рабочего периода.

Устойчивое по фазе резонансное ускорение может быть получено в линейной системе электродов при некоторых определенных условиях. Колебания фазы момента прохождения частицей зазора происходят так же, как и в синхротроне (см. гл. 2 и 3). Движению в резонанс с периодом системы соответствует определенное значение V_e напряжения в ускоряющем зазоре, входящее в соотношение (5.4) и соответствующее определенному значению равновесной фазы φ_e . Вообще говоря, максимальное напряжение в зазорах V_m больше V_e ; практически большей частью V_m вдвое превышает V_e , так что $\varphi_e = 30^\circ$.

Чтобы пояснить механизм автофазировки, рассмотрим частицу, проходящую зазор при фазе, соответствующей точке t_1 на фиг. 23, при которой напряжение больше V_e . Эта частица получит избыточный прирост энергии, избыточное приращение скорости и, следовательно, потратит меньше времени на путь до следующего ускоряющего зазора. В результате перемещений фазы прирост энергии при последующих ускорениях будет все уменьшаться, пока не достигнет равновесного (точки t_2 , t_3 и т. д.). Вследствие накопления избыточной энергии перемещение фазы будет продолжаться, так что частица станет приобретать меньше энергии, чем при равновесном ускорении, и процесс пойдет в

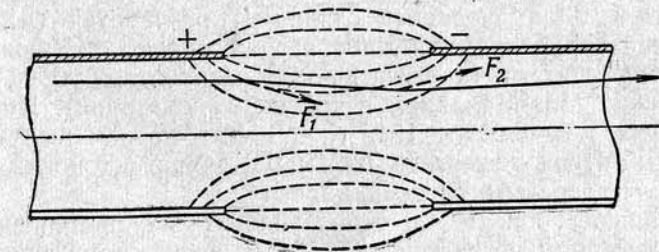
обратном направлении. В результате фаза будет совершать устойчивые колебания вокруг равновесного значения.

Область устойчивых фазовых колебаний расположена вокруг фазы φ_e , соответствующей нарастанию поля в зазоре. Другое положение равновесной фазы $\pi - \varphi_e$, соответствующее убыванию напряжения, является неустойчивым. Таким образом, в линейных ускорителях условие устойчивости равновесной фазы противоположно условию устойчивости в синхротроне.



Фиг. 23. Фазовые соотношения в линейном ускорителе. Фазовые колебания происходят вокруг равновесной фазы φ_e , соответствующей напряжению V_e и расположенной на восходящей части волны напряжения.

Поскольку устойчивая фаза расположена на возрастающей части волны напряжения, на частицы действует дефокусирующая сила в радиальном направлении. Это легко понять, рассматривая изменение электрического поля в зазоре за время пролета



Фиг. 24. Электрическое поле между цилиндрическими электродами.

Видны фокусирующая сила, действующая на отклоненные от оси частицы при входе в зазор, и дефокусирующая сила, действующая при выходе из зазора. В линейном ускорителе дефокусирующие силы сильнее вследствие нарастания электрического поля во время пролета частицей ускоряющего промежутка.

частицы. Форма электрического поля в зазоре между цилиндрическими электродами показана на фиг. 24. На частицы, отклоненные от геометрической оси, действует фокусирующая сила, когда они входят в зазор, и дефокусирующая — когда они выходят из зазора. Поскольку электрическое поле вблизи устойчивой фазы возрастает во времени, дефокусирующее действие преобла-

дает над фокусирующим. Таким образом, в радиальном направлении пучок дефокусируется электрическим полем. Для компенсации этого эффекта приходится применять специальные приспособления, обеспечивающие аксиальную фокусировку. Кроме того, несмотря на применение фокусирующих приспособлений, некоторые частицы все же будут совершать радиальные колебания, так что для них путь движения будет несколько длиннее, чем для частиц, движущихся по оси; поэтому для них фаза сместится по сравнению с фазой, соответствующей частицам, движущимся по оси.

С увеличением скорости частицы дефокусирующий эффект становится все слабее, а при релятивистских скоростях частицы находятся в безразличном равновесии. Это можно объяснить тем, что при равенстве скорости частицы и скорости бегущей волны при прохождении зазора не может возникнуть разности фаз между частицей и волной; фокусирующие и дефокусирующие силы совпадают. Таким образом, на электроны дефокусирующая сила действует лишь на первом этапе ускорения, когда их энергия меньше 1—2 Мэв. Для протонов, однако, дефокусирующее действие сохраняется на протяжении всего периода ускорения.

§ 4. Протонный линейный ускоритель («линак»)

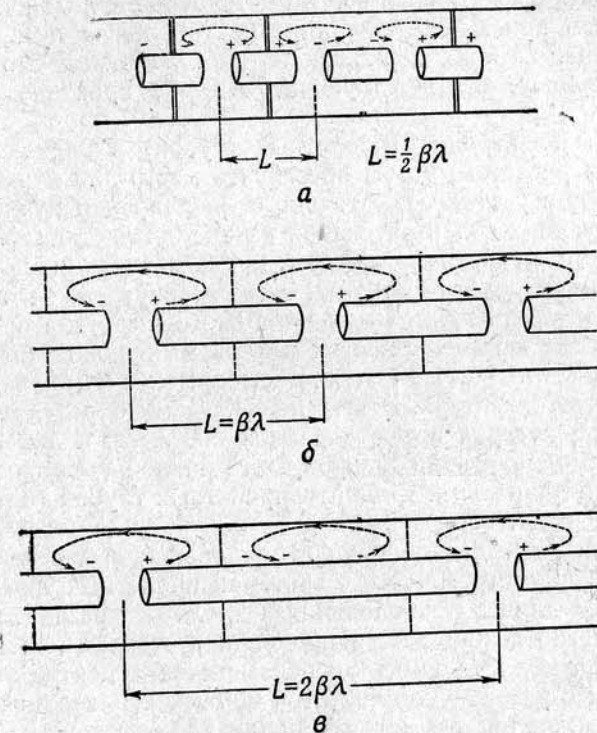
Прототип современных линейных ускорителей, известный под сокращенным наименованием «линак»¹⁾, разработан Альварецом [24] и его сотрудниками в Лаборатории излучений Калифорнийского университета (параллельно с разработкой электронного синхротрона Мак-Милланом в той же лаборатории). Постройка ускорителя²⁾ началась в 1946 г.; в 1948 г. на нем был получен протонный пучок с энергией 32 Мэв. С тех пор установка используется для ядерных исследований.

В «линаке», как и в прежних ускорителях, применены трубчатые электроды возрастающей длины, но электрические контуры, возбуждающие ускоряющее поле, существенно изменены для повышения добротности системы. Возбуждающий контур представляет собой цилиндрическую полость (по оси которой расположены электроды), характеризующую распределенными индуктивной и емкостной нагрузками в отличие от контура с сосредоточенными постоянными, показанного на фиг. 22.

Полый резонатор такого типа имеет несколько типов собственных колебаний с различной добротностью Q . Три возможных типа колебаний показаны на фиг. 25, где расстояние между

¹⁾ Это название не является широко распространенным. — Прим. ред.
²⁾ Подробное описание этого ускорителя можно найти в статье Альвареца и его сотрудников [Rev. Sci. Instr., 26, 111 (1955)]. — Прим. ред.

соседними ускоряющими промежутками принято соответственно равным $1/2$, 1 и 2 длинам эффективных волн в резонаторе, т. е. равным $1/2$, $\beta\lambda$, и $2\beta\lambda$, где $\beta = v/c$, а λ — длина волны в свободном пространстве. Первый случай ($L = 1/2 \beta\lambda = 1/2 v/f$) совпадает с типом волны, использовавшимся в прежних ускорителях. Легко видеть, что по стержням или диафрагмам, поддерживающим



Фиг. 25. Типы колебаний полого резонатора, образованного наружным цилиндрическим проводником и коаксиальными цилиндрическими пролетными трубками (электродами).

$a - L = \beta\lambda/2$; в поддерживающих диафрагмах текут сильные токи; $б - L = \beta\lambda$; токи сосредоточены на цилиндрических поверхностях; $в - L = 2\beta\lambda$; этот тип колебаний удобен, если требуется большая длина трубок.

электроды, должны при этом течь большие токи, что приводит к большим потерям и низкой Q . При колебании, соответствующем $L = \beta\lambda$, токи имеются лишь на электродах и на внутренней стороне стенки резонатора; добротность Q при этом значительно больше. В принципе каждая отдельная (элементарная) ячейка, заключенная между пунктирными линиями, проведенными в местах расположения креплений электродов, представляет собой

резонансную систему с собственной частотой, равной частоте возбуждения. Расстояние между центрами соседних зазоров равно одной длине эффективной волны в резонаторе, направление и фазы полей во всех зазорах одинаковы. Тип волны, при котором $L = 2\beta\lambda$, характеризуется почти теми же электрическими характеристиками, но расстояние между соседними зазорами равно двум длинам эффективных волн в резонаторе. Он может оказаться полезным при малых скоростях частиц, когда путь, проходимый частицей за один период поля, настолько мал, что применение электродов, соответствующих $L = \beta\lambda$, практически невозможно.

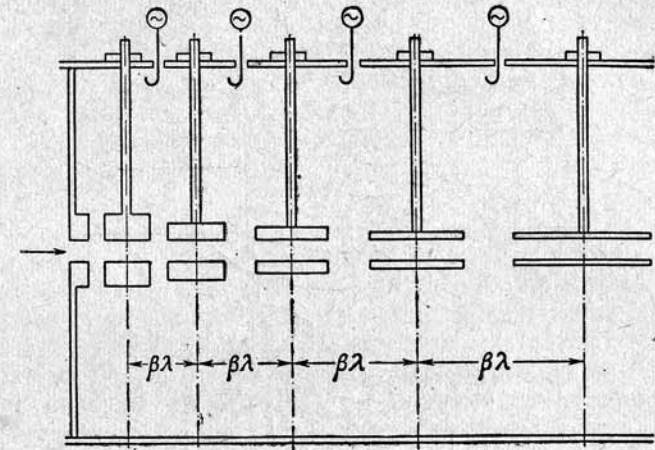
Размеры электродов (пролетных трубок) в «линяке» выбраны с таким расчетом, чтобы обеспечить место для пучка диаметром 3—5 см с учетом значительного расширения пучка за счет дефокусирующих сил и рассеяния на тонких листках фольги, которые предполагалось применить для компенсации эффекта дефокусировки. Пролетные трубки с таким внутренним отверстием нельзя было брать длиной меньше 10 см вследствие проникновения поля в отверстие. Энергия впускаемых ионов была равна 4 Мэв — максимальной энергии, достижимой с помощью электростатического генератора. Этими параметрами определяется рабочая частота, которая принята равной 200 мгц, и линейные размеры электродов. Длина зазоров взята равной $\frac{1}{3}$ длины электродов; полная длина всех тридцати пролетных трубок (с промежутками) составляет около 12 м.

Установка представляет собой большой полый резонатор длиной 12 м и диаметром 1,2 м с системой пролетных трубок увеличивающейся длины, расположенных вдоль оси резонатора. В резонаторе легко возбуждается продольная стоячая волна типа β_1 , при которой каждый электрод оказывается в центре элементарной ячейки с резонансной частотой 200 мгц. Резонансная частота поддерживается постоянной вдоль всего ускорителя; увеличение расстояния между ускоряющими зазорами с ростом скорости протонов компенсируется соответствующим уменьшением внешнего диаметра пролетных трубок, влияющего на емкость единичной ячейки. Схематически ускоритель показан на фиг. 26.

Излишки радиолокационного оборудования переданы Лаборатории излучений войсками связи США. Это оборудование было выбрано потому, что оно было как раз рассчитано на частоту 200 мгц. Генератор состоит из тридцати генераторных ламп, связанных с каждой элементарной ячейкой резонатора небольшой петлей, проходящей в боковой стенке резонатора. Сильная связь между ячейками обеспечивает одинаковую фазу во всех тридцати генераторах. Генераторные лампы возбуждаются в параллель от одного задающего генератора на частоте 200 мгц. Анодное напряжение подается на эти лампы от формирующей импульс

схемы, вырабатывающей импульсы постоянного напряжения длительностью 500 мксек., с частотой повторения 15 гц.

Предварительно протоны ускоряются до 4 Мэв в горизонтальном электростатическом ускорителе, сконструированном Тернером [25] с учетом опыта Херба в Висконсинском университете. На ионный источник подаются импульсы длительностью 500 мксек. с указанной частотой повторения; поток протонов



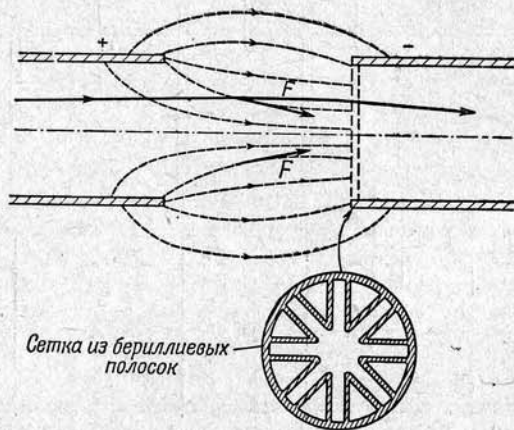
Фиг. 26. Схематический чертеж протонного линейного ускорителя.

Длина пролетных трубок (электродов) увеличивается, а диаметр уменьшается так, чтобы резонансная частота оставалась постоянной.

в импульсе порядка 1 ма. Протоны, впущенные в ускоритель вдоль его оси, приобретают в 30 ускоряющих зазорах дополнительную энергию в 28 Мэв, так что их полная энергия достигает проектного значения 32 Мэв. Фокусировка по фазе приводит к модуляции импульса длительностью 500 мксек. и частотой 200 мгц. Средний ток ускоренных протонов в импульсе — около 0,5 ма, что с учетом длительности рабочего цикла дает средний ток около $4 \cdot 10^{-6}$ а. Эта величина сравнима с интенсивностью, получаемой в фазотроне.

Первоначально предложенный и примененный Альваресом метод компенсации дефокусировки в ускорителе заключался в применении тонкой фольги на входе пролетных трубок. Электрические силовые линии между цилиндром и плоскостью носят всегда сходящийся характер в ускоряющем поле (фиг. 27), так что дефокусирующего действия такое поле не оказывает. Фольга изготовлялась из бериллия (малое значение Z) для уменьшения кулоновского рассеяния пучка на малые углы; для уменьшения потерь энергии применялась очень тонкая фольга. Однако

при высокочастотных разрядах, сопровождающих обезгаживание, или при обработке поверхностей фольга прогорала или рвалась, так что от этого метода пришлось отказаться. Был использован другой вариант с сетками из бериллиевых металлических полосок, помещенными в тех же местах. Конфигурация сеток подобрана специально так, чтобы вдоль оси оставалось максимально возможное свободное отверстие и чтобы доля отверстия, заполненная сеткой, была возможно меньше. Сетки удовлетворительно



Фиг. 27. Фокусирующие силы, действующие на частицы в области между цилиндром и плоским электродом или сеткой.

выдерживают разряды, но их применение приводит к уменьшению интенсивности, поскольку они перехватывают существенную часть пучка. В конце концов, все сетки были сняты, за исключением нескольких сеток в первых трубках¹⁾; при этом полная интенсивность пучка падает не больше чем на 50%. Однако при таком компромиссном решении имеет место нежелательное увеличение поперечных размеров пучка.

Другой линейный ускоритель строится в Миннесотском университете под руководством Вильямса. Он рассчитан на получение протонов с энергией 50—80 Мэв, основан на том же резонансном принципе, что и линейный ускоритель в Беркли, и сконструирован по тому же типу. Основное его отличие заключается в применении резнатронов в качестве генераторов на частоте

¹⁾ Применение сеток вместо фольги, как указано в цитированной выше статье Альвареса и др., позволяет начинать ускорение с меньшей энергией и использовать в качестве инжектора более простой ускоритель. Например, в построенном в той же лаборатории протонном ускорителе на 10 Мэв инжектором служит генератор Кокрофта — Уолтона на 0,5 Мэв. — Прим. ред.

200 мгц. Резнатроны рассчитаны на получение мощности 4 мвт в импульсе 300 мксек. или мощности 8,5 мвт в импульсе 40 мксек. В феврале 1954 г. появилось первое сообщение о работе ускорителя на 10 Мэв с одним резнатроном.

В результате разработок в Харвеллской лаборатории AERE (Англия) запроектировано строительство протонного линейного ускорителя на 600 Мэв с чрезвычайно большой интенсивностью протонного пучка. При средней интенсивности порядка нескольких миллиампер (а не микроампер, как в других установках) выход мезонов будет на несколько порядков больше, чем в существующих фазотронах и других протонных ускорителях. Основная трудность заключается в разработке клистронов или других вакуумных ламп для получения необходимой импульсной мощности на частотах от 200 до 400 мгц.

§ 5. Проблема фокусировки

Одним из наиболее ценных применений принципа сильной фокусировки, описанного в гл. 7, является использование магнитных или электростатических четырехполюсных линз для компенсации дефокусирующих сил в линейном ускорителе. Свойства четырехполюсных магнитных линз будут рассмотрены в гл. 7; там будет показано, что пара таких четырехполюсных магнитов образует линзу, фокусирующую частицы по обоим поперечным направлениям. Такая линза обладает преимуществом над обычной соленоидальной — в ней расходится меньше железа и требуемая при заданной фокальной длине мощность в ней меньше. Для частицы очень большой энергии соленоидальные линзы требуют чрезвычайно большой мощности.

Такие четырехполюсные линзы были применены различными исследователями для коллимации и фокусировки пучка ионов, выходящего из ускорителя. Корк и Заец [26] применили такие линзы к пучку дейтронов с энергией 20 Мэв от циклотрона в Беркли, что привело к уменьшению сечения пучка и увеличению его интенсивности в 30 раз. Аналогичный результат был достигнут на пучке протонов с энергией 32 Мэв от линейного ускорителя. Такие линзы применены также для фокусировки выходных пучков электростатических ускорителей Ван де Граафа и в некоторых других установках.

Блюэтт [27] предложил использовать сильную фокусировку в электродах линейных ускорителей для непрерывной компенсации расхождения пучка ионов вдоль траектории. Он предложил расположить четырехполюсные электростатические линзы внутри пролетных трубок так, чтобы ось гиперболических поверхностей совпадала с осью трубок. На гиперболические электроды должен подаваться электростатический потенциал, достаточный для ком-

пенсации расхождения пучка, вызываемого электрическим полем между пролетными трубками. Возрастание длины пролетных трубок позволяет увеличивать также длину линз приблизительно в соответствии с возрастанием энергии частиц. В статье Блюэтта приведен расчет длин полюсов и напряженностей полей для типичного линейного ускорителя. Можно также использовать магнитные линзы между пролетными трубками, но это требует более сложной по конфигурации конструкции. Применение внешних магнитных линз делает длину магнитных линз не зависящей от длины пролетных трубок (не считая практических соображений, связанных с длиной проводников), но при этом трубки ускорителя должны быть достаточно малы, чтобы они могли разместиться между полюсными наконечниками; может оказаться необходимым переход к цепям с сосредоточенными постоянными вместо волноводов.

Предварительное испытание линз внутри пролетных трубок было проделано в Беркли на пролетных трубках ускорителя на 32 Мэв. Плотность пучка у мишени возросла в 20 раз, а полная интенсивность пучка возросла вдвое по сравнению с наилучшими результатами, полученными с помощью фокусирующих сеток. Хотя эта корректирующая система не была достаточно хорошо разработана и в ней пришлось столкнуться с трудностями изоляции, однако эти опыты показали потенциальные возможности сильной фокусировки в линейном ускорителе.

При последующей разработке ускорителей, повидимому, будет применяться сильная фокусировка, позволяющая избежать серьезного недостатка прежних ускорителей. В Брукхавене и в Женеве (лаборатория CERN) разрабатываются линейные ускорители приблизительно на 50 Мэв, которые будут служить инжекторами в проектируемых в этих лабораториях больших ускорителях на десятки Бэв.

§ 6. Электронные линейные ускорители

Особенности характеристик электронных ускорителей связаны с тем, что скорость электронов приближается к скорости света уже при сравнительно малой энергии ($v=0,98c$ при 2 Мэв), а при постоянной скорости расстояние между соседними ускоряющими промежутками становится одинаковым. При этом можно сконструировать резонансную систему со значительно меньшими зазорами между электродами, имеющую характер радиоволновода и позволяющую использовать радиолокационную технику и имеющиеся генераторы на 3000 мггц. Наличие магнетронов и клистронов с весьма большой импульсной мощностью на этой частоте позволяет сконструировать электронные ускорители на значительно большую энергию, чем протонные.

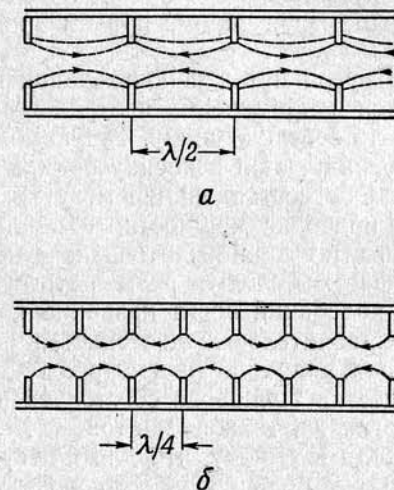
Эта возможность была ясна ученым и инженерам различных лабораторий. В 1946 г. предварительные работы над ускорителями малых энергий с целью проверки принципа их действия и схемы конструкции начали проводиться в лаборатории TRE в Англии, в Массачусетском институте технологии, в Стэнфордском, Иельском и других университетах США.

В основном разрабатывались две главные проблемы конструирования подходящих волноводов для ускоряющей системы и взаимная фазировка многочисленных импульсных источников (магнетронов и клистронов). Большая часть результатов, полученных в Англии, оформлена в виде внутренних отчетов лабораторий TRE и AERE (Харвелл). Ведущим исследователем в этой области является Фрай [28]. О разработке Массачусетского института технологии, проводимой под руководством Слетера, имеется несколько сообщений в печати [29]. Разработка в Стэнфорде была начата ныне покойным Хансеном и продолжается Гинцтоном, Пановским и др. [30].

Свойства периодической системы равномерно расположенных электродов проще всего описать, рассматривая эту систему как нагруженный волновод, в котором волновая скорость бегущей

волны равна скорости электронов. Фазовая скорость волны в обычном трубчатом волноводе больше скорости света. Чтобы снизить эту скорость до скорости электронов c , волновод следует нагрузить сосредоточенными или распределенными реактивными элементами. Обычно такой нагрузкой служат кольцевые диафрагмы, размещаемые внутри волновода равномерно через некоторую точно определенную долю требуемой длины волны в волноводе. Такой нагруженный диафрагмами круглый волновод показан фиг. 28.

Волну, распространяющуюся в такой периодической структуре, можно разложить в ряд Фурье, в котором одно слагаемое имеет скорость распространения, равную скорости электронов.



Фиг. 28. Продольное сечение цилиндрических волноводов, используемых в линейных ускорителях.

a — волновод, нагруженный диафрагмами, для ускорителя со стоячей волной; диафрагмы расположены через $\lambda/2$ (волна « π -типа»); *b* — волновод с бегущей волной; диафрагмы расположены через $\lambda/4$ (волна « $\pi/2$ -типа»).

Остальные слагаемые имеют другую величину скорости распространения; их действие на электроны будет носить характер быстропеременного возмущения, так что им можно пренебречь. Наибольшую амплитуду имеет волна, для которой расстояние между диафрагмами равно половине длины волны. Это так называемое колебание « π -типа», показанное на фиг. 28, а. Если после определенного числа диафрагм система закорачивается, так что волны отражаются от концов, то в волноводе устанавливается стоячая волна, состоящая из двух синусоидальных компонент, сдвинутых по фазе на 180° . Волновод служит для этой частоты полым резонатором, причем диафрагмы расположены в узлах стоячей волны.

Другой метод использования нагруженного волновода заключается в применении неотражающей нагрузки, позволяющей получить бегущую волну. Такую волну можно считать состоящей из синусоидальной и косинусоидальной волн, сдвинутых по фазе на 90° . Обе составляющие могут быть возбуждены в отдельности при подводке мощности, по крайней мере, в двух надлежащим образом выбранных точках. Для сохранения симметрии полей диафрагмы следует размещать через 90° . Возникающий при этом тип колебаний носит название « $\pi/2$ -типа» (см. фиг. 28, б).

Сравнительные достоинства систем со стоячей и с бегущей волной подробно рассмотрены Слетером [29], показавшим преимущества волновода со стоячей волной при сравнительно малых энергиях, а также Гинцтоном, Хансеном и Кеннеди [30], которые пришли к выводу, что для Стэнфордского ускорителя, рассчитанного на большую энергию, большую экономию мощности дает система с бегущей волной. При заданной входной мощности единственной бегущей волне соответствуют большие значения электрического поля, чем стоячей волне, которая состоит из двух сдвинутых по фазе компонент. Но, с другой стороны, для возбуждения бегущей волны нужно использовать колебания « $\pi/2$ -типа», при которых диафрагмы расположены через 90° , так что при этом омические потери в волноводе больше, чем для стоячей волны, для которой число диафрагм вдвое меньше. Для более точного сравнения этих систем следует учесть размеры диафрагм, методы возбуждения волноводов и добротность контуров резонаторов.

Стэнфордский линейный электронный ускоритель—единственный, рассчитанный на действительно высокую энергию. Он дает уже электроны с энергией 600 Мэв ¹⁾. Конструкция его описана в техническом отчете Стэнфордской лаборатории сверхвысоких частот. Его основные параметры: диаметр $7,5 \text{ см}$, частота

¹⁾ Подробное описание можно найти в статье большого коллектива авторов, работавших над созданием этого ускорителя [Rev. Sci. Instr., 26, 134 (1955)].

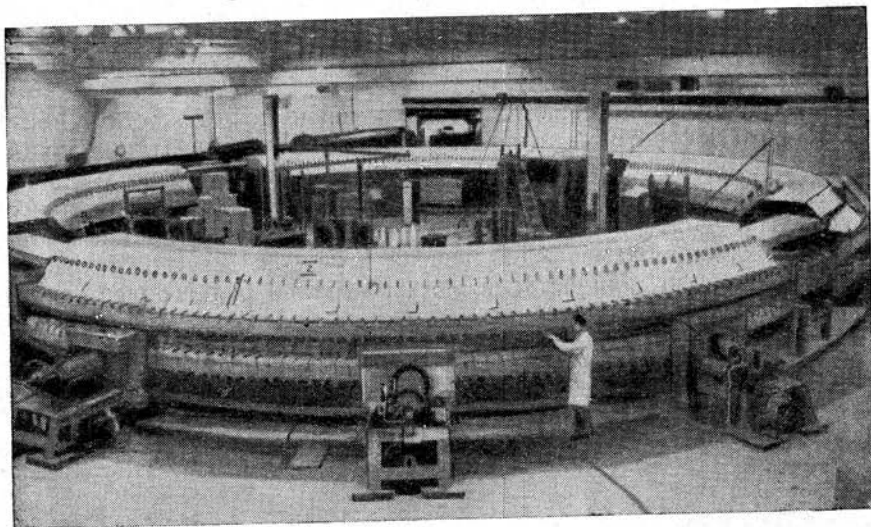
3000 мгц , длина волновода 66 м , что позволяет при полной проектной мощности ускорять электроны до 1 Бэв . Ускоритель по плану должен возбуждаться 22 клистродами мощностью по 17 мвт каждый. К марту 1954 г. уже было установлено 15 клистронов, причем они работали на меньшей мощности, давая вместе 200 мвт в импульсе длительностью 2 мксек . с частотой повторения 60 имп/сек . Максимальный градиент напряжения в волноводе равен $120\,000 \text{ в/см}$; в промежутках между точками подключения клистронов поле падает до $1/3$ этого значения. На первых этапах ускорения фазовая фокусировка приводит к 2-процентному разбросу энергии частиц. Измеренная интенсивность электронного пучка при энергии 600 Мэв составляет 10^{11} электронов на импульс, что соответствует среднему току в 1 мка . Повышение интенсивности пучка может быть достигнуто увеличением частоты повторения импульсов или интенсивности впускаемого пучка; при меньших энергиях наблюдалась интенсивность до 10 мка . Одним из основных преимуществ электронного линейного ускорителя над различными типами протонных ускорителей является возможность достижения большой интенсивности за счет повышения мощности ускоряющего поля или улучшения эффективности рабочей части цикла.

Основной трудностью, ограничивающей возможности Стэнфордского ускорителя, является разработка и эксплуатация мощных клистронных ламп. Сейчас время работы и стоимость клистронов таковы, что использование ускорителя на полную мощность затруднительно. Можно надеяться, что в дальнейшем эта техническая проблема будет решена и ускоритель сможет работать на полную мощность, после чего можно будет более точно оценить стоимость получения электронов более высоких энергий. В настоящий момент считают, что повышение энергии на 1 Мэв обходится около 1000 долларов.

Глава 6

СИНХРОФАЗОТРОН

Синхрофазотрон — наиболее современный тип ускорителя, позволяющий в настоящий момент получить наибольшую энергию частиц. В июне 1952 г. начались испытания Брукхавенского космотрона на рекордной энергии 2,3 *Бэв*, которая к началу 1954 г. была увеличена до 3,0 *Бэв*. Название этого ускорителя («космотрон») отражает тот факт, что эта энергия уже находится в диапазоне энергий первичного космического излучения. Фотография Брукхавенского космотрона до установки защиты приведена на



Фиг. 29. Брукхавенский космотрон.

фиг. 29. Близится к завершению постройка беватрона Калифорнийского университета, который рассчитывается на получение протонов с энергией 5—6 *Бэв*. В марте 1954 г. было сообщение о его предварительном испытании¹⁾ на энергии 4,9 *Бэв*. Стоимость этих машин, составляющая около 2 млн. долларов на 1 *Бэв*,

¹⁾ См. примечание на стр. 20. — Прим. ред.

в абсолютном выражении весьма велика; их строительство субсидировалось государством. Однако по стоимости каждого электрон-вольта синхрофазотрон является наиболее экономичным ускорителем; стоимость получаемой энергии приблизительно равна 0,2 цента за 1 *эв*.

В синхрофазотроне впервые были получены частицы с энергией, превышающей массу нуклонов (0,938 *Бэв*) и всех известных тяжелых мезонов. Это позволяет изучать процессы образования мезонов и их свойства в регулируемых лабораторных условиях при энергиях, простирающихся в область энергий космических лучей. Уже первые данные показывают, что оказывается возможным получить и изучить многие из «странных» частиц, присутствующих в космических лучах. Ученые ожидают волнующих открытий в первые же годы применения этих гигантских ускорителей.

В синхрофазотроне принцип автофазировки достигает своего наивысшего развития. Здесь комбинируются технические особенности синхротрона и фазотрона, что позволяет превзойти предельную энергию этих ускорителей и делает доступным новый диапазон энергий.

При использовании фазотрона, с которым были достигнуты такие успехи при ускорении протонов в диапазоне 100—500 *Мэв*, необходим большой сплошной магнитный сердечник. Вес и стоимость магнита растут приблизительно пропорционально кубу диаметра полюсного наконечника. Стоимость расходуемой энергии также пропорциональна объему, занимаемому магнитным полем, т. е. кубу диаметра при сохранении подобия. Поэтому в фазотроне, предназначенном для ускорения протонов до нескольких *Бэв*, вес и стоимость магнита были бы исключительно велики.

В магнитных электронных ускорителях типа беватрона или синхротрона практический предел энергии равен соответственно 0,5 и 2 *Бэв* и определяется быстрым нарастанием потерь на излучение электронов, движущихся по круговым орбитам (см. гл. 2). Предел ускорения наступает, когда потери на излучение за оборот становятся равными максимальному практически осуществимому ускоряющему напряжению на оборот. Потери на излучение пропорциональны третьей степени отношения полной энергии к энергии покоя $(E/E_0)^3$. Поскольку для протонов энергия покоя значительно больше, предельная энергия из-за потерь на излучение для них в $(1840)^3$ раз больше, чем для электронов. Поэтому при встречающихся сейчас значениях энергии потерями на излучение протонов можно пренебречь.

Исходя из этого в синхрофазотронах для уменьшения стоимости магнита используются кольцевые магниты, а во избежание потерь на излучение ускоряются протоны. Синхрофазотрон работает на принципе резонансного ускорения при постоянном радиусе

орбиты. Это обобщение принципа автофазировки было ясно осознано конструкторами ускорителей в различных лабораториях, так что расчеты основных требований к конструкции и размеров синхрофазотрона были предприняты независимо в нескольких местах.

§ 1. История развития

Впервые протонный ускоритель с кольцевым магнитом, в котором меняются и магнитное поле и частота ускоряющего электрического поля, был предложен в 1943 г. профессором Бирмингемского университета М. Олифантом. Вследствие ограничений военного времени это предложение тогда не было опубликовано. Данные о нем имеются в подробной работе Олифанта, Гудена и Хайда [32], опубликованной в 1947 г., посвященной исследованию конструкции синхрофазотрона и сопровождающейся теоретическим анализом устойчивости орбит, проведенным Гуденом, Иенсенем и Саймондсом [33]. Согласно этому проекту, в Бирмингемском университете разрабатывался в течение нескольких лет протонный ускоритель на 1,0 *Бэв*. Возвращение профессора Олифанта на родину в Австралию и безвременная кончина Гудена, научного руководителя проекта, замедлили разработку этого синхрофазотрона, первого по моменту начала разработки. Именно вследствие того, что создание этого ускорителя начато так рано, разработка основного магнита была прекращена и было начато его строительство прежде, чем можно было учесть некоторые конструктивные идеи, разработанные в США. Поэтому этот ускоритель не обладает рядом преимуществ американских ускорителей. Тем не менее ускоритель сейчас уже построен; летом 1953 г. было сообщено о его предварительном испытании на энергии 0,9 *Бэв*.

Между тем принцип автофазировки в резонансных ускорителях был опубликован в 1945 г. Мак-Милланом [5] и Векслером [6]. Этот принцип привел к развертыванию строительства фазотронов и синхротронов в Калифорнийском университете и в некоторых других лабораториях. В обеих статьях описаны два метода резонансного ускорения: модуляция частоты для тяжелых частиц и увеличение магнитного поля для электронов. В обеих статьях предусмотрена также возможность ускорения протонов на орбите постоянного радиуса при одновременном изменении частоты и магнитного поля, но ни в одной из статей не уделяется особого внимания этому более сложному варианту¹⁾.

Разработка конструкции синхрофазотронов в США началась в 1947 г. в двух лабораториях при поддержке Комиссии по атом-

¹⁾ В лекции В. И. Векслера на Женевской конференции по мирному использованию атомной энергии приводятся некоторые данные о заканчиваю-

ной энергии. В 1948 г. Бробек (Калифорнийская лаборатория излучения) составил предварительный отчет о возможной конструкции синхрофазотрона для ускорения протонов до 10 *Бэв*, представляющий собой главным образом исследование по практической осуществимости импульсного питания большого кольцевого магнита. Этот ускоритель на миллиарды электрон-вольт был назван «беватроном».

В то же время предварительная разработка аналогичного ускорителя была начата в Брукхавенской национальной лаборатории под руководством автора (прикомандированного из Массачусетского института технологии). Разработка этого ускорителя была предложена профессором Колумбийского университета Раби. Первоначальные планы Брукхавенской лаборатории изложены в сообщениях Ливингстона и др. [35] Американскому физическому обществу в 1948 г. Когда конструирование приближалось к концу, была опубликована в январе 1950 г. работа Ливингстона, Блюэтта, Грина и Хэйворса [36], посвященная описанию ускорителя. Вскоре этот ускоритель был назван «космотроном».

Разработка обоих синхрофазотронов (в Беркли и Брукхавене) поддерживалась членами Комиссии по атомной энергии, которые отвечали за разработку и развитие приборов. Когда в 1948 г. был закончен предварительный проект и произведена оценка стоимости, представители обеих лабораторий и Комиссии по атомной энергии приняли решение о строительстве двух ускорителей: космотрона на 2,5—3,0 *Бэв* в Брукхавене и беватрона на 5,0—6,0 *Бэв* в Калифорнийском университете. В обеих лабораториях были созданы группы ученых и инженеров для завершения проекта и строительства ускорителей. Разработанная конструкция — плод соединенных усилий большого числа отдельных работников.

Щемся сооружении в СССР самого большого в мире синхрофазотрона:

«Магнит ускорителя состоит из четырех квадрантов со средним радиусом 28 м, разделенных прямолинейными промежутками длиной 8 м каждый. Вес магнита около 36 тыс. тонн. Реактивная мощность питания 140 тыс. *кв*. Для облегчения откачки камера сделана двойной с разделенным вакуумом.

Инжекция протонов будет производиться с помощью линейного ускорителя с энергией 9 *Мэв*. Протоны ускоряются в камере в течение 3,3 сек., получая в среднем за один оборот энергию, равную 2200 *эв* в двух ускоряющих устройствах. Ускоряющее устройство выполнено в виде пролетных трубок с максимальным эффективным напряжением до 5 *кв* в каждой.

Частота ускоряющего поля изменяется в 7,5 раза, и ее значение согласовано с мгновенным значением магнитного поля с точностью до 0,1%. Совершив 4,5 млн. оборотов по орбите и пройдя путь в 2,5 раза больший, чем расстояние от Земли до Луны, протоны достигнут расчетной энергии в 10 *Бэв*.

Ряд вопросов, связанных с работой этого синхрофазотрона (проблема инжекции, резонансы, шумы и модуляции магнитного и ускоряющего полей, наблюдение за пучком и др.), был исследован под руководством профессора В. А. Петухова на действующей модели, дающей протоны с энергией 180 *Мэв*. — *Прим. ред.*

• Брукхавенский космотрон начал работать в июне 1952 г. и вскоре был доведен до максимально возможной при заданной мощности системы питания энергии в 2,3 Бэв. После некоторого периода совместных усилий инженеров и устранения мелких недостатков он был вновь приведен в действие 15 декабря 1952 г. В начале 1954 г. был достигнут максимальный проектный уровень 3,0 Бэв. Надо думать, что пройдет несколько месяцев, а может быть, и лет, прежде чем ускоритель подвергнется дальнейшему усовершенствованию на базе опыта разработок других ускорителей. Однако уже сейчас протоны большой энергии используются в экспериментах. Целый ряд ученых в Брукхавене и соседних университетах занят разработкой регистрирующих приборов и проведением опытов с излучением от космотрона. Специальный выпуск журнала «Review of Scientific Instruments» [37]¹⁾ посвящен необычно подробному описанию окончательной конструкции действующего космотрона.

В 1950 г. проф. Олифант [38] сообщил о планах строительства синхрофазотрона на 2,0 Бэв в Канберрском университете (Австралия). Вначале предполагалась особая конструкция — ионы должны были сначала ускоряться в фазотроне до энергии 200 Мэв, после чего они должны были поступать в синхрофазотрон без железного сердечника, расположенный по периферии. Такую систему Олифант назвал циклосинхротроном. Помимо упомянутого предварительного сообщения, никаких дополнительных данных не опубликовано, но имеются сообщения о том, что продолжается разработка отдельных элементов.

§ 2. Принцип действия

Принцип действия синхрофазотрона в основном тот же, что и в электронном синхротроне. Используются орбиты постоянного радиуса; кольцеобразный магнит создает магнитное поле внутри тороидальной вакуумной камеры, охватывающей орбиту. Для сохранения постоянства радиуса магнитное поле возрастает по мере нарастания энергии протонов. Ионы инжектируются на орбиту с малой энергией в момент, когда магнитное поле мало. Они ускоряются электрическим полем в одном или нескольких ускоряющих промежутках, расположенных на орбите. Однако в отличие от электронов, для которых скорость близка к скорости света уже при небольшой энергии ($v=0,98 c$ при 2 Мэв) и их частота обращения в течение всего цикла ускорения практически постоянна, для протонов скорость становится постоянной лишь при гораздо больших значениях энергии ($v=0,98 c$ при 4 Бэв),

¹⁾ Сокращенный перевод этого специального выпуска можно найти в сборнике «Проблемы современной физики», Ускорители заряженных частиц, вып. 11, ИЛ (1954). — Прим. ред.

так что скорость и частота обращения протонов растут в процессе ускорения. Но ускоряющее электрическое поле должно изменяться синхронно с вращением ионов. Поэтому в синхрофазотроне частота должна изменяться в большом диапазоне (порядка 1:10), определяемом энергией инжекции и максимальной энергией. Это требование изменения частоты ускоряющего поля приводит к новым техническим осложнениям конструкции ускоряющей системы и высокочастотного генератора. Кроме того, здесь уже не осуществляется автоматическая стабилизация при фиксированной частоте радиуса орбиты, как в электронном синхротроне, а для стабилизации радиуса орбиты необходимо программное, или управляемое, изменение частоты электрического поля для управления мгновенным значением частоты обращения ускоряемых ионов.

Автофазировка носит здесь тот же характер, что и в синхротроне, — в результате фокусировки по фазе частицы собираются в ступки вблизи равновесной фазы ускоряющего поля. При правильном значении частоты ускоряющего поля радиус равновесной орбиты протонов постоянен. Ошибка в частоте приводит к тому, что энергия частиц растет не вполне в соответствии с ходом нарастания магнитного поля, так что частицы движутся по развертывающейся или свертывающейся спирали и попадают на стенки камеры. Ход изменения частоты не произволен; он определяется законом нарастания магнитного поля, который, в свою очередь, является функцией параметров источника питания и свойств железа магнита. В связи с этим возникают новые специфические для синхрофазотрона задачи управления частотой.

Ионы инжектируются на орбиту вспомогательным ускорителем, дающим короткие импульсы частиц с минимально возможным разбросом по энергии и по направлению. Отклонения в направлении, в энергии или в моменте инжекции приводят к колебаниям частиц вокруг идеальных круговых орбит, определяемых энергией частиц и магнитным полем. Амплитуда этих свободных колебаний, зависящая от условий инжекции, определяет минимальные размеры камеры и полезной части магнитного поля. Фокусирующая сила, обеспечивающая устойчивость свободных колебаний, возникает за счет спадания магнитного поля по радиусу, причем, как и в синхротроне, показатель спадания ограничен требованиями $0 < n < 1$. Среднее значение n у орбиты определяет частоту радиальных и вертикальных свободных колебаний. Для используемого на практике диапазона n ($0,5 < n < 0,8$) частоты свободных колебаний — порядка $0,7 - 0,9f_0$, где f_0 — частота обращения. С ростом магнитного поля эти колебания сильно затухают пропорционально $B^{-1/2}$. Поэтому поверхность, огибающая орбиты ионов, сильно суживается; к концу ускорения ее сечение порядка лишь нескольких сантиметров.

Имеют место колебания фазы момента прохождения частицами ускоряющих промежутков. Им соответствуют колебания энергии, налагающиеся на непрерывное нарастание энергии со временем. Колебания энергии приводят к радиально-фазовым колебаниям, так что мгновенная орбита для каждой частицы то расширяется, то сжимается, совершая колебания вокруг равновесной орбиты, определяемой частотой ускоряющего поля. Уравнения для расчета частоты фазовых колебаний приведены в гл. 2. Эта частота порядка $0,01f_0$ в начале ускорения и $0,0001f_0$ в конце ускорения. Это означает, что в начале ускорения одно фазовое колебание происходит за 100 оборотов, а в конце — за 10 000. В процессе ускорения фазовые колебания несколько затухают, в результате чего азимутальные размеры сгустка ионов сокращаются приблизительно вдвое. За это время амплитуда радиально-фазовых колебаний уменьшается за счет возрастания магнитного поля приблизительно в 20 раз.

К магниту подводится импульсное питание: поле достигает максимума за время порядка 1 сек., а затем в течение такого же времени спадает до нуля. К моменту достижения максимального поля энергия ионов максимальна. Здесь они выводятся на мишень. Частота повторения импульсов произвольна, она ограничена возможностями системы питания магнита.

§ 3. Конструкция

Строительство космотрона должно было закончиться первым, поэтому о нем опубликовано значительно больше данных, чем о беватроне или о других ускорителях. В связи с этим приводимые в этом параграфе размеры и параметры синхрофазотрона будут относиться к космотрону. Успешная работа космотрона и минимальные усилия, потребовавшиеся для настройки до максимальной интенсивности, свидетельствуют о рациональном выборе конструкции.

Релятивистское соотношение между кинетической энергией частицы T , магнитным полем B и радиусом орбиты дается соотношением (2.8):

$$T^2 + 2E_0T = c^2 e^2 B^2 R^2. \quad (6.1)$$

Если T и E_0 выразить в $Bэв$, B — в $вебер/м^2$ ($= 10\,000$ *гаусс*), то радиус (в $м$) определится соотношением

$$R = \frac{[T(T+2E_0)]^{1/2}}{0,3B} \text{ м}. \quad (6.2)$$

Прежде всего следует определить магнитную индукцию B . Для магнитов с железным сердечником существует практический предел для индукции, определяемый насыщением железа и рав-

ный приблизительно $18\,000$ *гаусс* ($1,8$ *вебер/м²*). В магнитах, составленных из пластин железа, используемых для импульсной работы, имеются и другие физические ограничения, связанные с вихревыми токами, степенью изоляции пластин и местом для креплений пластин. В результате этих ограничений предельная индукция еще меньше. В космотроне пачки пластин сердечника расположены радиально вдоль окружности, так что между пачками остаются клинообразные зазоры у орбиты. Максимальное значение среднего поля между полюсами равно $14\,000$ *гаусс*. При этой величине среднего поля начинается насыщение некоторых участков цепи железа. При другом, более плотном соединении пачек пластин, вероятно, можно добиться больших полей, но это приведет к значительному усложнению конструкции. Принятая конструкция соответствует минимальной стоимости при заданной величине BR .

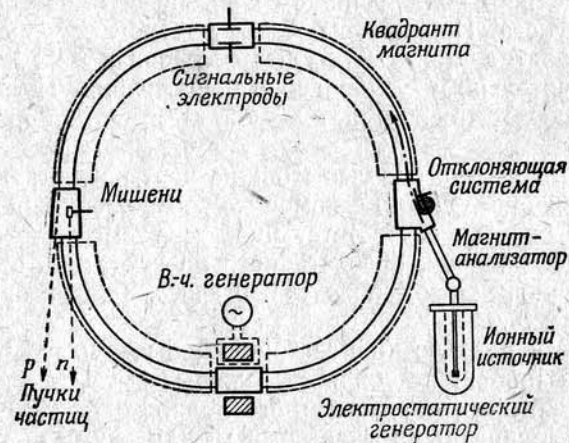
После того как установлены общие черты конструкции и известна величина B , можно с помощью соотношения (6.2) рассчитать радиус орбиты, соответствующий требуемой энергии частицы T . Для космотрона, рассчитанного на ускорение протонов до $3,0$ *Бэв* в максимальном поле $14\,000$ *гаусс*, радиус орбиты оказался равным 9 *м*.

В процессе разработки конструкции выяснилось, что в силу целого ряда причин на орбите должны быть прямолинейные участки, на которых нет магнитного поля. Конструкция синхротрона с прямолинейными участками между двумя полуокружностями кольцевого магнита была предложена Крейном [14] для электронного синхротрона Мичиганского университета и рассмотрена теоретически Дэннисоном и Берлином [15]. Анализ показал, что наличие двух симметрично расположенных коротких промежутков без магнитного поля не приводит ни к дефокусировке, ни к сильному увеличению амплитуды колебания частиц. При четырех или большем числе прямолинейных отрезков устойчивость стала бы еще лучше. Азимутальные искажения поля большой частоты, например вследствие пластинчатой структуры магнита или набора пластин пачками, попеременно не оказывали бы существенного влияния на колебания ионов. В связи с этим для Брукхавенского и Берклеевского синхрофазотронов была принята конструкция магнита в виде четырех квадрантов, разделенных прямолинейными участками без магнитного поля.

Участок без магнитного поля нужен для расположения ускоряющих приспособлений — индукционного ускорителя в беватроне и полого резонатора в космотроне. Другой свободный от поля участок нужен для ввода пучка протонов от источника. На третьем участке размещается система сигнальных электродов, регистрирующих положение и момент прохождения вращающегося сгустка протонов. Четвертый прямолинейный участок предназ-

начен для помещения в нем внутренних мишеней или приспособлений для вывода наружу пучка ускоренных протонов. В беватроне прямолинейные секции используются также для подключения вакуумных насосов к камере.

В космотроне длина прямолинейных участков составляет 3 м при радиусе квадрантов 9 м. Такая длина достаточна для размещения на ней индукционного ускорителя. На фиг. 30 показан в плане общий вид ускорителя, на котором ясно видна его четырехсекционная структура.



Фиг. 30. Вид космотрона сверху.

Ионы ускоряются предварительно до 3,5—4,0 Мэв в электростатическом генераторе Ван де Граафа, а затем вводятся в космотрон. Этот генератор изготавливается на коммерческих началах в Кембридже фирмой «Хай Воултидж Энжиниринг Корпорейшн» и обеспечивает получение хорошо сфокусированного пучка протонов импульсами длительностью 75 мксек., перекрывающими время инжекции. Используется мощный ионный источник типа РIG, разработанный в Калифорнийском университете. Его максимальная отдача в импульсе — ионный ток 3 ма, причем около трети ионов представляют собой атомарный водород, т. е. протоны. Ускоренный пучок ионов разлагается на составляющие с помощью магнитного поля, отклоняющего протоны на 25°. Ионы двойной массы (молекулярный водород) отклоняются на меньший угол и попадают на два электрода, служащих для регулирования тока холодного разряда на электроде генератора и тем самым для регулирования напряжения.

Проанализированный и сфокусированный пучок протонов вводится в космотрон через одну из его прямолинейных секций

путем электростатического отклонения с помощью пары изогнутых электродов, расположенных на расстоянии 12 мм друг от друга. Пучок отклоняется на 30° на дуге радиусом 9 м с помощью электрического поля, создаваемого разностью потенциалов около 30 кВ на электродах. Отклоняющие электроды расположены на направляющих полозьях с винтовой регулировкой положения (регулировка производится с внутренней стороны камеры). Таким образом, отклоняющие электроды могут быть перемещены в любое положение в вертикальном и горизонтальном направлениях. Наиболее подходящим оказалось положение в средней плоскости магнита у наружного края используемой части магнитного поля на радиусе 9,45 м, на котором в момент инжекции $n=1$. Небольшие отклонения энергии протона или напряжения на электродах приводят к угловым отклонениям инжектируемых частиц. Ошибка в моменте впуска протонов приводит к смещению равновесной орбиты. Все эти параметры подбираются экспериментально так, чтобы обеспечить максимальную интенсивность пучка.

Амплитуда колебаний частиц при инжекции определяется, в первую очередь, угловым разбросом скоростей впускаемых частиц; однако эти колебания могут быть усилены также вследствие неоднородностей магнитного поля или отклонений орбиты от симметричной. Амплитуда вертикальных колебаний может увеличиться при отклонении средней магнитной плоскости, вокруг которой происходят колебания, от плоскости симметрии зазора между полюсами магнита. Начальная амплитуда радиальных колебаний весьма чувствительна к моменту впуска частиц. В некоторый момент времени радиус орбиты для частиц с энергией, равной энергии инжекции, равен расстоянию от центра до инжектора. При впуске частиц в этот момент колебания происходят вокруг этой равновесной орбиты. В последующие моменты времени равновесная орбита будет становиться все меньше, сокращаясь по мере увеличения магнитного поля. Максимально допустимое отклонение момента впуска соответствует моменту, когда равновесная орбита будет проходить по центру камеры. При этом амплитуда радиальных колебаний была бы равна половине диаметра камеры и траектории частиц как раз касались бы внутренней стенки камеры. Однако, поскольку частица совершает фазовые колебания, на это движение налагаются дополнительные радиальные перемещения; это несколько сокращает время захвата частиц в процессе ускорения.

Для выбора размеров камеры следует рассчитать полную амплитуду колебаний частиц, учитывая влияние отклонений направления и величины скорости в инжектируемом пучке, и конечность интервала времени инжекции (интервал должен быть достаточным для обеспечения требуемой интенсивности) и ввести

некоторый разумный коэффициент запаса. Конструкторы космотрона остановились на размерах магнитного зазора 24 см (в высоту) на 90 см (в ширину). В этом зазоре помещается вакуумная камера с используемым сечением 15 × 75 см. Такие размеры дают по расчетам коэффициент запаса около 3 по обоим направлениям. Эксперименты подтвердили эти расчеты. Они показали, что пучок не занимает всей площади сечения камеры; при постановке ограничителей, сокращавших вертикальные размеры до 5 см, попрежнему происходило ускорение части пучка.

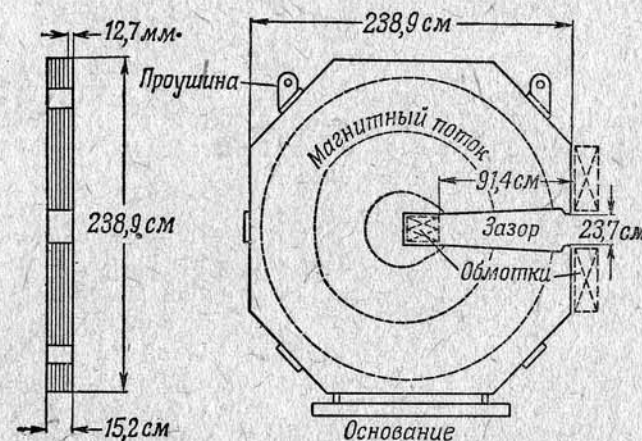
Длительность цикла ускорения, в течение которого поле возрастает приблизительно от 300 до 14 000 гаусс, является одним из основных параметров, определяющим многие другие особенности конструкции. При малом времени нарастания поля сокращается среднее потребление энергии магнитом (связанное главным образом с разогревом обмоток), но требуется большее напряжение на индуктивных обмотках магнита, а следовательно, и большая вольтамперная мощность генератора. Сокращение времени нарастания поля приводит также к уменьшению потерь частиц вследствие рассеяния на остаточном газе. Энергия, которую электрическое поле передает частице за оборот, прямо связана со скоростью нарастания магнитного поля. С увеличением прироста энергии за оборот возрастает стоимость высокочастотной ускоряющей системы, определяемая главным образом требованием сильной модуляции частоты. С учетом всех этих факторов в космотроне принято время нарастания, равное 1,0 сек.; вообще говоря, допустимый диапазон значений времени нарастания — от 0,5 до 2,0 сек.

Частота повторения циклов ускорения ограничена средней мощностью системы питания магнита и возможностями системы охлаждения обмоток. Основным преимуществом большой частоты повторения является повышение средней интенсивности ускоренного пучка. В космотроне цикл работы магнита состоит из периода нарастания поля в 1 сек., периода убывания поля в 1 сек. и трехсекундного «отдыха», так что импульсы повторяются через каждые 5 сек. Ускоренные протоны либо выводятся наружу, либо направляются на внутреннюю мишень к концу периода ускорения. Протонный ток длится в течение нескольких миллисекунд; при желании длительность тока может быть увеличена до 50 мсек.

§ 4. Кольцевой магнит

Форма магнита космотрона несколько необычна. В принципе это С-образный магнит с минимальным размером окна для обмотки. Выбор С-образной формы магнита определяется желанием обеспечить свободный доступ к камере по всей внешней

окружности магнита. Этим сильно упрощаются сборка камеры, уход за нею и испытание вакуума; насосы могут быть расположены сколь угодно часто вдоль камеры. Ускоренные ионы и нейтроны выходят из камеры по касательной к окружности, поглощаясь и рассеиваясь лишь в тонких окнах в камере. Бесплюсовая С-образная форма магнитной цепи обеспечивает минимальные размеры и вес и требует лишь тщательной обработки полюсных наконечников. В результате срезания углов прямоугольных пластин в процессе изготовления магнита его внешний контур получил форму восьмиугольника. Поперечное сечение магнита показано на фиг. 31.



Ф и г. 31. Сечение С-образного магнита.

Магнит набран из пластин мягкого железа горячей прокатки толщиной 12 мм с бумажной изоляцией между ними для уменьшения вихревых токов. Расчет влияния вихревых токов на однородность поля в зазоре показал, что при выбранной скорости нарастания поля (в среднем 14 000 гаусс/сек) толщина пластин в 12 мм вполне удовлетворительна. Для удобства обращения и обработки пластины скреплены пачками по 12 штук (толщина пачки около 15 см) весом около 6 тонн. Каждая пачка жестко скреплена с помощью скоб, приваренных к наружным краям пластин. Следует заметить, что места сварки практически не замыкают никакого магнитного потока, так что они не сказываются существенно на вихревых токах. После сборки и сварки отдельных пачек обрабатываются поверхности полюсов по профилю, найденному в экспериментах на модели и обеспечивающему $n = 0,6$ в зазоре. После изготовления каждый из 288 магнитных блоков прошел тщательные магнитные испытания, при которых определялись значение n , положение средней плоскости магнит-

ного поля, остаточное поле и т. п. При расположении блоков по орбите они тщательно отбирались и применялся метод компенсации, чтобы крайние отклонения взаимно компенсировались и частота неоднородностей вдоль по орбите была возможно выше. Оценка показала, что таким способом влияние неоднородностей на амплитуду колебаний уменьшается приблизительно втрое по сравнению со случайным расположением блоков.

Возбуждающие обмотки магнита расположены возможно ближе к магнитному зазору. Одна обмотка расположена внутри С-образного магнита, другая разделена на две части, помещающиеся соответственно у верхнего и нижнего краев зазора с наружной стороны. В принципе для создания требуемого поля в железе было бы достаточно одной лишь внутренней обмотки. Однако при этом возникли бы сильные магнитные поля в воздухе вне и внутри железного кольца, вследствие чего энергия магнитного поля бы увеличилась. Вторая обмотка служит для того, чтобы магнитное поле было в основном сосредоточено лишь в зазоре между полюсами и в железе.

Каждый квадрант магнита имеет отдельную обмотку из 48 витков. Все четыре квадранта подключены последовательно для того, чтобы в них был одинаковый ток.

Проводники обмотки представляют собой массивные медные полые стержни, охлаждаемые протекающей внутри них водой. Каждый стержень длиной около 15 м (длина квадранта) подключен с обоих концов к системе водяного охлаждения. Все 96 стержней каждого магнитного квадранта охлаждаются параллельно от водопровода, подключенного с помощью пластмассовых рукавов для обеспечения изоляции. Вода проходит через теплообменник и очиститель (для обеспечения малой электропроводности воды). Скорость потока обеспечивает подъем температуры воды не выше 10°F .

Сечения проводников внутренней обмотки взяты минимальными, для того чтобы они разместились в узком зазоре. На проводники наружной обмотки такие жесткие условия не налагаются, так что они взяты на 50% толще.

Концевые соединения проводников внутренней и наружной обмоток также охлаждаются водой и имеют прямые уголки на серебряном припое. Жесткие крепления предохраняют проводники от смещения под действием сил магнитного поля; тугие пружины между слоями обмотки в концевых соединениях позволяют обмоткам расширяться при разогреве.

Система питания магнита обеспечивает импульсный ток, нарастающий почти линейно в течение 1 сек., а затем возможно быстрее спадающий до нуля. Такой цикл повторяется через 5 сек. При индукции $14\,000\text{ гаусс}$ в магнитном зазоре полный запас энергии в магните равен $1,2 \cdot 10^7\text{ джоуль}$, а рассеиваемое за

один цикл тепло составляет около $1/5$ этого количества. Очевидно, желательно использовать снова энергию, запасенную в магнитном поле. Для этого используется система мотор — генератор — выпрямитель с маховиком, в которой маховик накапливает энергию, необходимую для создания импульса тока, а избыточная энергия магнитного поля возвращается в промежутках между импульсами маховику. Генератор переменного тока и система игнитронных выпрямителей рассчитаны на требуемую импульсную вольтамперную нагрузку. Этим определяется номинальная мощность генератора в $20\,000\text{ ква}$. Маховик рассчитан на запас энергии, превышающей приблизительно в 10 раз энергию, необходимую для одного импульса, так что его скорость уменьшается к максимуму цикла лишь на 5%. В промежутке между циклами мотор доводит скорость маховика до первоначального значения, компенсируя потери энергии на тепло; мотор рассчитан на среднюю потребляемую мощность; 24 игнитрона соединены в 12-фазную схему, и их сетки управляются так, что они обеспечивают выпрямление напряжения генератора и его передачу на обмотки магнита в течение периода ускорения в 1 сек. Затем игнитроны переключаются в схему инвертора и обеспечивают обратное превращение энергии магнитного поля (за исключением тепловых потерь) в течение последующей секунды в энергию вращения маховика.

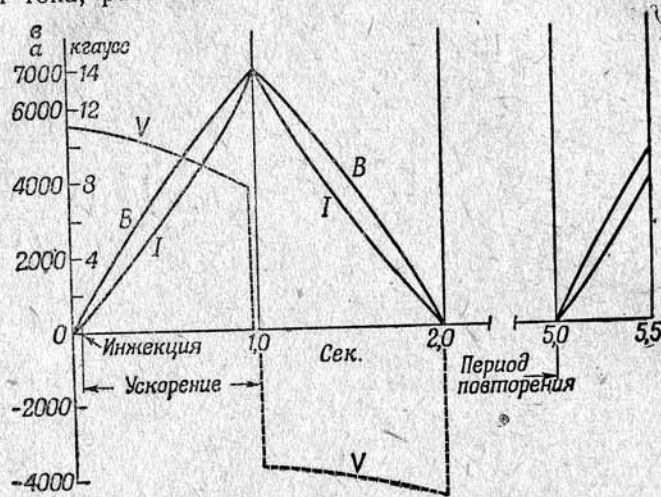
Выбор выходного напряжения генератора определяет число витков в обмотке. Изготовители сочли целесообразным принять для генератора требуемой мощности выходное напряжение равным 6000 в (при полной нагрузке оно падает на 25%). Число витков можно найти из соотношения

$$V = N \frac{d\Phi}{dt} + NR_1 I, \quad (6.3)$$

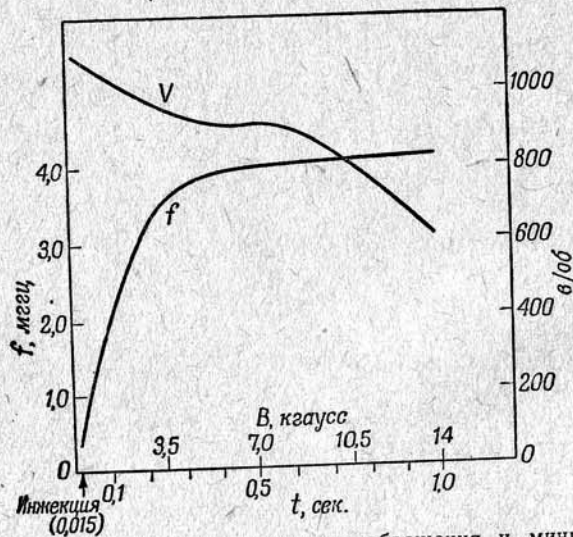
где R_1 — сопротивление одновитковой обмотки; I — ток в ней. Полный магнитный поток (с учетом поля рассеяния) и скорость его нарастания были найдены в опытах на модели. Размеры обмотки определяют ее сопротивление, а требуемое число ампервитков было найдено из опытов на модели. Требуемое число витков для космотрона оказалось равным $N = 48$.

Для создания в магнитном зазоре поля в $14\,000\text{ гаусс}$ оказалось необходимым $NI = 3,36 \cdot 10^6$ ампервитков, что соответствует при 48 витках максимальному току в 7000 а . Сопротивление обмотки оказалось равным $R = 0,114\text{ ом}$, а индуктивность меняется в течение цикла (вследствие изменения проницаемости железа) от $0,47\text{ гн}$ в начале цикла к максимуму в $0,80\text{ гн}$ при 1000 гаусс до конечного значения $\sim 0,25\text{ гн}$ в конце. Постоянная времени такого индуктивного контура порядка 4 сек. Однако в действительности магнитное поле растет нелинейно: вначале скорость нара-

стания равна 16 500 гаусс/сек, а к концу первой секунды — 9800 гаусс/сек. На фиг. 32 показана схема цикла изменения напряжения и тока, рассчитанная по магнитным свойствам контура.



Фиг. 32. Цикл изменения тока и напряжения в обмотке магнита и магнитного поля.



Фиг. 33. Изменение частоты обращения и минимального ускоряющего напряжения (на оборот) в процессе ускорения.

Скорость изменения магнитного поля dB/dt определяет необходимое минимальное напряжение на ускоряющем промежутке,

показанное на фиг. 33, в зависимости от момента времени. На этом же рисунке приведен ход изменения частоты ускоряющего поля, также определяемый магнитным полем.

§ 5. Ускоряющая система

Средний прирост энергии частицы, необходимый для поддержания резонанса, составляет около 1000 эв за оборот. Для того чтобы фазовые колебания перекрывали всю область устойчивости, взято напряжение вдвое больше указанного. Ускоряющее напряжение приложено на зазоре в короткой изолирующей части камеры. Таким образом, требуется создать высокочастотное поле, частота которого менялась бы синхронно с изменением частоты обращения ионов, а амплитуда — в соответствии с фиг. 33 от 2400 в при частоте 0,35 мггц до 1400 в при 4,20 мггц. Такие значения напряжений весьма малы по сравнению с напряжением в циклотронах и других резонансных ускорителях. Однако здесь предъявляются специфические требования изменения частоты в больших пределах (в отношении 1 : 12), причем по вполне определенному закону.

Ускоряющая система космотрона представляет собой, по существу, высокочастотный трансформатор. Орбита частиц окружена на одном из прямолинейных участков ферромагнитным сердечником, изготовленным из феррита, обладающего хорошей магнитной проницаемостью при частотах вплоть до 4,2 мггц. Мощность подводится к одиночному витку первичной обмотки от широкополосного высокочастотного усилителя, подключенного к генератору, настраиваемому на требуемую частоту. Орбиту частицы можно представлять себе как одновитковую вторичную обмотку, охватывающую сердечник трансформатора. При каждом прохождении частицы сквозь сердечник на нее действует такая э. д. с., какая возникла бы в одновитковой вторичной обмотке трансформатора.

Эту ускоряющую систему можно представить также, как индукционный ускоритель, в котором э. д. с. определяется, как и в бетатроне, скоростью изменения магнитного потока, пронизывающего орбиту частицы. На большей части своего пути протоны находятся внутри заземленной металлической вакуумной камеры и э. д. с. может на них действовать лишь при прохождении изолирующей щели у магнитного сердечника. Скорость изменения магнитного потока в сердечнике в момент прохождения частицей зазора и определяет э. д. с., а следовательно, и прирост энергии частицы. В этом смысле ферромагнитный сердечник, охватывающий орбиту, эквивалентен центральному сердечнику бетатрона. Различие заключается в том, что в космотроне протоны испытывают отдельные ускоряющие толчки в моменты прохождения

зазора, тогда как в бетатроне э. д. с. действует равномерно на всей орбите¹⁾).

Свойства высокочастотного трансформатора можно представить себе и иначе — рассматривая его как резонатор, заполненный веществом с большой магнитной проницаемостью и большой диэлектрической постоянной. Стенками резонатора служит медный экран, окружающий сердечник, а напряжение создается на изолирующем зазоре в вакуумной камере. Если бы такой резонатор имел воздушное наполнение, то его частота была бы очень велика вследствие малых его размеров. При заполнении веществом с большой диэлектрической постоянной и малыми потерями (например, в четвертьволновых резонаторах электронных синхротронов) резонансная частота снизилась бы, но импеданс был бы также мал при резонансе. При заполнении же ферромагнетиком резонансная частота становится меньше частоты обращения частиц. Резонатор является весьма широкополосным, и импеданс его достаточно велик, чтобы обеспечить его возбуждение при частотах, далеких от резонанса.

Сердечником служит ферромагнитный феррит, являющийся полупроводником с проводимостью около одной десятиллионной проводимости металла, так что вихревые токи будут существенны лишь на значительно больших частотах. Относительная магнитная проницаемость материала сердечника меняется от 500 до 100 в используемом диапазоне частот. Этот феррит известен под торговыми марками «феррокуб» («Норс Америкен Филлипс Ко») и «феррамик» («Дженерал Керамикс и Ститит Корпорейшн»). Изготавливается большое число различных типов таких ферритов с различными свойствами и областями применения. Электрические и магнитные свойства таких ферритов описаны в изданиях лабораторий Филипса, а их применение в космотроне рассмотрено в опубликованном отчете Блюэтта, Плоткина и Блюитта [37].

Для изготовления сердечника было израсходовано несколько тысяч фунтов феррита. Сердечник состоит из большого числа разнообразных блоков, разделенных и изолированных один от другого для ограничения вихревых токов и исключения возможности образования стоячих волн в резонаторе. Каждая рамка собрана из стержней (или полос), скрепленных по шлифованным

¹⁾ Поскольку в бетатроне камеры металлизированы, там также частицы получают энергию толчками, проходя мимо изолированного зазора в покрытии. Разница по сравнению с космотроном заключается в том, что в бетатроне все частицы получают почти одну и ту же энергию, так как скорость изменения магнитного потока почти постоянна. В космотроне же скорость изменения магнитного потока изменяется с частотой, равной частоте обращения, поэтому приобретаемая энергия существенно зависит от момента прохождения ускоряющей щели. — *Прим. ред.*

поверхностям для уменьшения воздушных зазоров в магнитной цепи.

Требуемый ход изменения частоты зависит от закона изменения магнитного поля и определяется условиями работы магнита. Напряжение переменной частоты создается генератором с электронной настройкой, в котором настройка осуществляется за счет изменения насыщения, а следовательно, и индуктивности небольшого ферромагнитного сердечника в цепи генератора. Эта насыщающаяся индуктивность представляет собой тороид с двумя обмотками. По одной обмотке, охватывающей тороид, течет постоянный ток, создающий магнитный поток и вызывающий насыщение; другая обмотка, по которой течет высокочастотный ток, проходит в отверстие, прорезанное в боку тороида, и имеет вид восьмерки, так что действие постоянного магнитного потока в ней компенсируется.

Для получения требуемой зависимости тока от времени служит диодная схема с двадцатью параллельными контурами RC , имеющими различные постоянные времени, задаваемые с помощью регулируемых сопротивлений. Ток на выходе этой схемы используется для насыщения сердечника. Подбирая постоянные времени и амплитуды в этих параллельных диодных схемах, можно добиться зависимости частоты от времени, которая на всем цикле ускорения совпадает с расчетным значением с точностью до 0,1%.

Схема изменения частоты должна включаться в надлежащий момент и изменение должно начинаться с определенного значения частоты, соответствующего резонансной частоте для ионов в момент инжекции. Запускающий сигнал получается от интегрирующей катушки (помещенной в магнитном поле), накапливающей заряд на конденсаторе; этот сигнал открывает тиратрон со смещением, отрегулированный на соответствующее значение магнитного поля.

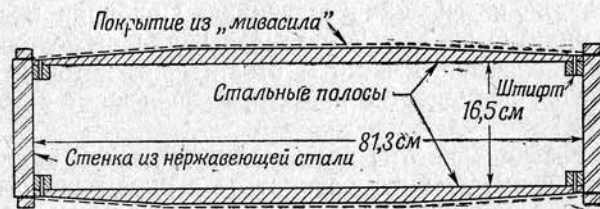
Высокочастотное напряжение переменной частоты подается на мощный широкополосный усилитель с тремя каскадами усиления напряжения и одним каскадом усиления мощности, который построен по пушпульной схеме на двух мощных лампах по 50 *квт* каждая. Этот усилитель является, по видимому, самым мощным из существующих усилителей с такой широкой полосой частот. При его разработке пришлось преодолеть целый ряд весьма специфических трудностей.

§ 6. Вакуумная камера

Вакуумная камера состоит из четырех дуговых квадрантов, расположенных между полюсами магнитов, и четырех соединяющих их прямолинейных участков. Каждый квадрант состоит из

каркаса, собранного из пластин немагнитной нержавеющей стали и покрытого тонкими слоями пластического материала «мивасил», служащими стенками камеры. Вся конструкция собрана на двух брусках сечением $2,5 \times 20$ см, изогнутых по дуге квадрантов магнитов; эти бруска образуют внутреннюю и наружную стенки камеры. Поперек 36-дюймовой камеры проходит несколько сотен плоских стальных полос сечением 16×50 мм с зазором 0,8 мм; эти полосы образуют верхнюю и нижнюю стенки камеры. Применение отдельных 5-сантиметровых полос снижает вихревые токи в горизонтальных крышках камеры. Каждая полоса закреплена на обоих концах с помощью изолирующего штифта. Слой пластмассы толщиной 3 мм, покрывающий верхнюю и нижнюю крышки, прижат к прокладкам с помощью зажимных полос для обеспечения герметичности камеры.

Принятая конструкция весьма экономична с точки зрения минимального сечения стальных частей; внутренний зазор вакуумной камеры между полосами равен 15 см. На фиг. 34 схематически показано устройство вакуумной камеры.



Фиг. 34. Сечение камеры космострона.

Прямолинейные участки вакуумной камеры соединены с концами квадрантов камеры с помощью больших гибких «гармошек» из немагнитной нержавеющей стали; между ними вставлены клапаны, позволяющие произвести вакуумную изоляцию отдельных секций камеры с целью проверки их герметичности. Многочисленные большие вводные отверстия и снимающиеся крышки позволяют вводить в камеру электроды, мишени и другие приспособления. Одна из прямолинейных секций имеет меньшее сечение; в ее стальной стенке имеется изолирующий зазор, служащий для приложения ускоряющего поля. Другая прямолинейная секция имеет наружные поверхности специальной формы, необходимой для установки отклоняющих пластин.

Система откачки состоит из 12 одинаковых высоковакуумных насосных установок, распределенных по длине камеры по три установки на каждом квадранте. В каждой установке имеется большой трубопровод, соединяющий ее с камерой, охлаждаемая

ловушка, 20-дюймовый масляный диффузионный насос (на силиконовом масле), высоковакуумный запирающий клапан, нагнетательный насос и необходимые клапаны и манометры. Форвакуум в двенадцати диффузионных насосах создается четырьмя расположенными в центре механическими насосами, соединенными с установками сварными форвакуумными линиями. Узлы насосных установок взаимозаменяемы; для смены имеется несколько запасных узлов. Запирающие клапаны позволяют сменить насос, не нарушая вакуума основной камеры. Перемещение клапанов производится пневматически с помощью электронной схемы, управляемой перегрузочными манометрами, так что насос может быть автоматически отключен при увеличении утечки или потере вакуума в течение ночи. Космострон может при необходимости работать и с несколькими отключенными насосами.

Проблема вакуума представляет собой одну из наиболее сложных задач во всех ускорителях. В такой большой камере, как камера космострона, необходимы многочисленные предохраняющие приспособления и механизмы блокировки. Все стыки с прокладками имеют двойное уплотнение, так что между прокладками может циркулировать гелий, что позволяет обнаружить утечку (с помощью гелиевого детектора утечки) или поставить форвакуумный насос, чтобы регулировать утечку до того, как можно будет остановить машину. На каждой насосной установке имеются сигнальные манометры, а на пульте оператора — сигнальные лампочки, так что оператор может сразу проверить вакуумную систему.

Рассеяние на остаточном газе в вакуумной камере приводит к потере некоторой части ионов. Согласно теоретическим исследованиям Блахмана и Куранта [37], уменьшение интенсивности на первом этапе ускорения (максимальные потери имеют место при $10 \cdot Mэв$) будет достаточно малым при давлении газа $1 \cdot 10^{-5}$ мм рт. ст. Измерения, произведенные в самом начале работы космострона, показали, что потери на рассеяние пренебрежимо малы уже при давлении $2 \cdot 10^{-5}$ мм рт. ст. Вследствие этого смягчения допуска проблема вакуума в космостроне оказалась менее сложной, чем можно было ожидать.

§ 7. Мишени и защита

Интенсивность пучка в космостроне оказалась больше ожидавшейся. При токе инъекции в 1 ма и эффективном времени захвата 30 мксек. число «подлежащих ускорению» протонов равно $2 \cdot 10^{11}$ протонов в импульсе. При угле захвата по фазе порядка π -радиан около половины этого числа протонов, т. е. $1 \cdot 10^{11}$ протонов в импульсе, захватывается на устойчивые орбиты. Интенсивность ускоренного пучка ионов непрерывно повышалась

в процессе работы на космотроне от $5 \cdot 10^8$ протонов в импульсе в начале работы ускорителя до $1 \cdot 10^{10}$ протонов в импульсе в настоящий момент. Это означает, что 10% всех захваченных протонов доходит до конца цикла ускорения. При достигнутой сейчас предельной энергии 3,0 Бэв это соответствует средней мощности пучка в 1 вт.

Пучок ускоренных протонов можно различными способами развернуть в радиальном направлении и направить на мишень. Если выключить ускоряющее поле прежде, чем магнитное поле достигнет максимума, то частицы будут двигаться по орбитам, сокращающимся со скоростью 0,005 см за оборот, т. е. за 0,25 мксек. Таким образом, пучок отклонится внутрь на 1 см за 0,05 мсек. Можно применить отклонение частоты ускоряющего поля, вызывающее смещение равновесной фазы. Это приведет к увеличению прироста энергии за оборот, вследствие чего пучок начнет двигаться по развертывающейся спирали и попадет на наружную мишень. Поскольку максимальная скорость нарастания энергий приблизительно вдвое больше средней, пучок может выводиться наружу с той же скоростью, что и в предыдущем случае.

Для некоторых опытов желательно максимально замедлить процесс попадания протонов пучка на мишень. Этого можно достигнуть небольшим изменением частоты ускоряющего поля. Наиболее длительный выходной импульс, полученный в настоящее время, равен 50 мсек., что соответствует 200 000 оборотам. Электронный счетчик частиц (типа телескопа из двух или нескольких сцинтилляционных кристаллических счетчиков или фотоумножителей) может иметь разрешающую способность менее 0,25 мксек., так что он позволяет различать отдельные импульсы, если схема совпадений и система накопления данных допускают такую скорость счета.

В других опытах, наоборот, желательна предельно короткая длительность импульса, например в опытах, где измеряется время полета частиц с целью определения очень коротких периодов полураспада. Наименьшая длительность импульса, достижимая с помощью сокращения орбиты, равна 0,1 мсек.

Мишени могут быть установлены постоянно в нескольких сантиметрах от внутренней стенки камеры. В период инжекции некоторая небольшая доля частиц может выпасть из ускорения вследствие попадания на мишени. После достижения большой энергии можно, свертывая орбиты частиц, добиться их попадания на мишень. Вследствие того, что падение частиц на мишень происходит под малыми углами (что связано с малым уменьшением радиуса орбиты за оборот), всякая мишень является, по существу, «тонкой», так как ее нельзя расположить с достаточной точностью так, чтобы пучок при одном прохождении не задевал

мишени, а при следующем проходил всю толщину мишени. Рассеяние на малые углы в небольшом кусочке фольги, выступающем за поверхность мишени, приводит к возникновению свободных колебаний, вследствие чего при следующем обороте на мишень уже падает рассеянный пучок диаметром в несколько сантиметров. В этом смысле толстая мишень ведет себя действительно как толстая по отношению к части пучка.

С успехом была применена проволочная мишень, не требующая ни расширения, ни сокращения орбит частиц. Проволочка укреплена на поворотном валике под пучком; быстрым поворотом вала проволочка вводится в центр камеры. Пучок ускоренных частиц имеет диаметр около 5 см, так что при одном прохождении на проволочку попадает лишь небольшая доля ионов. Даже при попадании на проволочку вследствие малого сечения рассеяния ионы продолжают ускоряться на орбите, многократно соударяясь с проволочкой. Таким образом, маленькая проволочка перехватит, в конце концов, весь пучок. Эффективность этого метода оказалась около 10%.

Были разработаны подвижные мишени, которые могут быть введены в камеру с внутренней или наружной стороны за очень короткий промежуток времени с помощью пневматических цилиндров. После этого можно свернуть или развернуть орбиту пучка, так чтобы он попал на мишень.

Независимо от типов мишеней большая часть ускоренных частиц рассеивается на столь большие углы, что на следующем обороте они попадают на стенки камеры. Возникающее при этом излучение направлено по касательной к орбите и сосредоточено в узкой полосе, расположенной в горизонтальной плоскости. Оно попадает на стенки комнаты или специальную защиту. Максимальная интенсивность приходится на площадь мишеней, но все же около половины излучения распределено по остальной орбите.

Основным защитным сооружением космотрона служит кладка из больших бетонных блоков толщиной 2,4 м (в радиальном направлении), образующая дугу в 120° вокруг космотрона с центром против места расположения мишени. Эта стена расположена между ускорителем и помещениями для управления и наблюдений. Четыре слоя бетонных блоков весом по 8 тонн образуют стену высотой 2,7 м, причем верхний слой нависает над стенкой, образуя нечто вроде туннеля между магнитом и защитной стенкой. Между двумя центральными слоями стенки расположен слой из кирпичей толщиной 15 см, лежащий на уровне пучка частиц. При необходимости можно между кирпичами проделать отверстия для вывода пучка излучения за защитную стенку. Измерения показали, что излучение, соответствующее энергии космотрона, ослабляется в бетоне в 10 раз на 1,1 м. Полное ослабление

при проходимой толщине 3,6 м (по касательной к орбите) характеризуется множителем $4 \cdot 10^{-4}$.

Мишени являются также источниками излучения значительно меньшей энергии, связанного с деградацией энергии и обратным рассеянием. Заранее можно было лишь весьма грубо оценить интенсивность этого излучения; никаких специальных защитных экранов для этого излучения не было предусмотрено. Вследствие большой интенсивности пучка ускоренных протонов в космотроне интенсивность рассеянного излучения в областях, примыкающих к мишеням, несколько выше допустимой. Добавление сверху защиты из бетонных брусов толщиной 60 см, перекрывающих прямолинейную секцию, в которой находится мишень, снижает интенсивность рассеянного пучка до допустимого уровня.

Электронные схемы регистрирования частиц построены на кристаллических сцинтилляционных счетчиках, соединенных в телескопы и работающих по схеме совпадений для обнаружения заряженных частиц, являющихся продуктами ядерных реакций. С помощью этой аппаратуры было исследовано взаимодействие π -мезонов в диапазоне энергий мезонов от 200 Мэв до 1,5 Бэв как для положительных, так и для отрицательных π -мезонов.

Быстрые нейтроны вылетают по касательной к орбите с энергией вплоть до максимальной энергии протонов. Кроме того, наблюдаются многочисленные нейтроны малой энергии (порядка 0,5 Бэв), являющиеся, по видимому, продуктами образования звезд.

Интенсивность мезонов за бетонной стенкой около 10 мезонов на 1 см^2 за импульс. Этого достаточно для исследований по диапазонам энергии шириной около 100 Мэв для определения зависимости мезонных процессов от энергии. В пучке, идущем от мишени, имеются как положительные, так и отрицательные мезоны (при минимальном угле 30° к пучку). Отрицательные мезоны при меньших углах анализируются и отклоняются в магнитном поле космотрона, что позволяет определить их энергетический спектр. Одной из поражающих особенностей космотрона является наличие ряда мезонных каналов в защите с надписями «300 Мэв», «500 Мэв», «1,0 Бэв», позволяющих производить опыты с мезонами.

ФОКУСИРОВКА С ПЕРЕМЕННЫМ ПОКАЗАТЕЛЕМ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

§ 1. Принцип устойчивости

Магнитное поле, управляющее движением частиц в существующих ускорителях, одновременно является источником фокусирующей силы, возникающей, как указано выше, за счет небольшого радиального спадания поля. Показатель спадания магнитного поля ограничен пределами $0 < n < 1$; в связи с этим фокусировка в радиальном и вертикальном направлениях довольно слаба, что видно по длине волны свободных колебаний, которая всегда больше длины окружности орбиты. Максимально возможная магнитная фокусировка при однородном по азимуту поле ограничена приведенным неравенством.

Летом 1952 г. в Брукхавенской национальной лаборатории Курантом, Ливингстоном и Снайдером [39] был открыт новый принцип фокусировки в поле с показателем n чередующегося знака (так называемая «сильная» фокусировка).

Приблизительно через шесть месяцев после представления оригинальной работы этих авторов в «Physical Review» нам стало известно, что Николай Кристофилос, инженер-электротехник из Афин, провел исследование резонансных ускорителей, в том числе и принципа сильной фокусировки. Его напечатанный частным образом отчет «Система фокусировки ионов и электронов и ее применение в магнитных резонансных ускорителях» датирован 1950 годом. Очевидно, именно Кристофилосу принадлежит приоритет открытия этого принципа. Однако работа [39] была выполнена независимо.

При сильной фокусировке используются поля со значительно большими градиентами, для которых n порядка сотен и тысяч, а не меньше единицы, как в обычных ускорителях. Такие секторы с сильной фокусировкой чередуются так, что градиент поля направлен по радиусу то внутрь орбиты, то наружу. Качественно можно рассматривать каждый сектор как магнитную линзу, фокусирующую по одной поперечной координате и дефокусирующую по другой. Непрерывная последовательность чередующихся положительных и отрицательных линз обеспечивает фокусировку по обеим координатам — и в радиальном, и в вертикальном направлениях. Частицы совершают при этом колебания вокруг равновесной орбиты со значительно большей частотой и меньшей

амплитудой, чем в поле с малым постоянным n . Диаметр вакуумной камеры можно взять значительно меньше; соответственно размеры магнита, создающего поле, уменьшаются в 5—10 раз. Сильно уменьшается также объем, занимаемый магнитным полем, и величина запасаемой в нем энергии. Тем самым значительно сокращается стоимость (на единицу длины) магнита, создающего управляющее поле, и его системы питания. При этом уже становятся экономически разумными установки со значительно большими значениями радиуса орбиты, позволяющие достигнуть значительно больших энергий.

Открытие сильной фокусировки способствовало предложению Ливингстона располагать в мощных ускорителях типа космострона С-образные магниты попеременно — то ярмом внутрь орбиты, то наружу. При этом влияния насыщения обратного ярма и поля рассеяния на форму поля в магнитном зазоре в среднем компенсируются, что увеличивает размер рабочей области магнитного зазора. Однако для компенсации наибольших изменений полей рассеяния и эффектов насыщения, которые дают положительные значения n для секторов, обращенных наружу, требуются отрицательные значения n в секторах, обращенных внутрь. Прежде чем применять такое расположение, следовало выяснить влияние чередования знака n на устойчивость движения по орбите. Проведенный Курантом предварительный анализ привел к поразившему нас в то время результату: устойчивость свободных колебаний сильно увеличивается в таком поле с переменным знаком градиента. Затем Снайдер показал, что здесь мы имеем дело с частным случаем более общего принципа — принципа динамической устойчивости в поле быстро меняющихся сил в механических, оптических и электрических системах.

Этот общий принцип устойчивости можно понять, рассмотрев сначала некоторые более простые механические или оптические примеры. Например, опрокинутый маятник, очевидно, неустойчив под действием статических сил. При бесконечно малом отклонении от вертикального положения он опрокинется. Но если точка прикрепления маятника будет быстро колебаться в вертикальном направлении, то вертикальное положение маятника станет устойчивым для некоторых диапазонов частот и выше определенной предельной частоты. Теоретический анализ движения такого опрокинутого маятника проведен Егером [40]¹⁾. Анализ приводит к уравнению Матье

$$\frac{d^2\theta}{dt^2} - \left[\left(\frac{g}{l} \right)^2 - \frac{a\omega^2}{l} \cos \omega t \right] \theta = 0, \quad (7.1)$$

¹⁾ Подробный анализ поведения маятника с вибрирующим подвесом содержится в статьях П. Л. Капица [см., например, Успехи физич. наук, 44, 7 (1951)]. — Прим. ред.

где g/l — отношение ускорения силы тяжести к длине маятника; a/l — отношение амплитуды колебаний точки его крепления к длине; ω — частота колебаний; θ — угловое отклонение.

Решения уравнения Матье указывают на существование полос устойчивых частот, разделенных узкими полосами неустойчивости.

Другим часто приводимым механическим примером, иллюстрирующим принцип устойчивости, является случай желоба с меняющимся направлением кривизны. Ясно, что шар будет катиться по желобу, обращенному вогнутостью вверх, и что любое отклонение направления скорректируется. Ясно также, что шар скатится с желоба, обращенного вверх выпуклостью. В промежуточном случае плоской поверхности движение определяется исключительно точностью вылета шара. Представим себе теперь желоб с переменной кривизной, состоящий из последовательных участков, обращенных вверх то выпуклостью, то вогнутостью, причем центральные линии всех участков будем считать лежащими на одной прямой, а края их — плавно сопряженными. Тогда для заданной геометрии (радиус кривизны, длина участков, длина переходных промежутков) будет существовать область скоростей, для которых шар будет совершать устойчивые колебания с ограниченной максимальной амплитудой. Область устойчивости можно установить, скатывая шар с различной высоты по наклонной плоскости и сообщая ему этим соответствующую начальную скорость. При этом колебания будут периодическими, но не синусоидальными. Траектория имеет сложную форму, периодически повторяющуюся; форма траектории зависит от фазы движения относительно периодичности структуры. При правильном значении скорости шара его движение остается устойчивым даже при очень больших отклонениях в направлении начальной скорости. Траектория такого шара вполне аналогична орбитам частиц в ускорителе с сильной фокусировкой, если эти орбиты развернуть в прямую линию.

Устойчивость такого типа можно пояснить также примером из оптики линз. Рассмотрим известное уравнение для расчета полного фокального расстояния F системы двух тонких линз с фокусными расстояниями f_1 и f_2 , расположенных на расстоянии t :

$$\frac{1}{F} = \frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2} - \frac{t}{f_1 f_2}. \quad (7.2)$$

Если фокусные расстояния обеих линз одинаковы, но одна из них собирающая, а другая рассеивающая, то $f_2 = -f_1$ и

$$F = \frac{|f|^2}{t}, \quad (7.2a)$$

т. е. фокусное расстояние для такой системы из двух линз положительно — она является собирающей. Тот же результат получается и для толстых линз, если расстояние между ними определить как расстояние между главными плоскостями. Можно, далее, показать, что непрерывная последовательность положительных и отрицательных линз с одинаковым фокусным расстоянием также образует собирающую систему, так как она эквивалентна последовательности собирающих пар линз. Такая последовательность является собирающей, если расстояние d между фокальными плоскостями соседних линз лежит в диапазоне между двумя величинами — $2F < d < +2F$. Вариант этого принципа использован в конструкции перископов.

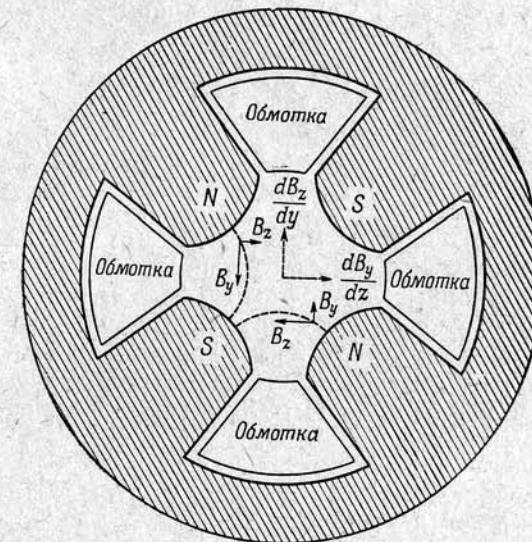
Оптическая аналогия позволяет прийти еще к некоторым следствиям. В последовательности чередующихся положительных и отрицательных оптических линз лучи находятся дальше от оси в собирающих линзах. В оптике это сказывается в известном положении, что апертура определяется собирающей линзой. Угловое отклонение луча при пересечении им линзы пропорционально его расстоянию от оси. Таким образом, угловое отклонение в собирающих линзах больше, чем в рассеивающих. Отсюда следует общий вывод, что система чередующихся линз является собирающей для промежутков, на которых рассматриваемый луч не пересекает оси.

§ 2. Магнитная линза с переменным знаком градиента

Вернемся теперь к вопросу о магнитной фокусировке. Отдельная область неоднородного магнитного поля, обеспечивающая фокусировку ионного пучка в одной плоскости, приводит к дефокусировке в перпендикулярной плоскости. Иными словами, поле с градиентом dB_y/dz в некоторой плоскости имеет также градиент dB_z/dy в той же плоскости, направленный перпендикулярно первому. При этом направление последнего градиента таково, что знак вызываемого им фокусирующего эффекта противоположен знаку эффекта первого градиента.

В нашем случае удобно принять для простоты, что оба поперечных градиента равны по величине: $dB_y/dz = dB_z/dy = k$. Это имеет место, когда $B_x = 0$ (частица движется вдоль оси x), $B_y = kz$, $B_z = ky$. Такое поле можно получить, придавая полюсным наконечникам форму прямоугольных гипербол (фиг. 35): четыре симметричных полюса являются попеременно северными и южными. С точностью, с которой можно считать поверхности полюсных наконечников эквипотенциальными поверхностями, градиенты поля постоянны во всем пространстве между полюсами и равны между собой. В таком четырехполюсном магните на оси x поле равно нулю и с противоположных сторон от оси имеет

противоположное направление. Ясно, что по одной из поперечных координат отклоненные частицы будут фокусироваться вокруг оси x . Непосредственное применение правила определения силы действия магнитного поля на движущийся заряд показывает, что по другой поперечной координате частицы будут дефокусироваться.



Фиг. 35. Четырехполюсный магнит для получения поля с постоянным градиентом по обоим поперечным координатам. Профиль полюсных наконечников имеет форму прямоугольных гипербол.

Отдельный короткий участок поля между полюсами такого четырехполюсного магнита длиной l действует в одной плоскости как собирающая линза с фокусным расстоянием f , измеряемым от главной плоскости, расположенной на расстоянии x_p до второй геометрической границы поля. В другой поперечной плоскости линза будет рассеивающей с тем же самым (но отрицательным) фокусным расстоянием, измеряемым от соответствующей главной плоскости. Чтобы продолжить оптическую аналогию, полезно выразить x_p через свойства магнитного поля и пучка частиц.

Уравнения движения по поперечным координатам имеют вид

$$\frac{d^2y}{dx^2} + \frac{1}{BR} \frac{dB_z}{dy} y = 0 \quad \text{или} \quad \frac{d^2y}{dx^2} + Ky = 0, \quad (7.3a)$$

$$\frac{d^2z}{dx^2} - \frac{1}{BR} \frac{dB_y}{dz} z = 0 \quad \text{или} \quad \frac{d^2z}{dx^2} - Kz = 0. \quad (7.3b)$$

Постоянная

$$K = \frac{1}{BR} \frac{dB_z}{dy}$$

представляет собой отношение градиента к импульсу частицы с единичным зарядом, поскольку для частицы, движущейся по круговой орбите в магнитном поле, $mv/e = BR$. Из этих уравнений можно найти траектории частиц, а по ним — введенные выше характеристики линз:

$$x_p = \frac{1 - \cos K^{1/2} l}{K^{1/2} \sin K^{1/2} l}, \quad (7.4)$$

$$f_p = \frac{1}{K^{1/2} \sin K^{1/2} l}. \quad (7.5)$$

Продолжая этот анализ, можно получить составную линзу, фокусирующую в обеих плоскостях, поставив последовательно две такие элементарные линзы таким образом, чтобы одна была повернута на 90° относительно другой. Обозначим значения K для этих двух линз через K_1 и K_2 , их длины — через l_1 и l_2 , а расстояние между ними — через d . Подставляя найденные характеристики линз в (7.2), получаем для полного фокусного расстояния такой пары линз

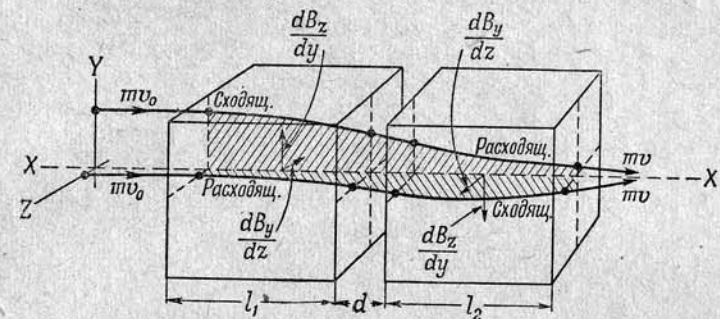
$$\frac{1}{F} = K_1^{1/2} \sin K_1^{1/2} l_1 \cos K_2^{1/2} l_2 + K_2^{1/2} \sin K_2^{1/2} l_2 \cos K_1^{1/2} l_1 - d K_1^{1/2} K_2^{1/2} \sin K_1^{1/2} l_1 \sin K_2^{1/2} l_2. \quad (7.6)$$

В качестве простого примера рассмотрим случай двух одинаковых линз ($K_2 = -K_1 = K$ и $l_2 = l_1 = l$). При этом выражение для фокусного расстояния упрощается:

$$\frac{1}{F} = K^{1/2} (\sin K^{1/2} l \operatorname{ch} K^{1/2} l - \operatorname{sh} K^{1/2} l \cos K^{1/2} l + d K^{1/2} \sin K^{1/2} l \operatorname{sh} K^{1/2} l). \quad (7.7)$$

Такая система будет собирающей, если $K^{1/2} l$ положительно и не превышает некоторого значения, близкого к π и зависящего от расстояния между линзами d . Таким образом, можно получить линзу с любым фокусным расстоянием, подобрав соответствующее значение $K^{1/2} l$ и d . В рассматриваемом случае равенства K и l для обеих линз фокусные расстояния для смещений в плоскостях xy и xz одинаковы, что видно из возможности замены K на $-K$ в (7.7). Однако положение главных плоскостей различно; оно зависит от того, какая линза расположена раньше — собирающая или рассеивающая. Это приводит к астигматизму изображения в рассматриваемом простом случае. Слегка изменяя параметры линз, например принимая $l_2 < l_1$ или K_2

несколько меньше K_1 (последнего можно достичь небольшим изменением величины магнитного поля, а следовательно, и его градиента), можно исправить этот астигматизм. Двойная фокусировка компенсирующих линз показана на фиг. 36, на которой изображены собирающее и рассеивающее действия различных участков поля.



Фиг. 36. Двойная фокусировка с помощью пары магнитных линз с противоположными направлениями градиентов.

Линза такого типа может быть сделана из двух четырехполюсных магнитов с гиперболическим профилем наконечников. Расстояние между магнитами можно взять минимальным, достаточным для расположения обмоток магнитов. Для такой линзы эффективная апертура представляет собой круг диаметра $D = a \sqrt{2}$, где a — расстояние между центрами гиперболических наконечников.

Можно получить более простое соотношение для расчета фокусного расстояния такой системы, разлагая в ряд тригонометрические функции в (7.7) и оставляя лишь первые существенные члены,

$$\frac{1}{F} = K^2 l^2 \left[\frac{2}{3} l + d \right]. \quad (7.8)$$

В качестве численного примера рассчитаем линзу для фокусировки протонов с энергией ~ 4 Мэв (т. е. с импульсом, соответствующим $BR \approx 2,6 \cdot 10^5$ гаусс·см) в магните с апертурой $a = 5$ см и максимальным полем в этом 5-сантиметровом зазоре, равным 10 000 гаусс. Градиент поля равен $dB/dy = dB_z/dz = 4 \cdot 10^3$ гаусс/см, так что $K = 0,015$ см⁻². Выбирая $K^{1/2} l = \pi/4$ и $d = 5$ см, получаем длину каждого магнита равной $l = 6,35$ см, полную длину пары равной 17,7 см, а фокусное расстояние, согласно (7.8) равным 11 см. Выбор меньшего значения $K^{1/2} l$ привел бы к еще меньшей длине магнита и большему фокусному расстоянию. Можно добиться анастигматизма системы, меняя ток в

одном из магнитов по отношению к току в другом магните. Уменьшая токи в обмотках обоих магнитов, можно увеличить фокусное расстояние. Астигматические свойства линзы можно использовать в некоторых специальных случаях, например для фокусировки в точку пучка, выходящего из циклотрона, который имеет обычно небольшие вертикальные и большие радиальные размеры и сам по себе астигматичен.

Можно также использовать для фокусировки электрическое поле со знакопеременным градиентом, как было показано Блюэттом [27]. Поле с постоянным градиентом, одинаковым в обоих направлениях, может быть создано системой четырех электродов, имеющих в сечении форму прямоугольных гипербол, причем электроды заряжены попеременно до потенциалов $+V$ и $-V$. Электрическое поле между электродами имеет тот же вид, что и магнитное поле в четырехполюсном магните, и силы, действующие на движущийся заряд, приводят к фокусировке в плоскости, повернутой на 45° к осям гипербол, и к дефокусировке в перпендикулярной плоскости. Пусть градиент равен $dE/dy = -dE_y/dz$, а скорость частицы (в направлении оси x) равна v . Характеристики линзы можно найти из формул, выведенных для магнитной линзы, заменив в них dB_z/dy на $(l/v)(dE_z/dy)$, а dB_y/dz на $(l/v)(dE_y/dz)$. Импульс, приходящийся на единицу заряда (равный в магнитном случае BR), выражается через кинетическую энергию T и энергию покоя E_0 следующим образом:

$$\frac{mv}{e} = \frac{[T(T+2E_0)]^{1/2}}{ce}. \quad (7.9)$$

В системе единиц MKS можно сформулировать простое правило: численное значение градиента электрического поля должно быть в 300 раз больше градиента магнитного поля, чтобы обеспечить такую же фокусировку.

Одним из наиболее полезных применений принципа фокусировки в поле со знакопеременным градиентом является применение таких двухлинзовых систем для фокусировки пучков частиц. Действие такой системы можно просто продемонстрировать на обычной катодной трубке, поместив две четырехполюсные обмотки (с железными сердечниками или без них) на шейке трубки и подобрав величины токов и положения катушек так, чтобы на экране получить точечный фокус.

§ 3. Синхротрон с сильной фокусировкой

Можно расположить вдоль орбиты в надлежащих местах последовательность собирающих и рассеивающих линз одинаковой силы, обеспечив тем самым мощные фокусирующие силы, стремящиеся уменьшить смещение или угловое отклонение от орбиты.

Такая сильная фокусировка приводит к свободным колебаниям со значительно большей частотой, меньшей длиной волны и меньшей амплитудой, чем в синхротроне с постоянным градиентом поля. Амплитуда синхротронных колебаний при заданном отклонении импульса также уменьшается. Все это позволяет применить вакуумную камеру значительно меньшего диаметра и уменьшить размеры и стоимость магнитов, создающих управляющее поле. Величина фокусирующей силы непосредственно связана со значением показателя спадания магнитного поля $n = (-r/B)(dB/dr)$, который может быть очень велик при сильной фокусировке. Пусть круговая орбита состоит из N секторов равной длины с различными значениями показателя спадания магнитного поля, равного попеременно то положительной величине n_1 , то отрицательной величине n_2 . Уравнения вертикальных и радиальных колебаний имеют при этом вид

$$\frac{d^2z}{d\theta^2} + n_1 z = 0; \quad \frac{d^2\rho}{d\theta^2} + (1 - n_1)\rho = 0 \quad (\text{в четных секторах}), \quad (7.10a)$$

$$\frac{d^2z}{d\theta^2} + n_2 z = 0; \quad \frac{d^2\rho}{d\theta^2} + (1 - n_2)\rho = 0 \quad (\text{в нечетных секторах}). \quad (7.10b)$$

Решения этих уравнений можно получить с помощью рекуррентных формул; они имеют вид

$$Z_k = A e^{i2\pi\mu_z k} \quad \text{и} \quad \rho_k = B e^{i2\pi\mu_r k}, \quad (7.11)$$

где μ_z определяется соотношением

$$\cos 2\pi\mu_z = \cos \frac{2\pi\sqrt{n_1}}{N} \cos \frac{2\pi\sqrt{n_2}}{N} - \frac{n_1 + n_2}{2\sqrt{n_1 n_2}} \sin \frac{2\pi\sqrt{n_1}}{N} \sin \frac{2\pi\sqrt{n_2}}{N}. \quad (7.12)$$

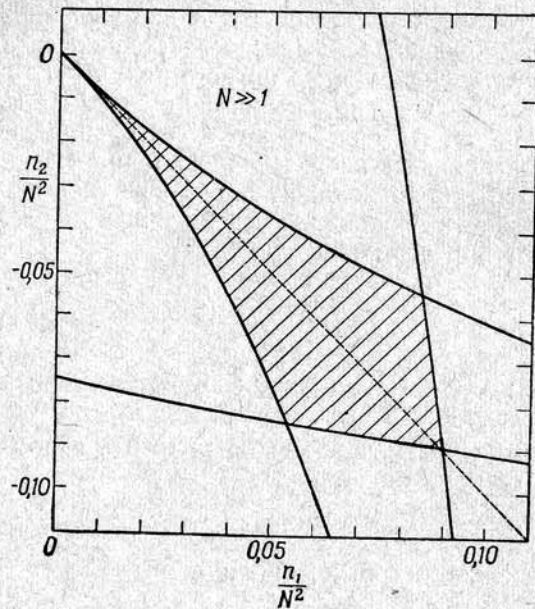
Коэффициент μ_r определяется таким же выражением с заменой n_1 и n_2 на $1 - n_1$ и $1 - n_2$. Для того чтобы движение было устойчиво и в вертикальном и в радиальном направлениях, должны выполняться неравенства

$$-1 < \cos 2\pi\mu_z < +1, \quad -1 < \cos 2\pi\mu_r < +1. \quad (7.13)$$

Определенные этими соотношениями пределы изменения n_1 и n_2 показаны на фиг. 37, относящейся к случаю очень больших n и N ; по осям отложены n_1/N^2 и n_2/N^2 . Интервал значений n , соответствующих устойчивости, шире всего при большом N , при $n_2 = -n_1$ и при условии, что мы в центре области устойчивости ($\cos 2\pi\mu = 0$), который находится в точке

$$|n| = \frac{N^2}{16}. \quad (7.14)$$

Описанные выше первоначальные расчеты [39] позволяли надеяться, что можно осуществить довольно широкую область устойчивости и что, используя принцип сильной фокусировки, можно обойтись без больших требований к точности конструкции магнита, необходимых в синхротронах с постоянным градиентом.



Фиг. 37. Диаграмма устойчивости для идеального ускорителя с сильной фокусировкой. По осям отложено p/N^2 , где p — значение показателя спадания поля, а N — число магнитов на орбите.

Однако дальнейшее более подробное исследование внесло некоторые поправки. Лоусон и Говард (Управление по исследованиям в области атомной энергии AERE, Англия), исследуя возможность применения принципа сильной фокусировки в ускорителе CERN (Европейский совет по ядерным исследованиям), отметили возможность резонансного возрастания амплитуд колебаний, когда частота бетатронных колебаний кратна частоте обращения. В этом случае фаза бетатронных колебаний в определенной точке будет одинакова при различных оборотах. Любая азимутальная неоднородность (например, вследствие небольшой ошибки в расположении магнитного сектора или небольшого искажения магнитного поля) будет возбуждать колебания с линейно нарастающей амплитудой. Расчет показал, что ошибка на 0,025 мм может привести к потере пучка менее чем за 10 оборотов в случае

точного резонанса частот, как это имело место в первоначальном варианте ускорителя [39].

Число возможных резонансов в пределах области устойчивости зависит от числа бетатронных колебаний, укладывающихся в окружности орбиты. Последнее, в свою очередь, определяется значением n и числом секторов N . Для принявшего первоначально варианта больших значений n и N частота бетатронных колебаний была приблизительно в 50 раз больше частоты обращения, так что на обороте укладывалось 50 бетатронных колебаний. Чтобы уверенно находиться между резонансами, нужно было выдержать значение n с точностью до $\pm 0,5\%$. Более того, вблизи полуцелых значений числа бетатронных колебаний на одном обороте существуют запрещенные полосы, что уменьшает допустимое отклонение n до $\pm 0,25\%$. Эти соображения заставили уменьшить используемые значения n и N .

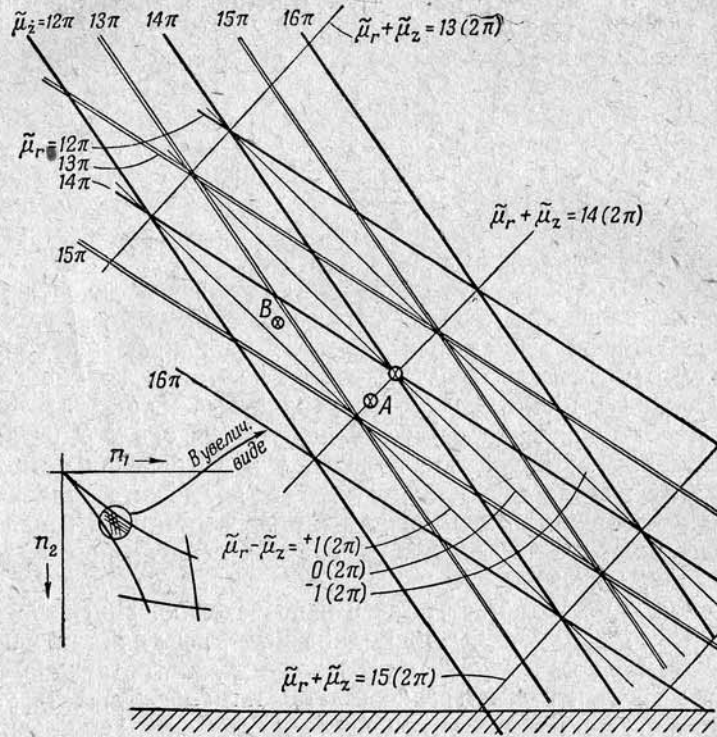
Построив диаграмму устойчивости для конечных значений n и N и нанеся на нее полосы резонанса и запрещенные полосы, получим небольшой допустимый «ромб», ограничивающий допустимые n . Это поясняется фиг. 38, взятой из отчета Кембриджской лаборатории [41] и относящейся к случаю $N/2 = 48$ двойных секторов и $n \approx 310$, когда на орбите укладывается около 7 бетатронных колебаний. Допустимое изменение n в пределах ромба порядка $\pm 3\%$; такая точность может быть достигнута практически при использовании компенсирующих линз и обмоток. Такая конструкция основана на постоянстве градиента магнитного поля и n в секторах. Описываемые ниже исследования исходят из этого положения о постоянстве градиента по сечению. При теоретическом рассмотрении учтены лишь линейные члены для таких полей.

Сейчас проводятся также исследования, учитывающие нелинейные эффекты, чтобы установить, будет ли обеспечивать устойчивость поле с изменением градиента по сечению. Предварительные результаты показывают, что при некоторых условиях такое непостоянство градиента может оказаться полезным, приводя к ослаблению рассмотренного выше роста амплитуды колебаний при резонансе. Если эти данные окажутся правильными, полюсным наконечникам можно будет придавать различную форму и приведенные выше ограничения области устойчивости отпадут¹⁾.

В ускорителе с сильной фокусировкой также действует механизм автофазировки. Отличие заключается лишь в том, что меняется соотношение между энергией частицы и длиной равновесной орбиты. Если импульс частицы отличается от значения, соответствующего центральной круговой орбите, то новая равновес-

¹⁾ Исследование влияния нелинейностей показало, что наряду с ограничением роста амплитуды при «линейных» резонансах они приводят к появлению резонансов «нелинейных». В результате этого не удается снизить требования на допуски. — Прим. ред.

ная орбита будет уже не окружностью, а некоторой периодической кривой, представляющей собой наложение гармонических и гиперболических отклонений на окружность некоторого равновесного радиуса. Орбиты, соответствующие энергии меньшей и большей, чем энергия частицы на средней круговой орбите, приведены

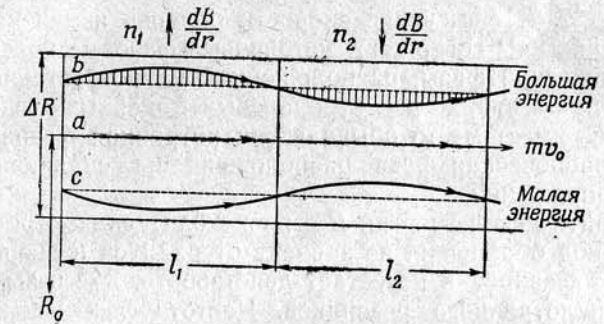


Фиг. 38. Диаграмма устойчивости для синхрофазотрона с сильной фокусировкой с учетом влияния ошибок и неоднородностей.

Точки орбитального резонанса и запрещенные полосы показаны диагональными линиями.

на фиг. 39; при этом средняя круговая орбита развернута в прямую. Пунктирными линиями, проходящими у смещенных орбит, показано среднее радиальное смещение для этих орбит. Если в обоих секторах градиенты равны и противоположны по знаку, то среднее поле на пунктирных кривых то же, что и для средней орбиты. Но среднее поле вдоль действительной смещенной орбиты в обоих секторах для верхней кривой (соответствующей большей энергии) больше, чем для соответствующей пунктирной кривой, а для нижней кривой — меньше. Длина траектории для большей энергии также больше длины средней окружности. Соответ-

ственно разброс значений радиусов орбит вследствие разброса скоростей частиц в случае сильной фокусировки меньше, чем в обычном ускорителе.



Фиг. 39. Орбиты частиц, энергия которых отличается от равновесной.

Описанное выше «уплотнение» орбит выражается с помощью соотношения между относительным изменением длины орбиты и относительным отклонением импульса

$$\frac{\Delta L}{L} = \alpha \frac{\Delta p}{p}. \quad (7.15)$$

Для нашего специального случая $n_1 = -n_2 = |n|$ множитель α равен

$$\alpha = \frac{1}{n} \frac{2N}{\pi V n} \frac{1}{\operatorname{cth} \frac{\pi V n}{N} - \operatorname{ctg} \frac{\pi V n}{N}}. \quad (7.16)$$

В центре области устойчивости, где $n = N^2/16$, это выражение сводится к $\alpha = 4,85/|n|$; при $n = 485$ значение $\alpha = 0,01$. С другой стороны, для обычного синхротрона

$$\alpha = \frac{1}{1-n} \sim 2,5.$$

Автофазировка определяется зависимостью периода обращения T от импульса. Эту зависимость можно выразить через изменение длины орбиты ΔL и изменение скорости Δv :

$$\frac{\Delta T}{T} = \frac{\Delta L}{L} - \frac{\Delta v}{v} = \left(\alpha - \frac{E_0^2}{E^2} \right) \frac{\Delta p}{p}. \quad (7.17)$$

В обычном синхротроне с небольшим постоянным показателем спада n величина в скобках всегда положительна, так как относительный прирост радиуса орбиты больше относительного прироста скорости. Но при больших градиентах величина α мала

и скобки отрицательны для значения энергии E , не превышающих

$$E_c = \frac{E_0}{\sqrt{\alpha}}. \quad (7.18)$$

При $E < E_c$ изменение скорости больше изменения длины орбиты и частицы совершают устойчивые фазовые колебания вокруг равновесной фазы, расположенной на возрастающей части кривой напряжения, как в резонансных линейных ускорителях. При $E > E_c$ имеет место обычная синхротронная фазовая устойчивость; равновесная фаза расположена на спадающей части кривой напряжений.

При критической энергии E_c происходит скачок равновесной фазы; период обращения не зависит от радиуса и энергии и механизм автофазировки перестает действовать. Здесь выполняется условие циклотронного резонанса. Частота фазовых колебаний резко падает в этой точке до нуля. Во избежание потери частиц следует в этой точке изменить фазу ускоряющего поля на величину скачка равновесной фазы с возрастающей части кривой напряжения на спадающую, т. е. приблизительно на 120° . Электронные схемы для получения такого скачка вполне осуществимы. Большинство конструкторов ускорителей полагает, что пучок пройдет точку скачка равновесной фазы без существенных потерь¹⁾.

Частота фазовых колебаний определяется формулой

$$\Omega_s = \omega_0 \frac{E_0}{E} \left[\frac{eV \cos \varphi_e h}{2\pi E} \left(1 - \alpha \left(\frac{E}{E_0} \right)^2 \right) \right]^{1/2}. \quad (7.19)$$

Здесь ω_0 — максимально возможная (релятивистская) угловая частота обращения частицы; V — амплитуда ускоряющего напряжения; φ_e — равновесная фаза (выбираемая обычно равной 30°); h — кратность: отношение частоты ускоряющего поля к частоте обращения. Значение частоты фазовых колебаний меняется приблизительно от $0,01 f_0$ в начале ускорения до $0,0003 f_0$ при максимальной энергии. Эти пределы несколько зависят от конкретных параметров ускорителя.

Амплитуда фазовых колебаний зависит от значения равновесной фазы φ_e . Если оно очень мало, так что средний прирост энергии мал по сравнению с максимально возможным за оборот,

¹⁾ А. Коломенский, В. Петухов и М. Рабинович показали, что критическую энергию можно ликвидировать за счет введения секторов с магнитным полем обратного направления. Однако введение обратных полей увеличивает периметр орбиты и, следовательно, вес магнита. В. Владимирский и Е. Тарасов предложили использовать резонансное возмущение основной орбиты участками поля с обратным направлением, что существенно уменьшает необходимое увеличение периметра орбиты (см. сборник «Некоторые вопросы теории циклических ускорителей», Изд. Акад. наук СССР, 1955). — *Прим. ред.*

то область устойчивости равна почти 2π . Если амплитуда напряжения вдвое больше среднего прироста энергии за оборот (выраженного в вольтах), то равновесная фаза равна 30° . При этом угол захвата будет около $1,1\pi$ радиан, т. е. в режим синхронного ускорения будет захвачено несколько больше половины ионов, равномерно распределенных по орбите. В процессе ускорения фазовые колебания затухают приблизительно в 4 раза, так что превышение амплитуды напряжения над равновесным значением может быть в последней части периода ускорения уменьшено (т. е. фазовый угол может быть увеличен).

§ 4. Разработка конструкции ускорителей на несколько миллиардов электрон-вольт

Уменьшение требуемых сечений магнита и мощности питания при использовании сильной фокусировки позволяет при затратах того же порядка, что и для бетатрона или космотрона, построить ускорители на значительно большую энергию. Произведенная оценка показывает, что при таких же затратах можно построить ускорители, рассчитанные на энергию в 5 раз большую. Дальнейшая разработка может сделать возможным достижение энергий порядка 50—100 Бэв.

Сейчас ведется разработка конструкций таких ускорителей в широком диапазоне энергий. Электронный синхротрон Корнеллского университета переоборудовывается на меньшие магниты и больший радиус и будет давать электроны с энергией 1—2 Бэв. Проектируется применение различных последовательностей полюсных наконечников в ускорителе с постоянным градиентом типа космотрона, но с сильно уменьшенным сечением камеры и полюсных наконечников со знакопеременным градиентом для проверки нового принципа фокусировки. Комиссия по атомной энергии Франции планирует строительство в лаборатории Сакле протонного ускорителя с сильной фокусировкой на 1,5 Бэв с целью проверки принципа; эта установка послужит моделью ускорителей для получения частиц больших энергий.

Проектная группа Гарвардского университета и Массачусетского института технологии (Кембридж) закончила предварительное проектирование [41] протонного ускорителя на 10—15 Бэв. Эта энергия превышает в 5 раз энергию, достижимую в космотроне; опыты в этом диапазоне энергий представляют большой научный интерес. Недавно эта группа представила также предварительную разработку электронного синхротрона на 5 Бэв. Вторая проектная группа в Принстонском университете исследует другие конструкции магнитов, обеспечивающие фокусировку, и другие варианты высокочастотных систем ускорителей в том же диапазоне 10—15 Бэв.

Европейский совет по ядерным исследованиям (CERN) планирует строительство протонного синхротрона с сильной фокусировкой на 25 Бэв в новой лаборатории, которая будет находиться вблизи Женевы. В предварительном этапе разработки участвовали группы исследователей из Бергена, Копенгагена, Парижа, Харвеллской лаборатории AERE (Англия) и некоторых других научных центров Европы. Руководителем этой проектной группы является О. Даль (Норвегия). С октября 1953 г. руководство этой группы начало собираться в Женеве при Институте физики Женевского университета для организации новой лаборатории. Эта попытка представляет собой наиболее многообещающую возможность международного научного сотрудничества, результатов которого мы с интересом ожидаем.

В Брукхавенской национальной лаборатории, где был впервые предложен принцип сильной фокусировки, развернулись широкие исследования, рассчитанные на длительный срок. Был создан новый отдел разработки ускорителей под руководством директора Брукхавенской лаборатории Хэйворса. В этом отделе используется опыт многих участников создания космотрона. Конечной целью намечено достижение энергии порядка 25—35 Бэв. Комиссия по атомной энергии США, сознавая важность получения частиц больших энергий, субсидирует исследования в Брукхавене, а также в Кембридже и Принстоне.

Большой интерес к ускорителю с сильной фокусировкой проявляют и в университетах Чикаго, Иллинойса, Мичигана, Висконсина, Миннесоты, Айовы, Индианы и в Аргоннской национальной лаборатории. Здесь начата организационная и проектная работа, цель которой — получение частиц с энергией 20 Бэв.

Большой интерес и широкий фронт работ позволяют ожидать появления нового типа ускорителей¹⁾ на существенно большие энергии.

В различных проектных исследованиях уже осуществлено несколько попыток предусмотреть технические трудности, которые могут возникнуть при конструировании, и заранее рассчитать размеры и другие основные параметры. Наиболее подробные исследования такого рода проведены Кембриджской группой для ускорителя на 15 Бэв [41]. В Брукхавене проведены более общие

¹⁾ Следует указать на новый тип ускорителя (кольцевой фазотрон) с сильной фокусировкой, в котором частицы ускоряются в узком кольце в постоянном магнитном поле. Этот ускоритель предложили советские физики А. Коломенский, В. Петухов и М. Рабинович (см. сборник, «Некоторые вопросы теории циклических ускорителей», Изд. Акад. наук СССР, 1955), а также группа американских физиков [K. R. Symon, D. W. Kerst, K. M. Terwilliger, L. W. Jones, Bull. Am. Phys. Soc., 30, No. 1, 13 (1955)]. — Прим. ред.

исследования по определению стоимости ускорителей на 1, 20, 30, 50 и 100 Бэв. Ориентировочные параметры были также рассчитаны группой CERN для ускорителя на 25 и 30 Бэв. Ни одно из этих исследований не доведено до подробного расчета или инженерного проектирования, так что можно ожидать многочисленных изменений в процессе осуществления. Тем не менее определенные общие свойства и характеристики таких ускорителей можно считать выясненными. Для примера приведем ориентировочные значения параметров для электронного ускорителя на 5 Бэв, полученные Кембриджской группой, и для ускорителя на 30 Бэв, рассчитанные в Брукхавене (табл. 5).

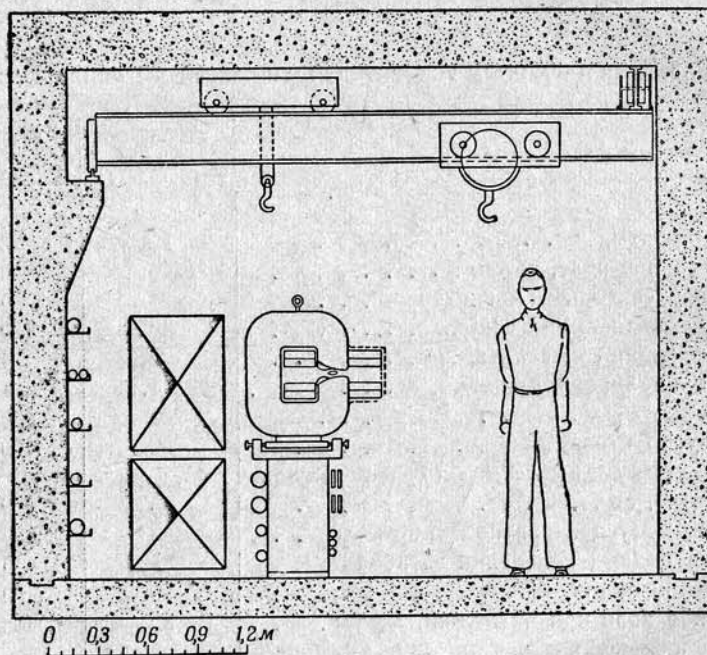
Таблица 5

ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ УСКОРИТЕЛЕЙ С СИЛЬНОЙ ФОКУСИРОВКОЙ

	Электронный на 5 Бэв	Протонный на 30 Бэв
Радиус орбиты, м	20,5	78
Максимальное поле, гауссы	8000	13000
Число пар секторных магнитов	24	60
Число прямолинейных секций	48	120
Длина секторного магнита, м	2,6	4
Длина прямолинейной секции, м	1,25	1,5
Длина орбиты, м	200	660
Радиус ускорителя, м	30	105
Зазор между полюсами (у центральной орбиты), см	5	9
Значение n_0 (у центральной орбиты)	103	484
Число свободных колебаний за оборот	5,2	8,75
Энергия инжекции, Мэв	20	50
Магнитное поле при инжекции, гауссы	32	133
Частота обращения частиц при инжекции, мгц	1,6	0,14
Максимальная частота обращения, мгц	1,6	0,45
Отношение частот в. ч. поля и обращения	64	24
Частота ускоряющего поля при инжекции, мгц	102	3,4
Максимальная частота ускоряющего поля, мгц	102	10,8
Время нарастания магнитного поля, сек.	1/120	1,0
Прирост энергии за оборот, кэв	2640	81
Частота повторения импульсов, сек.	1/30	3,3

§ 5. Основы конструкции

Конструкция ускорителей с сильной фокусировкой отличается рядом новых необычных черт. При большом радиусе орбиты и малом сечении магнитов оказывается целесообразнее кольцеобразное помещение для машины вместо обычного большого зала. Проблемы защиты от проникающего излучения очень большой энергии, сосредоточенного в горизонтальной плоскости, может быть решена за счет расположения ускорителя в подземном рве или туннеле. Соответствующей защитой крыши туннеля можно обеспечить поглощение рассеянного излучения меньшей энергии.

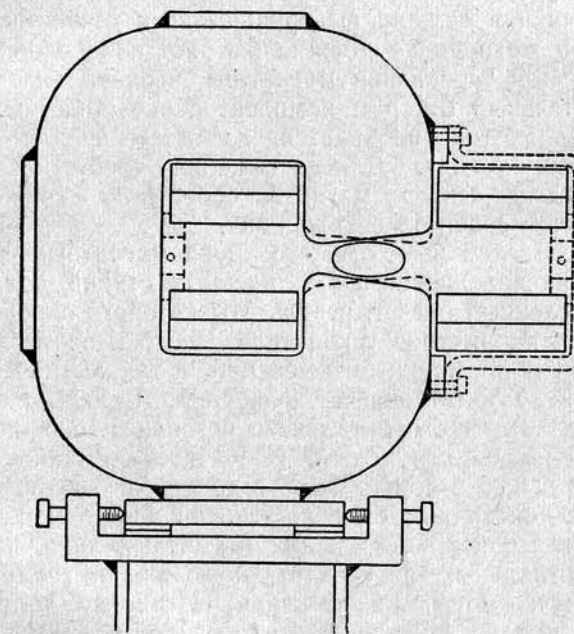


Фиг. 40. Туннельное помещение для синхрофазотрона с сильной фокусировкой (проект).

Поскольку нет необходимости и возможности расположить пульт управления оператора так, чтобы он мог наблюдать за машиной, то его можно поместить в любом удобном центральном месте при условии исключительно дистанционного управления. Схема такого туннельного помещения показана на фиг. 40, заимствованной из кембриджского проекта.

Большое число спаренных магнитов сравнительно малых размеров позволяет пользоваться эффективными подсобными маши-

нами и поточными методами сборки. Малые размеры большинства узлов ускорителя по сравнению с мощными ускорителями другого типа упрощают проблему транспортировки. В результате инженерной разработки единого образца секторного магнита и массового производства большого числа спаренных магнитов будет достигнуто хорошее качество работы этих узлов. Применение взаимозаменяемых узлов облегчит уход за машиной и ее ремонт. Предусмотренное последовательное обслуживание узлов, например системы вакуумных насосов, уменьшит время, требуемое для ухода. Во многих отношениях этот ускоритель, несмотря на свою величину и дороговизну вследствие большого радиуса орбиты, окажется проще по конструкции, наладке и работе, чем прежние установки с единственным большим магнитом.



Фиг. 41. Схематический чертеж сечения синхрофазотрона с сильной фокусировкой. Видна небольшая вакуумная камера.

Конструкция магнита развивается в сторону простого С-образного магнита с короткими скошенными полюсами, с обратным ярмом лишь с одной стороны (для облегчения установки камеры и вывода пучков частиц от мишени) и с медными обмотками большого сечения, непосредственно прилегающими к магнитному зазору.

Схема сечения магнита показана на фиг. 41 (из кембриджского проекта). Форма полюсных наконечников близка к прямоугольной гиперболе, что обеспечивает однородность градиента магнитного поля в пределах камеры: градиент направлен в последовательных магнитах попеременно то вправо, то влево. Постоянная гиперболы и положение ее осей рассчитаны так, чтобы обеспечить расчетное значение n . Поскольку это значение n несколько меньше намечавшегося ранее (с целью увеличения расстояния между резонансными значениями n), то гиперболические полюса будут более плоскими, а изменение высоты зазора вдоль зазора — меньше. Следствием этого изменения является меньшее влияние насыщения полюсного наконечника, начинающегося с узкой части зазора; этим облегчается проблема корректировки насыщения. Форма полюсных наконечников должна выдерживаться с точностью порядка 0,5%; такого же порядка должно быть отличие одного сектора от другого. Для усреднения магнитных неоднородностей требуется тщательный отбор и комплектование железных пластин магнитопровода (он набирается из пластин для уменьшения вихревых токов). Для достижения требуемой точности можно каждый сектор магнита собрать и сварить заранее, прежде чем собирать всю машину.

Для определения необходимого числа магнитных секторов и требуемого расположения прямолинейных секций должен быть проведен численный расчет, результаты которого определяют выбор основных параметров ускорителя. Число и размеры магнитных секторов и прямолинейных секций, а также значение n определяют число бетатронных колебаний, укладываемых в орбите. Во избежание орбитального резонанса оно не должно быть ни целым, ни полуцелым. (Обратите внимание на выбор значений 5,2 и 8,75 в приведенной выше табл. 5.) Число прямолинейных секций должно быть достаточно для размещения ускоряющей системы, корректирующих магнитных линз, инжектора, мишеней и сигнальных электродов, определяющих геометрическое положение пучка во время ускорения. Но оно не должно быть слишком велико во избежание бесполезного удлинения орбиты.

Длина каждого магнитного сектора не должна выходить за пределы, определяемые возможностями сборки и машинной обработки. Длина прямолинейных секций должна быть достаточна для установки необходимых приспособлений, но не настолько велика, чтобы заметно увеличить амплитуду бетатронных колебаний. Нарастание амплитуды минимально при расположении прямолинейных секций не между магнитными секторами, а в центре фокусирующего магнитного сектора. Это легко объяснить, пользуясь оптической аналогией. В центре фокусирующей или дефокусирующей линзы направление лучей ближе к направлению

оси системы, чем между линзами, поэтому прямолинейная секция приводит здесь к меньшему боковому отклонению частиц пучка. Поэтому естественно собирать магнит из пар, состоящих из половинки фокусирующего и половинки дефокусирующего секторов.

Схема сборки должна также предусматривать такое число расположенных через равные промежутки прямолинейных секций, которое позволило бы расположить в них ускоряющие приспособления, работающие на требуемой гармонике частоты обращения. Так, в ускорителе на 30 Бэв, данные для которого приведены в табл. 5, выбор 120 прямолинейных секций позволяет работать на 24-й (или 20-й или 30-й) гармонике частоты обращения. При этом за счет автофазировки образуется 24 равномерно расположенных по орбите сгустка ионов. Используемая частота будет как раз в диапазоне, в котором можно использовать ферритовые сердечники.

Наконец, параметры следует выбирать так, чтобы не возникало гармонических орбитальных резонансов. Например, число бетатронных колебаний на оборот не должно быть равно отношению частоты ускоряющего поля к частоте обращения или числу групп магнитных секторов на орбите.

Ускоритель, рассчитанный так, чтобы не было орбитального резонанса, должен иметь постоянный во времени градиент поля (постоянное значение n). Но насыщение железа в конце цикла ускорения и вихревые токи в начале цикла искажают однородность поля. В связи с этим был предложен метод компенсации таких искажений с помощью коротких корректирующих линз в некоторых прямолинейных секциях, представляющих собой квадрупольные магниты, создающие дополнительный градиент, но не отклоняющие пучка. Такие корректирующие линзы должны быть двух типов: фокусирующие и дефокусирующие по каждому из поперечных направлений. Их желательнее располагать в прямолинейных секциях обоих типов: между фокусирующими и дефокусирующими секторами. Исследования показали, что с помощью таких корректирующих линз можно обеспечить постоянство градиента, достаточное для того, чтобы ускоритель не выходил при работе за пределы области («ромба») устойчивости.

Градиент должен быть также постоянным по используемому сечению магнитного зазора. Вихревые токи, остаточные поля и несимметрия насыщения наконечников приводят к нарушению однородности градиента. Этот эффект можно описать введением нелинейных членов в уравнение для магнитного поля (так называемые нелинейные эффекты). Имеется несколько методов корректировки таких неоднородностей. Можно подавать в обмотки, расположенные на полюсных наконечниках, ток, изменяющийся по определенному закону, чтобы обеспечить требуемую форму поля; можно поместить в прямолинейных секциях шестиполюсные

(или иные) корректирующие магниты, вводящие нелинейные градиенты. Подробные исследования магнитных моделей, необходимые для анализа предъявляемых требований, еще не завершены; необходимы дальнейшие исследования для определения величины поправок, устраняющих неоднородность.

Начальная скорость частиц, а следовательно, и начальная частота изменения ускоряющего напряжения определяются энергией инжектируемого пучка протонов. Конечная скорость частиц и конечная частота изменения ускоряющего напряжения определяются конечной энергией протонов (30 Бэв); при этой энергии скорость протонов близка к скорости света.

Диапазон изменения частоты в процессе ускорения накладывает основное ограничение на возможности высокочастотной ускоряющей системы. В приведенной выше табл. 5 предполагается в качестве инжектора в протонном ускорителе использовать линейный ускоритель на 50 Мэв. Если начинать ускорение с такой большой энергии, то диапазон изменения частоты становится существенно меньше и проблема конструирования высокочастотной системы упрощается. Однако создание подходящего линейного ускорителя на 50 Мэв является задачей будущего.

Для электронов частота обращения становится, по существу, постоянной уже при очень малой энергии, так что можно обойтись без модуляции частоты. Чтобы ускорять электроны высокочастотным полем постоянной частоты при сохранении малого сечения вакуумной камеры, нужно, чтобы скорость электронов была очень близка к скорости света. Этим и определяется энергия инжекции в 20 Мэв, принятая в электронном ускорителе на 5 Бэв, приведенном в табл. 5.

Требования к мощности высокочастотной системы определяются диапазоном частот и приростом энергии частицы за оборот, зависящим от скорости нарастания магнитного поля и радиуса орбиты. Период изменения магнитного поля влияет также и на мощность системы питания магнита. Выбор параметров должен производиться с точки зрения минимальной общей стоимости системы. В современных конструкциях синхрофазотронов время нарастания магнитного поля — порядка 1 сек., а частота повторения циклов ускорения — 10—20 циклов в 1 мин.; эти данные приняты исходя из требований к мощности питания магнитов и мощности высокочастотной системы. Разность потенциалов, которую должна пройти равновесная частица за оборот (в вольтах), равна

$$V = Cr_0 \frac{dB}{dt}, \quad (7.20)$$

где C — полная длина орбиты, включая прямолинейные секции; r_0 — радиус центральной орбиты в магнитных секторах;

dB/dt — скорость нарастания магнитного поля. Значения этих параметров для ускорителя на 30 Бэв приведены в табл. 5.

Наиболее многообещающим методом резонансного ускорения является метод индукционного ускорения с помощью ферритовых сердечников, охватывающих орбиту, подобно тому, как это сделано в космотроне. Предполагается использовать большое число одинаковых высокочастотных систем, равномерно расположенных по орбите и работающих на частоте, в соответствующее число раз больше частоты обращения, так что все они могут возбуждаться в фазе. Полная высокочастотная мощность, необходимая для получения заданного значения V , обратно пропорциональна числу ускоряющих промежутков. Увеличение числа ускоряющих промежутков способствует также уменьшению амплитуды фазовых колебаний.

Имеется два метода возбуждения резонаторов, нагруженных ферритом. Можно, как в космотроне, возбуждать ненастроенную резонансную полость с помощью широкополосного усилителя в диапазоне необходимых частот. В этом случае полость должна быть нерезонансной. Основная трудность заключается в малом импедансе такой системы, вследствие чего для ее возбуждения требуются большие токи, особенно на низкочастотном краю цикла. Другой метод заключается в резонансной настройке полого резонатора в диапазоне частот за счет изменения магнитной проницаемости ферритного сердечника с помощью постоянного подмагничивания, вызывающего частичное насыщение сердечника. Импеданс настроенного резонатора выше; его можно возбуждать генератором с сильной связью; добротность Q такого резонатора велика, вследствие чего напряжение в нем усиливается. Выбор метода и высокочастотной аппаратуры зависит от диапазона частот, требуемого напряжения и других характеристик контура. Этот вопрос представляет собой интересную радиотехническую задачу.

Требуемая мощность и стоимость высокочастотной установки резко растут с увеличением размеров и конечной энергии протонного синхротрона с сильной фокусировкой. При переходе к энергиям в диапазоне 100 Бэв именно стоимость высокочастотной установки может оказаться ограничивающим фактором.

В электронном синхрофазотроне с сильной фокусировкой быстрое нарастание стоимости ускоряющей системы, которая должна компенсировать потери на излучение, ограничивает практически достижимую энергию. Для обычных синхротронов с одним ускоряющим промежутком предельная энергия порядка 2 Бэв. Применяя несколько сфазированных ускоряющих систем в прямолинейных секциях, можно значительно увеличить прирост энергии за оборот и повысить предельную энергию приблизительно до 10 Бэв. В кембриджском проекте, представленном в

табл. 5, требуется напряжение свыше 2,5 млн. в на оборот. Такое напряжение достигается с помощью нескольких (8 или 16) полых резонаторов с большой добротностью, возбуждаемых на высокой гармонике частоты обращения. Для проектируемой энергии 5 Бэв стоимость высокочастотной системы не слишком велика, но при увеличении энергии доля стоимости высокочастотной системы будет все возрастать.

Другие элементы ускорителя с сильной фокусировкой значительно проще, чем в прежних ускорителях. Например, в качестве вакуумной камеры можно взять тонкостенную трубку овального сечения с поперечником всего несколько дюймов. Такая камера показана на фиг. 41, заимствованной из кембриджского проекта. Объем этой камеры мал, так что можно воспользоваться сравнительно небольшими насосами, что сильно упрощает задачу поддержания вакуума. Применение тонкостенной вакуумной камеры позволяет также выводить наружу излучение от мишени с минимальным поглощением.

§ 6. Заключение

Предшествующее описание планов и проектов представляет собой первую попытку написать новую, последнюю, главу истории развития ускорителей. Для специалиста по ядерной физике или по сооружению ускорителей это увлекательнейшая история. Развитие ускорителей привело за последние 25 лет к колоссальному расширению области ядерной физики. Временами развитие новой успешной теории подгоняло развитие ускорителей. Временами же, наоборот, экспериментальные результаты, полученные на недавно законченных ускорителях, дающих частицы рекордно больших энергий, давали толчок новому развитию теории. Это содружество эксперимента и теории привело ко все более быстрому нарастанию предельно достижимой энергии.

Каждый тип ускорителей прошел в свое время путь быстрого развития от первых небольших установок, построенных для проверки принципа работы и разработки ряда конструктивных проблем, до ускорителей с максимальными практически осуществимыми пределами, определяемыми техническими или экономическими ограничениями. Так, электростатический ускоритель быстро дошел в своем развитии до предела в 4 Мэв, определяемого электрическим пробоем. Циклотрон менее чем за десятилетие превратился из лабораторной редкости в мощный ускоритель диаметром магнита 1,5 м; дальнейшее развитие циклотрона ограничивалось релятивистским нарастанием массы ускоряемых ионов. Сейчас фазотрон, повидимому, достиг предела в своем развитии, определяемого его гигантскими размерами и быстрым ростом

стоимости сплошного сердечника магнита при дальнейшем увеличении энергии.

Как раз когда развитие какого-либо типа ускорителя достигало практического предела энергии, и дальнейший прогресс, казалось, приостанавливался, создавался новый тип ускорителя, повышающий предел достижимых энергий и приводящий к новому скачку в технике ускорения. Так, каждый тип ускорителя был в свое время рекордным по предельной энергии, но затем уступал первенство более новому типу. Грубо говоря, можно указать такую последовательность ускорителей со все возрастающей максимальной энергией: высоковольтная установка Кокрофта — Уолтона, электростатический генератор (Ван де Граафа), циклотрон, бетатрон, фазотрон и синхротрон, синхрофазотрон и, наконец, синхрофазотрон с сильной фокусировкой.

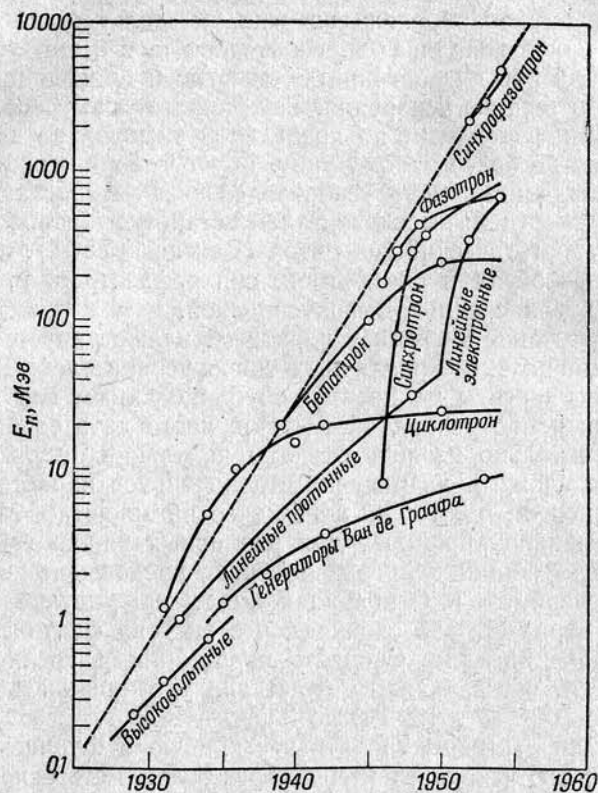
Это нарастание энергии ускорителей иллюстрируется фиг. 42, где показано развитие различных типов ускорителей. Даты и значения энергии взяты по первым опубликованным сообщениям о достижении новой рекордной энергии; часто дата сообщения отстает на несколько месяцев от даты получения результата. Для того чтобы уложить на рисунке стремительное нарастание энергии, для энергии принят логарифмический масштаб. Можно построить огибающую кривых для различных типов ускорителей, отражающую общий непрерывный рост предельной достигнутой энергии со временем. Огибающая имеет на рисунке примерно линейный характер; это означает, что энергия фактически нарастает экспоненциально. Скорость нарастания энергии характеризуется тем, что за каждые 6 лет она увеличивалась в 10 раз, начиная со 100 кэв в 1929 г. до 3 Бэв в 1952 г.

Интересно экстраполировать эту кривую в будущем и найти по ней энергию ускорителей еще через 6 лет. Есть основания надеяться, что к этому времени на синхрофазотроне с сильной фокусировкой Брукхавенского университета или CERN будет достигнута энергия 25 Бэв.

Дальнейшая экстраполяция этой экспоненциально нарастающей кривой привела бы к совершенно гигантским ускорителям, стоимость которых превосходила бы любые разумные суммы даже для субсидируемых правительством лабораторий. Так что мы отложим дальнейшую экстраполяцию, пока существующие машины не проявят своих возможностей.

Тех из нас, кто работает в области ускорителей, часто спрашивают: «Когда же остановится это развитие ускорителей на все большие и большие энергии?» Но следует иметь в виду, что это развитие определяется не стремлением ко все большим энергиям, а требованиями непрерывно расширяющегося горизонта науки. Пока в природе существуют нерешенные проблемы, на которые может дать ответ исследование частиц большой энер-

гии, и пока продолжает существовать стремление науки к разрешению этих проблем, до тех пор будет непрерывно существо-



Фиг. 42. Экспоненциальный рост максимальной достигнутой в ускорителях энергии за последние 25 лет.

вать настоятельная необходимость развития соответствующих приборов и инструментов.

ЛИТЕРАТУРА¹⁾

1. Marshak R. E., Meson Physics, New York, 1952; Rossi B., High Energy Particles, New York, 1952. (См. перевод: Росси Б., Частицы больших энергий, М. — Л., 1955.)

¹⁾ Периодическая литература по ускорителям освещена в виде рефератов и переводов в сборниках «Проблемы современной физики», вып. 1, 2, 6 (1948); вып. 1 (1950); вып. 12 (1951); вып. 2 (1952); вып. 11 (1954). — Прим. ред.

2. Fowler W. B., Shutt R. P., Thorndike A. M., Whittmore W. L., Phys. Rev., 93, 861 (1954).
3. Kerst D. W., Serber R., Phys. Rev., 60, 53 (1941).
4. Blewett J. P., Phys. Rev., 69, 87 (1946); Schwinger J., Phys. Rev., 75, 1912 (1949).
- 4а*. Арцимович Л. А., Померанчук И. Я., ЖЭТФ, 16, 379 (1946); Иваненко Д. Д., Померанчук И. Я., ДАН СССР, 44, 343 (1944); Иваненко Д. Д., Соколов А. А., ДАН СССР, 59, 1551 (1948).
5. McMillan E. M., Phys. Rev., 68, 143 (1945).
6. Векслер В., Journ. of Phys. (СССР), 9, 153 (1945); ДАН СССР, 43, 346; 44, 393 (1944).
7. Twiss R. Q., Frank N. H., Rev. Sci. Instr., 20, 1 (1949). (См. перевод: «Резонансные циклические ускорители элементарных частиц», сборник статей, ИЛ, 1950.)
8. Goward F. K., Barnes D. E., Nature, 158, 413 (1946).
9. Elder F. R. et al., Journ. Appl. Phys., 18, 810 (1947). (См. перевод: «Резонансные циклические ускорители элементарных частиц», сборник статей, ИЛ, 1950.)
10. Dennison D. M., Berlin T., Phys. Rev., 70, 58 (1946).
11. Bohm D., Foldy L., Phys. Rev., 70, 249 (1946).
12. Frank N. H., Phys. Rev., 70, 177 (1946). (См. перевод: «Резонансные циклические ускорители элементарных частиц», сборник статей, ИЛ, 1950.)
13. Lawson J., Gen. Elec. Res. Lab. Quart. Rep., September 6, 1948.
14. Crane H. R., Phys. Rev., 69, 542 (1946).
15. Dennison D. M., Berlin T., Phys. Rev., 70, 764 (1946).
16. Bohm D., Foldy L., Phys. Rev., 72, 649 (1947). (См. перевод: «Резонансные циклические ускорители элементарных частиц», сборник статей, ИЛ, 1950.)
17. Henrich L. R., Sewell D. C., Vale J., Rev. Sci. Instr., 20, 887 (1949). [См. перевод: «Проблемы современной физики», Ускорители заряженных частиц, вып. 2, ИЛ (1952).]
18. Schmidt F. H., Rev. Sci. Instr., 17, 301 (1946). (См. перевод: «Резонансные циклические ускорители элементарных частиц», сборник статей, ИЛ, 1950.)
19. Mac Kenzie K. R., Schmidt F. H., Woodyard J. R., Wouters L. F., Rev. Sci. Instr., 20, 126 (1949). (См. перевод: «Резонансные циклические ускорители элементарных частиц», сборник статей, ИЛ, 1950.)
20. Mac Kenzie K. R., Rev. Sci. Instr., 22, 302 (1951).
21. Wideröe R., Arch. Electrotechn., 21, 387 (1929).
22. Lawrence E. O., Sloan D. H., Phys. Rev., 38, 2021 (1931).
23. Sloan D. H., Coates W. M., Phys. Rev., 46, 539 (1934).
24. Alvarez L. W., Phys. Rev., 70, 799a (1946).

* Добавлено редактором перевода.

25. Turner C., Cork B., Ballam J., Gordon H., Phys. Rev., 73, 534a (1948).
26. Cork B., Zajec E., Phys. Rev., 92, 853A (1953).
27. Blewett J. P., Phys. Rev., 88, 1197 (1952).
28. Fry D. W., R-S-Harvie R. B., Mullett L. B., Walkinshaw W., Nature, 160, 351 (1947).
29. Slater J. C., Rev. Mod. Phys., 20, 473 (1948). [См. перевод: «Успехи физич. наук» 37, 316; 37, 459 (1949).]
30. Ginzton E. L., Hansen W. W., Kennedy W. R., Rev. Sci. Instr., 19, 89 (1948). [См. перевод: «Проблемы современной физики», Ускорители заряженных частиц, вып. 2, ИЛ (1952).]
31. Microwave Laboratory Rep. No. 185, Stanford Univ., Palo Alto, Calif.
32. Oliphant M. L., Gooden F. S., Hide G. S., Proc. Phys. Soc., 59, 666 (1947).
33. Gooden J. S., Jensen H. H., Symonds J. L., Proc. Phys. Soc., 59, 677 (1947).
34. Brobeck W. M., Rev. Sci. Instr., 19, 545 (1948).
35. Livingston M. S., Phys. Rev., 73, 1258A (1948).
36. Livingston M. S., Blewett J. P., Green K., Haworth L. J., Rev. Sci. Instr., 21, 7 (1949).
37. Cosmotron Staff, Rev. Sci. Instr., 24, 723, 870 (1953). [См. сокращенный перевод: «Проблемы современной физики», Ускорители заряженных частиц, вып. 11, ИЛ (1954).]
38. Oliphant M. L., Nature, 165, 466 (1950).
39. Courant E., Livingston M. S., Snyder H., Phys. Rev., 88, 1190 (1952). [См. перевод: «Проблемы современной физики», Ускорители заряженных частиц, вып. 11, ИЛ (1954).]
40. Jaeger J. C., Introduction to Applied Mathematics, Oxford, 1951.
41. Laboratory for Nuclear Science Techn. Rep., No. 60, Mass. Inst. of Technology, June 30, 1953.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие редактора перевода	5
Предисловие	9
Глава 1. Ускорители заряженных частиц до больших энергий как инструмент для ядерных исследований	11
§ 1. Введение	11
§ 2. Неустойчивые частицы и пороги реакций	12
§ 3. Ускорители для получения мезонов	21
§ 4. Ускорители для получения частиц с энергией несколько миллиардов электрон-вольт	22
Глава 2. Основы методов ускорения частиц до больших энергий	24
§ 1. Релятивистские уравнения движения	25
§ 2. Орбитальная устойчивость	30
§ 3. Свободные колебания	34
§ 4. Энергия частиц	37
§ 5. Фазовая устойчивость в круговом движении	40
§ 6. Связь между колебаниями	46
§ 7. Описание движения частиц	47
Глава 3. Электронный синхротрон	50
§ 1. Ранний этап развития	50
§ 2. Принцип действия	53
§ 3. Магнит	55
§ 4. Инжекция	57
§ 5. Высокочастотная ускорительная система	59
§ 6. Мишень	60
Глава 4. Фазотрон	63
§ 1. Первый этап разработки	63
§ 2. Принцип действия	66
§ 3. Магнитное поле	69

§ 4. Эффективность захвата	72
§ 5. Генератор высокочастотного поля	73
§ 6. Вакуумная камера	75
§ 7. Устройство мишени и свойства пучка	76
Глава 5. Линейные ускорители	80
§ 1. Характеристики линейного ускорения	80
§ 2. Первые конструкции линейных ускорителей	82
§ 3. Автофазировка	84
§ 4. Протонный линейный ускоритель («лиinak»)	86
§ 5. Проблема фокусировки	91
§ 6. Электронные линейные ускорители	92
Глава 6. Синхрофазотрон	96
§ 1. История развития	98
§ 2. Принцип действия	100
§ 3. Конструкция	102
§ 4. Кольцевой магнит	106
§ 5. Ускоряющая система	111
§ 6. Вакуумная камера	113
§ 7. Мишени и защита	115
Глава 7. Фокусировка с переменным показателем магнитного поля 119	
§ 1. Принцип устойчивости	119
§ 2. Магнитная линза с переменным знаком градиента	122
§ 3. Синхротрон с сильной фокусировкой	126
§ 4. Разработка конструкции ускорителей на несколько миллиардов электрон-вольт	133
§ 5. Основы конструкции	136
§ 6. Заключение	142
Литература	144

М. Стенли Левингстон

УСКОРИТЕЛИ

Редактор Л. В. ГЕССЕН

Технический редактор Н. А. Иовлева

Слано в производство 9/ХІІ-1955 г. Подписано к печати 15/ІІ-1956 г. Т-00386.
 Бумага 60×92¹/₁₆ = 4,6 бум. л. 9,2 печ. л. Уч. изд. 8,8. Изд. № 2/2815.

Цена 8 р. 15 к. Зак. 1256.

Издательство Иностранной литературы. Москва, Ново-Алексеевская, 52.

Набрано в тип. «Трудрезервиздат», Москва, Хохловский пер., 7
 Отпечатано в тип. Металлургиздата, Москва, Цветной б., 30. Заказ 169.

ОПЕЧАТКИ

Стр.	Строка	Напечатано	Следует читать	По чьей вине
7	7 св.	-частиц	α-частиц	Типогр.
26	13 сн.	dL/d	$dL/d\theta$	»
32	4 сн.	B_z	B_{z0}	»
34	9 сн.	$r = r_0 +$ и считая малой	$r = r_0 + \rho$ и считая ρ малой	»
48	7 св.	радиально-фрезовые	радиально-фазовые	»
87	5 сн.	$L =$	$L = \beta\lambda$	»
109	Формула (6.3)	$V = N \frac{d\Phi}{dt} +$	$V = N \frac{d\Phi}{dt} +$	»
122	9 сн.	$B = 0$	$B_x = 0$	»
122	8 сн.	$B = ky$	$B_z = ky$	»
126	18 св.	$dE/dy =$	$dE_z/dy =$	»
135	1 сн.	Частота повторения	Период повторения	Ред.

Заказ 169