

ПРОЕКТЫ ГИГАНТСКИХ УСКОРИТЕЛЕЙ ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ ЧАСТИЦ С ЭНЕРГИЕЙ 10^{10} eV

Введение

Получение частиц весьма большой энергии с помощью специальных установок — ускорителей — является одной из центральных задач современной физики. Наибольшее развитие в настоящее время получили циклические резонансные ускорители*). В этих установках частицы, обращаясь в магнитном поле, совершают одни и те же или близкие циклы, получая энергию от высокочастотного электрического поля при прохождении ускоряющих промежутков. Циклическая частота $\dot{\theta}$ обращения частицы с полной энергией E в магнитном поле H равна:

$$\dot{\theta} = \frac{ceH}{E}. \quad (1)$$

Из (1) следует, что радиус орбиты равен

$$R = \frac{E\beta}{eH}, \quad (2)$$

где $\beta = \frac{v}{c}$ (v — скорость частицы).

Для резонанса частота переменного ускоряющего электрического поля ω_λ должна быть равна (или кратна) частоте обращения частицы:

$$\omega_\lambda = q\dot{\theta}, \quad (3)$$

где q — кратность резонанса (обычно $q = 1$).

Так как в процессе ускорения энергия частицы должна в среднем возрастать, то для выполнения условия (1) либо параметр H , либо параметр ω_λ , либо оба эти параметра вместе должны соответствующим образом изменяться.

В этом — одно из отличий резонансных ускорителей от циклотрона, в котором параметры остаются неизменными. Поэтому работа циклотрона нарушается, как только начинает сказываться релятивистский эффект нарастания массы ускоряемых ионов. По этой причине, как известно, циклотрон непригоден для ускорения электронов. В современных резонансных ускорителях, использующих принцип «автсфазировки», релятивистское возрастание массы не препятствует действию ускорителя.

Ускорители с переменным во времени магнитным полем H и постоянной частотой ускоряющего поля ω_λ называются синхротронами. Синхротроны применяются для ускорения электронов**).

*) Для ускорения электронов, наряду с резонансными ускорителями, продолжают применяться бетатроны. (См. УФН 26, 181 (1944); УФН 27, 31 (1945); УФН 30, 119 (1946).) Режим бетатронного ускорения применяется также на начальной стадии работы в циклических резонансных ускорителях электронов (синхротронах).

**) См., например, описание синхротрона на 80 MeV, УФН 37, 501 (1949), а также описание первой модели синхротрона на 8 MeV, УФН 31, 584 (1947).

Ускорители с постоянным во времени магнитным полем и меняющейся (уменьшающейся) частотой ускоряющего электрического поля получили название фазотронов. Фазотроны применяются для ускорения тяжёлых частиц (протонов, дейтеронов и α -частиц)*).

Наконец, если в резонансном ускорителе одновременно меняются и частота ускоряющего электрического поля и магнитное поле, то такой ускоритель называют синхрофазотроном. При этом закон изменения H и ω выбирается такой, чтобы радиус орбиты оставался постоянным. Проектируемые синхрофазотроны в большинстве случаев рассчитаны на ускорение тяжёлых частиц.

Современные резонансные ускорители, которые впервые были предложены В. И. Векслером¹ в 1944 г., основаны на свойстве «автофазировки» или «фазовой стабильности».

В теории ускорителей принято называть фазой частицы φ фазу переменного электрического напряжения $V = V_0 \cos \omega_L t$ в момент прохождения частицей ускоряющего промежутка. Для успешного действия ускорителя нужно, чтобы фаза частицы, в среднем за много оборотов, равнялась фазе, соответствующей ускоряющему напряжению достаточной величины.

Свойство автофазировки заключается в том, что для определённого интервала начальных условий фаза частицы в процессе ускорения совершает затухающие колебания около некоторой стационарной фазы (фазирующей точки) φ_0 , соответствующей резонансному ускоряющему напряжению $V_R = V_0 \cos \varphi_0$. Движение частицы в резонансе с ускоряющим напряжением называют равновесным движением, а соответствующие параметры (энергию, радиус, орбиты и т. д.) — равновесными. С колебаниями фазы (а значит, и энергии) частицы связаны также и колебания радиуса орбиты (2) около равновесного положения (так называемые радиально-фазовые колебания). Эти колебания имеют частоту, значительно меньшую частоты обращения частицы, т. е., другими словами, радиально-фазовые колебания происходят медленно по сравнению с периодом обращения частиц. На эти медленные колебания радиуса накладываются гораздо более быстрые радиальные и вертикальные «свободные» колебания, хорошо известные из теории бетатрона**). Частоты этих колебаний ω_r и ω_z одного порядка с частотой обращения θ и равняются, соответственно:

$$\omega_r = \theta \sqrt{1-n}, \quad \omega_z = \theta \sqrt{n},$$

где величина

$$n = - \frac{\partial \ln H_z}{\partial \ln R}$$

— показатель спадания магнитного поля — характеризует форму магнитного поля. Для устойчивости движения нужно, чтобы величина n удовлетворяла требованию $0 < n < 1$.

Колебания фазы для данных начальных условий происходят между значениями φ_1 и φ_2 (см. рис. 1), расположенными, вообще говоря, несимметрично относительно φ_0 . Предельные значения φ_1 и φ_2 , при которых вообще ещё возможен колебательный режим для фазы, равны соответственно

*) См. описание 184-дюймового берклевского фазотрона, дающего α -частицы с энергией 400 MeV и дейтероны с энергией 200 MeV, УФН 32, 396 (1947).

**) См., например, Я. П. Терлецкий, Journ. Phys. USSR 9, 159 (1945), а также УФН 27, 31 (1945).

— φ_0 и φ_3 (последнее значение определяется из некоторого трансцендентного уравнения и также зависит от φ_0).]

Автофазировка осуществляется [при достаточно медленном («адиабатическом») изменении параметров ускорителя (напряжённости магнитного поля H , частоты ускоряющего электрического поля ω_λ и т. п.).

Как показывает теория², поведение фазы частиц в резонансных ускорителях описывается уравнением, совпадающим с уравнением физического маятника с внешним моментом и адиабатически изменяющимися коэффициентами

$$\frac{d}{dt}(a\dot{\varphi}) + b \cos \varphi = c, \quad (4)$$

где a , b , c — медленно меняющиеся функции времени. Поведение фазы удобно исследовать на фазовой плоскости в координатах $(\varphi, \dot{\varphi})$. Примерная картина на фазовой плоскости

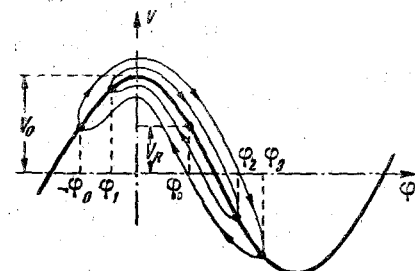


Рис. 1. Переменное электрическое ускоряющее напряжение и поведение фазы частицы в резонансном ускорителе.

кости для уравнения (4) изображена на рис. 2 (обозначения те же, что и на рис. 1). Замкнутые овалы соответствуют периодическому изменению фазы около φ_0 . Такого поведения фазы для частиц, которые захватываются в ускорительный режим и, в среднем, резонансно ускоряются.

Граничная кривая (сепаратриса) отделяет замкнутые периодические орбиты от незамкнутых фазовых траекторий. Последние соответствуют таким частицам, которые не захватываются в ускорительный режим, попадают последовательно в разные различные фазы (в том числе и соответствующие замедлению) и не могут достигнуть больших значений энергии. Как видно, «фазовая область захвата» лежит в пределах $(-\varphi_0, \varphi_3)$.

Изложение теории движения частицы в резонансном ускорителе выходит за рамки данного обзора, специально посвящённого проектам гигантских ускорителей, предназначенных для получения протонов с энергией в 10 000 MeV.

Однако, имея в виду дальнейшее изложение, нужно сделать ещё несколько замечаний. Согласно (1), (2) и (3) радиус равновесной орбиты в синхротроне растёт пропорционально скорости частицы (и перестаёт расти только в релятивистской области для $\beta \approx 1$):

$$R(t) = \frac{cq}{\omega_\lambda} \beta(t). \quad (5)$$

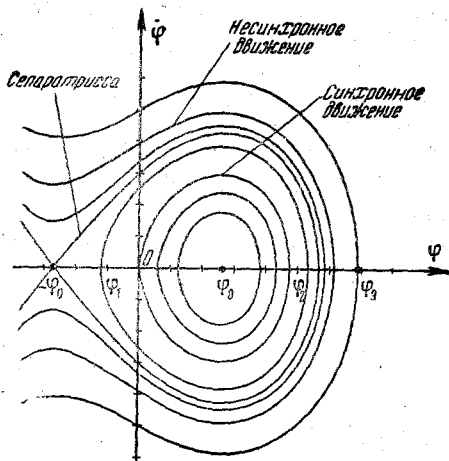


Рис. 2. Картина на фазовой плоскости для фазы частицы в резонансном ускорителе.

В фазотроне равновесный радиус растёт значительно быстрее из-за уменьшения частоты $\omega_\lambda(t)$ (и продолжает расти также в релятивистской области):

$$R = cq \frac{\beta(t)}{\omega_\lambda(t)}. \quad (5a)$$

Для того чтобы поддерживать равновесный радиус в процессе ускорения постоянным ($R = R_0 = \text{const.}$), как это происходит в синхрофазотроне, необходимо увеличивать частоту $\omega_\lambda(t)$ со временем, пропорционально скорости $\beta(t)$:

$$\omega_\lambda = \frac{cq}{R_0} \beta(t) = \frac{cq}{R_0} \sqrt{1 - \left(\frac{E_0}{E(t)}\right)^2}, \quad (6)$$

где E_0 — энергия покоя частиц. Иными словами, частота электрического поля ω_λ должна изменяться так, как изменяется частота частицы, движущейся в бетатроне по равновесной орбите с тем же радиусом и тем же магнитным полем, что и в синхрофазотроне.

С другой стороны, согласно (1), для резонанса нужно, чтобы магнитное поле возрастало пропорционально $\omega_\lambda(t)E(t)$. При этом, с точки зрения постоянства равновесного радиуса, на изменение величины H не накладывается никаких ограничений.

Следовательно, при одновременном изменении магнитного поля можно добиться того, что радиус равновесной орбиты будет оставаться постоянным, и, вместе с тем, будет осуществляться резонансное ускорение. При произвольном (лишь бы достаточно медленном) возрастании напряжённости магнитного поля частота ускоряющего электрического поля ω_λ должна изменяться со временем по совершенно определённом закону, в соответствии с изменением $H(t)$. Закон этот можно сразу получить, комбинируя (1), (3) и (6):

$$\omega_\lambda(t) = \frac{c}{R_0 \left[1 + \left(\frac{E_0}{eR_0 H(t)} \right)^2 \right]^{1/2}}. \quad (7)$$

Полное изменение частоты, необходимое в процессе ускорения, определяется начальной E_i и конечной E_f энергией частицы. Большое изменение частоты ω_λ в процессе ускорения представляет значительные технические трудности. Для данного значения конечной энергии отношение конечной $\omega_{\lambda f}$ и начальной $\omega_{\lambda i}$ частот зависит только от начальной энергии и равняется

$$k = \frac{\omega_{\lambda f}}{\omega_{\lambda i}} = \frac{\sqrt{1 - \left(\frac{E_0}{E_f}\right)^2}}{\sqrt{1 - \left(\frac{E_0}{E_i}\right)^2}}. \quad (8)$$

Таким образом, чем выше энергия впуска частиц E_i (энергия инжекции), тем меньше нужно модулировать частоту ω_λ в синхрофазотроне. Как видно из (8), в релятивистском случае ($E_f \gg E_0$) величина k практически вообще не зависит от конечной энергии E_f и целиком определяется величиной начальной энергии.

Беватроны

За последние годы происходит интенсивное строительство современных ускорителей различных типов, часть из которых уже успешно действует. Наряду с сооружением ускорителей, рассчитанных на получение частиц с энергией порядка сотен MeV, появились проекты создания гораздо более мощных установок, в которых частицы должны ускоряться до энергий порядка нескольких миллиардов (биллионов, по американской терминологии) электрон-вольт. Ускорители, рассчитанные на получение частиц в таком интервале энергий, получили в американской литературе название беватронов (от 10^9 eV = 1 BeV = 1 биллиону электрон-вольт). В 1947 г. в литературе был описан проект протонного ускорителя Бирмингемского университета³ на $1,3 \cdot 10^9$ eV. Здесь будут описаны проекты двух беватронов на 10 BeV, разработка которых производится в США в Буркгавенской Национальной лаборатории под руководством Ливингстона и в Берклевском университете под руководством Бробека.

Значение энергии в 10 BeV, как указывает Ливингстон⁴, выбрано как превышающее порог для образования пар нуклонов — 5,6 BeV⁵. Это значение находится в интервале энергий, которыми обладает определённая доля первичных космических лучей. В случае электронов потери на излучение*), по мнению многих авторов, ставят предел для максимально достижимой энергии электронов в циклических ускорителях порядка 1—2 BeV. Для протонов радиационные потери, которые обратно пропорциональны четвёртой степени энергии покоя частицы, пренебрежимо малы для энергий в десятки BeV. Поэтому в случае тяжёлых частиц максимально достижимая энергия, если говорить о применяемых теперь методах ускорения частиц, лимитируется только техническими возможностями и экономическими соображениями.

Из четырёх принципиально возможных типов ускорителей: фазотрона, бетатрона, синхрофазотрона и линейного ускорителя наибольшее преимущество при энергиях такого порядка имеет синхрофазотрон. Фазотрон требует сплошного магнита огромного радиуса с магнитным полем, величина и форма которого должны удовлетворять достаточно жёстким требованиям. Бетатрон требует большого количества железа для создания мощного центрального потока, необходимого для выполнения условия 2:1. Линейный ускоритель для протонов на такие энергии должен иметь колоссальную длину, не говоря о том, что должны быть преодолены трудности по фокусировке пучка частиц и синхронизации системы по всей длине⁶. Синхрофазотрон с его кольцевым магнитом является, повидимому, наиболее практически пригодным для получения протонов с энергией 10 BeV.

Далее, нужно выбрать тип магнита — с железным сердечником или без него. Преимуществами безжелезного магнита являются отсутствие ограничения величины предельной напряжённости поля из-за насыщения железа и экономия большого количества железа. Однако такой тип магнита приводит к недопустимо большим значениям реактивной мощности и создаёт очень большие трудности в смысле механического устройства и прочности, а также в смысле получения нужного распределения токов для создания магнитного поля подходящей конфигурации. Неслучайно поэтому, что оба упомянутых проекта предполагают использовать ускоритель типа синхрофазотрона, имеющий магнит с железным сердечником. При этом, конечно, известные преимущества синхрофазотрона не означают, что при проектировании и сооружении таких колоссальных установок не придётся преодолеть целого ряда серьёзнейших трудностей, связанных с проблемами циклотрон-

*) Об излучении электронов в ускорителях см. УФН 33, 277 (1947); УФН 34, 398 (1948).

ной, синхротронной и бетатронной техники. Здесь приходится встречаться с масштабами, невиданными до сих пор (достаточно сказать, что энергия в 10 BeV превышает максимально полученную до сих пор в ускорителях энергию в 25 раз).

Количество данных, опубликованных по вопросам проектирования и конструкции беватронов, пока невелико. По проекту Брукгавенской лаборатории имеется лишь несколько коротких заметок, касающихся отдельных вопросов конструкции^{4,7,8,9}. Более подробно описан проект Берклеевского университета, которому посвящена статья руководителя проекта — Бробека¹⁰, явившаяся после ряда предварительных сообщений. Однако и в последнем случае приводимые данные являются ориентировочными, и большинство проблем только поставлено, но не разрешено. Эти два проекта мы рассмотрим в отдельности.

Проект беватрона Брукгавенской лаборатории

Кольцевой магнит ускорителя будет, вероятно, содержать прямолинейные секции, т. е. будет типа «рейстрека»*) (см. рис. 3). Магнит набирается из пластин толщиной 1,25 см каждая. Максимальное магнитное поле на

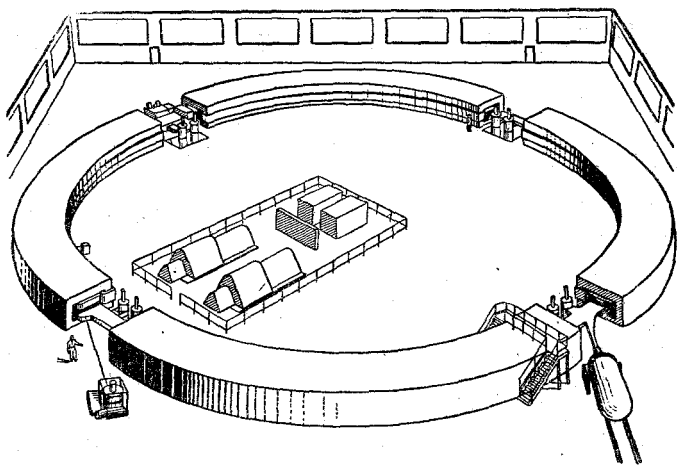


Рис. 3. Схематический рисунок беватрона — проектируемого протонного ускорителя на 10 BeV типа синхрофазотрона. В правом углу изображён генератор Ван-де-Граафа, используемый для высоковольтного впуска протонов. Пучок частиц большой энергии выходит слева около фигуры человека, изображённой для оценки размеров установки.

орбите — 15 000 Г. Соответственно, радиус равновесной орбиты $R_0 = 24,4$ м. Во время работы ускорителя в его магнитной цепи запасается энергия $5 \cdot 10^7$ джаулей. Поперечное сечение магнита имеет С-образную форму с

*) Название «рейстрек», означающее в переводе «ипподром», этот тип магнита получил за свою овальную форму. Прямолинейные секции, в которых частица движется в отсутствии магнитного поля, вводятся для удобства монтажа и обслуживания обстановки, для помещения громоздкой ускоряющей системы, для обеспечения впуска и выпуска пучка частиц из ускорителя и т. д.

воздушным зазором на внешней стороне. Воздушный зазор имеет в поперечном сечении 120×30 см. Исследование свойств такого магнита производится на модели в $\frac{1}{4}$ натуральной величины в виде дуги в 6° . Энергия инжекции $W_1 = 4$ MeV. Частота ускоряющего электрического поля изменяется от 0,18 Мгц до 2 Мгц, т. е. более чем в 11 раз. Применение резонаторов, подобных тем, которые применяются в электронных ускорителях¹¹, встречает поэтому в данном случае большие затруднения. Резонатор должен был бы иметь очень большие размеры; настраивать его в указанном широком интервале частот чрезвычайно трудно, а при работе с ненастроенным резонатором требуются токи порядка тысяч ампер. Поэтому предполагается применять ускоряющую систему типа «трансформатора», т. е. использовать индукционный метод ускорения, но не на всём обороте, как в бетатроне, а в узком ускоряющем промежутке. Одна из прямолинейных секций камеры окружается кольцом из ламинированного или порошкообразного ферромагнитного материала, вес которого достигает нескольких тонн. Обмотка этого кольцевого сердечника является первичной, а в качестве витка вторичной обмотки служит сам ионный пучок. Последний ускоряется вихревым электрическим полем, создаваемым в камере внутри кольцеобразного магнита. В такой системе частоту электрического поля в большом интервале изменять оказывается значительно удобнее. Приращение энергии за оборот должно составлять $\Delta W = 5,5$ KeV. Время ускорения протонов — около 1 сек. Методы синхронизации ускоряющего электрического поля и управляющего магнитного поля предполагается испытывать на электронной модели диаметром 1 м.

По некоторым сообщениям¹² в Брукгавенской лаборатории проектируется также беватрон для ускорения протонов до энергии 3 BeV. Об этом проекте опубликованы лишь следующие данные:

$$R_0 = 915 \text{ см}, \quad W_1 = 3 \text{ MeV}, \quad \Delta W = 1,15 \text{ KeV}, \quad A = 8 \text{ см},$$

где A — полувысота вакуумной камеры.

Проект беватрона Берклеевского университета

Проблемы, которые разбираются в этом проекте, в значительной части относятся не только к данной конкретной установке, но являются общими для всех больших установок, рассчитанных на получение частиц с энергиями в сотни и тысячи MeV.

Одной из главных трудностей при конструировании беватрона (типа синхрофазотрона) является необходимость модулировать частоту ускоряющего электрического поля во много раз в соответствии с изменением скорости протона [см. (7)]. Поэтому, согласно (8), желательно начинать синхрофазотронный режим при возможно большем значении начальной скорости. При оценке значения энергии, с которой должен начинаться синхрофазотронный режим, автор проекта исходит из того, что в настоящее время в фазотроне достигнута модуляция частоты в два раза и вскоре должна быть достигнута модуляция в три раза¹³. Поэтому предполагается ускорять протоны сначала в бетатронном режиме до скорости, равной одной трети скорости света, а затем, вплоть до конечной энергии, производить ускорение в синхрофазотронном режиме. При этом, как будет видно дальше, это обстоятельство (наличие начального бетатронного режима) не потребует дополнительного увеличения количества железа, благодаря выбранной форме поперечного сечения кольцевого магнита (см. рис. 5).

При впуске частиц в начале бетатронного режима нужно также, по возможности, применять высоковольтную инжекцию для уменьшения потерь, связанных с рассеянием частиц и расхождением пучка из-за кулоновского отталкивания, а также чтобы избежать влияния азимутальной асимметрии магнитного поля.

Под азимутальной асимметрией магнитного поля подразумевается отклонение конфигурации управляющего магнитного поля H_z от аксиальной симметрии, т. е. наличие зависимости H_z от азимута θ . Если представить $H_z(\theta)$ в виде ряда Фурье:

$$H = H(R) \left[1 + \sum_{l=1}^{\infty} h_l \cos(l\theta + \alpha_l) \right], \quad (9)$$

то, согласно Бому и Фолди², поправка δR к радиусу мгновенной орбиты R_l , вносимая азимутальной асимметрией δH , равна:

$$\delta R = R_l \sum_{l=1}^{\infty} \frac{h_l}{l^2 + n - 1} \cos(l\theta + \alpha_l), \quad (10)$$

где n — показатель спада магнитного поля:

$$n = - \frac{\partial \ln H_z}{\partial \ln R}. \quad (11)$$

Как видно из (10), круговая орбита искажается, причём наибольшее значение имеют низшие гармоники (малые значения l). Поэтому приближённо можно считать, что

$$\frac{\delta R}{R_l} \approx \frac{1}{n} \frac{\delta H}{H}. \quad (12)$$

Азимутальная асимметрия в данном случае опасна из-за сравнительно небольшой величины $\frac{\Delta R}{R_0}$ — отношения ширины рабочей области к радиусу равновесной орбиты, что согласно (12) накладывает довольно жёсткие требования на величину азимутальной вариации магнитного поля $\frac{\delta H}{H}$. Инжекцию предполагается проводить с помощью генератора Ван-де-Граафа при энергии 4 MeV, что соответствует достаточно большому начальному значению напряжённости магнитного поля на орбите в 120 гаусс. Последовательные этапы процесса ускорения представлены в таблице 1.

Для того чтобы подвести протонный пучок от генератора Ван-де-Граафа по касательной к орбите, предполагается применить электрический дефлектор с радиусом отклоняющих пластин, равным 4,5 м. При этом электрическое поле между пластинами должно равняться $18 \frac{\text{кВ}}{\text{см}}$. Эффективная ширина «инжектора», представляющая опасность для потерь частиц из-за соударений, определяется в этом случае толщиной внутренней отклоняющей пластины. В конце ускорительного цикла пучок протонов должен быть смещён на наружную или внутреннюю мишень, либо с помощью нарушения резонансного соотношения между частотой ускоряющего поля и величиной напряжённости магнитного поля, либо наложением импульсного отклоняющего электрического поля. Получившийся в результате пучок с мишени должен использоваться дальше для различных исследований.

Общая схема ускорителя представлена на рис. 4. Как видно, это — ускоритель типа «рейстрек», составленный из четырёх дуговых секций,

Т а б л и ц а 1

	При инжекции	В начале синхротронного режима	При максимальной энергии
Энергия иона MeV	4	55	10000
Магнитное поле (гаусс)	120	450	15000
Скорость иона (в долях c)	0,0092	0,333	0,996

соединённых четырьмя небольшими прямолинейными промежутками. Радиус равновесной орбиты R_0 определяется конечной энергией E_m и максимально достижимым значением напряжённости магнитного поля H_m согласно формуле $E \approx 300 HR$ (в электрон-вольтах), и равняется 24,4 м. Длина каждой из прямолинейных секций — 6,1 м. Согласно теории «рейстрека»¹⁴, при выбранном значении показателя спадания магнитного поля $n = 0,7$ такие прямолинейные промежутки очень мало возмущают устойчивое движение частиц. В двух прямолинейных промежутках должна происходить инжекция.

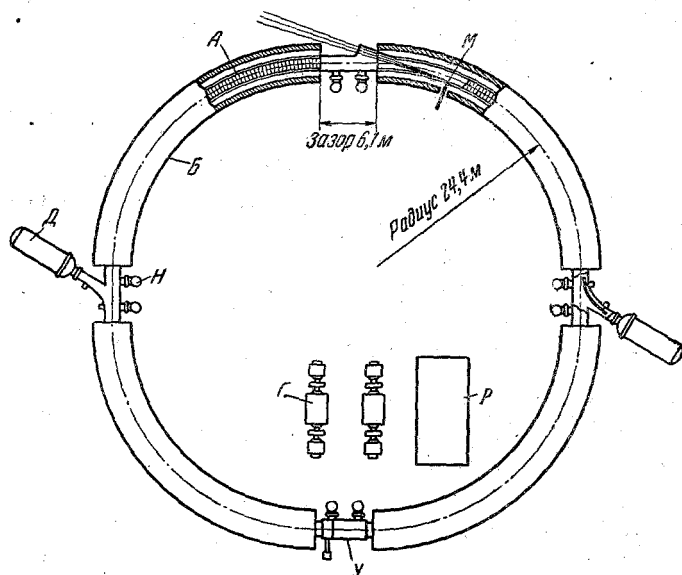


Рис. 4. Схема беватрона, проектируемого в Калифорнийском университете: А — камера; Б — магнит; Г — мотор-генераторы; Д — генератор Ван-де-Граафа; Н — вакуумные насосы; М — мишень; Р — распределительное устройство, трансформаторы и выпрямители; У — ускорительная секция.

Применение двух инжекторов — двух генераторов Ван-де-Граафа — должно повысить интенсивность пучка ускоряемых протонов и обеспечить надёжность действия. В третьем прямолинейном промежутке помещается ускоряющее устройство. Наконец, четвёртый, последний предназначен для облегчения выпуска продуктов, получающихся при соударении ускоренного протонного пучка с мишенью. Кроме того, к каждому прямолинейному промежутку присоединяются вакуумные насосы (см. рис. 4). Вес железа, требуемого для магнита, равен 13 000 тонн.

Поперечное сечение магнита показано на рис. 5. Наиболее важными здесь являются размеры поперечного сечения (высота и ширина) воздушного зазора. Эти размеры в значительной степени определяют стоимость всей установки в целом, так как от них зависит рабочий объём, в котором должно быть создано нужное магнитное поле.

Выбор высоты зазора определяется следующими факторами: а) угловое расхождение впущенного пучка, б) смещение плоскости симметрии магнитного поля, в) толщина стенок камеры и величина допускаемого зазора между стенками и магнитом, г) рассеяние ионов на остаточном газе.

Впускаемый пучок может быть сфокусирован настолько, что максимальная амплитуда вертикальных колебаний не будет превосходить 7,5 см. Для стенок камеры и допуска достаточно 5 см. Вертикальное смещение средней плоскости можно исправлять с помощью вспомогательных катушек в прямолинейных секциях. Существенным фактором, влияющим на выбор высоты зазора, является, помимо того, рассеяние на остаточном газе. При давлении 10^{-5} мм Hg, высоте зазора, доступного движению протонов, равной 15 см, и приращении энергии за оборот $\Delta W = 6300$ eV до максимальной энергии дойдёт около 10% впущенных частиц (если не учитывать других факторов, кроме рассеяния). Высота воздушного зазора из приведённых соображений выбирается равной 20 см.

В общем случае доля, которую составляет число ионов, дошедших до максимальной энергии (если учитывать только рассеяние), от числа впущенных ионов приблизительно пропорциональна величине

$$\exp \left[- \frac{KR_0NZ^2}{A^2\Delta W W_i} \right], \quad (13)$$

где W_i — кинетическая энергия инжекции,

Z и N — атомный номер и число атомов в единице объёма остаточного газа,

ΔW — приращение энергии иона за оборот,

R_0 — радиус,

K — постоянная,

$2A$ — вертикальный размер вакуумной камеры, который предполагается много меньшим горизонтального размера *). Благодаря экспоненциальному множителю изменение давления в два раза может увеличить потери частиц в пять раз, что указывает на чувствительность величины тока на выходе к величине давления в камере. Заметим при этом, что потери энергии из-за неполного вакуума являются весьма малыми: так, при давлении 10^{-5} мм Hg потери энергии протона с энергией 4 MeV составляют 25 eV за оборот, а при 10 BeV потери падают до величины, меньшей чем 1 eV за оборот.

Выбор радиального размера (ширины рабочей области) представляет более трудную задачу, чем выбор вертикального размера, и определяется большим числом факторов. Эти факторы: а) угловое расхождение впущенного пучка, б) радиальные колебания и сжатие орбиты, определяющие «прозрачность» инжектора (т. е. возможность минования инжектора в процессе ускорения), в) смещение орбиты, вызываемое нарушением условия 2:1 в течение бетатронного ускорения, г) радиально-фазовые колебания в течение синхрофазотронного режима и, в особенности, при переходном режиме (при переходе от бетатронного ускорения), д) азимутальная асимметрия магнитного поля, е) неточность выполнения резонансного соотношения (7) между частотой ускоряющего поля и напряжённостью магнитного поля в течение синхрофазотронного режима, ж) пространственные неоднородности магнита, з) рассеяние на остаточном газе в вакуумной камере.

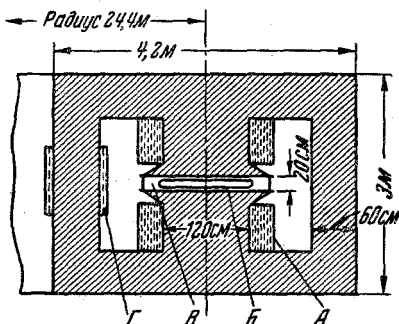


Рис. 5. Поперечный разрез кольцевого магнита беватрона: А — основная обмотка; Б — вакуумная камера; В — область форвакуума; Г — вспомогательная (бетатронная) обмотка.

*) О влиянии рассеяния частиц на остаточном газе в камере синхрофазотрона см. подробную работу Блахмана и Куранта¹².

Изменение радиуса орбиты, связанное с относительной ошибкой α в бетатронном условии 2:1, равно¹⁵

$$\frac{\alpha}{1-n} \left(1 - \frac{H_i}{H}\right) R_0,$$

где H_i — магнитное поле при инжекции, $n = 0,7$ — показатель спадания магнитного поля. Для $\alpha = 0,1\%$ это изменение радиуса за время бетатронного ускорения может достигать значения 6,25 см.

Изменение радиуса, связанное с относительной неточностью f выполнения синхрофазотронного условия (7), равно

$$-\frac{f}{n + \beta^2(1-n)} R_0.$$

Для $f = 0,1\%$ это изменение может достигать максимум 3,5 см.

Изменение радиуса благодаря радиально-фазовым колебаниям равно²

$$\left[\frac{\operatorname{tg} \varphi_0}{4\pi n(1-n)} \frac{\Delta W}{qW} \right]^{1/2} R_0 \Delta \varphi,$$

где W — кинетическая энергия иона, $\Delta \varphi$ — амплитуда фазовых колебаний, φ_0 — значение равномерной фазы (фазирующая точка), q — число периодов ускоряющего поля за время одного оборота частицы (кратность резонанса). Для этой формулы характерно наличие фактора $q^{-1/2}$. Появление этого фактора связано с тем, что в данном ускорителе частота переменного ускоряющего электрического поля превосходит частоту обращения в q раз ($q = 6$). В начале синхрофазотронного ускорения $\Delta \varphi$ может достигать 1 радиана. При $\Delta W = 6300$ eV и $q = 6$ это даёт для максимального отклонения радиуса от R_0 величину 7,5 см. Азимутальная асимметрия, если она достигает сколько-нибудь заметной величины при выбранном значении энергии инжекции, может быть исправлена шиммированием или соответствующим юстированием тока по отдельности в четырёх квадрантах «рейстрека». Так как ширина зазора в несколько раз превосходит высоту, то потери из-за рассеяния являются в данном случае (при соударении с вертикальными стенками) небольшими.

Важным и сложным вопросом является проблема «прозрачности» инжектора в процессе ускорения, т. е. проблема минования частицами инжектора в процессе ускорения. Как показано Видерое и Тоушеном, «прозрачность» инжектора зависит от скорости сжатия орбиты ионов в процессе инжекции. Величина, на которую уменьшается радиус орбиты

за один оборот, равна $\frac{\Delta W}{2W_i} X$. Даже для $X = 1$ м величина сжатия равна всего 0,075 см. При таком небольшом сжатии доля захваченных ионов оценивается в 1%. Можно, однако, повысить эффективность захвата,

если изменять соответствующим образом величину отношения $\frac{\bar{H}}{H}$, где $\bar{H}$ — среднее значение магнитного поля внутри орбиты, H — значение магнитного поля на орбите. Например, если величину $\bar{H}$ в период инжекции поддерживать постоянной, то радиус орбиты за один оборот будет сокращаться на 2,5 см.

Исходя из всех перечисленных факторов, для радиального размера рабочей области выбирается значение 120 см, что составляет около 5% от равновесного радиуса. Заметим, что для обеспечения нужного значения $n = 0,7$ высота зазора на протяжении 120 см должна измениться всего на 0,7 см.

При больших значениях напряжённости магнитного поля ширина рабочей области может быть взята меньшей. Это связано с тем, что ампли-

туда свободных колебаний затухает как $H^{-1/2}$, а амплитуда фазовых колебаний уменьшается в процессе ускорения пропорционально $W^{-1/2} \div W^{-3/4}$, где W — кинетическая энергия (приведены значения соответственно для нерелятивистского и релятивистского случаев).

В соответствии с этим, при больших значениях напряжённости магнитного поля предполагается уменьшать объём, в котором создаётся магнитное поле, за счёт насыщения специальных остроконечных краёв полюсных наконечников (см. рис. 5). Этим может быть достигнуто значительное уменьшение величины требуемой магнитной энергии. Запасаемая

магнитная энергия может быть вычислена по формуле $M = \frac{10}{4\pi} 10^{-8} \frac{H_m l \Phi}{\eta}$,

где H_m — максимальное поле в зазоре, l — длина зазора, Φ — магнитный поток через обмотки, η — доля числа ампервитков, создающих поле в зазоре, от полного числа ампервитков. Беря напряжённость в железе 17 000 гаусс, а в зазоре — 15 000 гаусс и $\eta = 0,8$, получаем для M значение 48 мегаджоулей. Важнейшим параметром в проблеме питания магнита мощностью является промежуток времени, за который магнитное поле возрастает от нуля до максимального значения. С возрастанием этого промежутка времени стоимость питающих устройств уменьшается. Однако большое увеличение времени ускорения лимитируется следующими факторами: а) потеря энергии на остаточном газе, б) рассеяние на остаточном газе, в) расхождение ионного пучка из-за пространственного заряда, г) необходимость минования инжектора. Эти факторы были обсуждены выше, за исключением влияния пространственного заряда. Предел величины тока в пучке, связанный с пространственным зарядом, оказывается порядка 10^{-8} ампера, т. е. гораздо выше, чем можно ожидать из других соображений. Поэтому влияние пространственного заряда несущественно.

Время ускорения, или, что то же самое, время нарастания магнитного поля, выбрано равным 1 сек.

Другим важным вопросом питания магнита является способ создания огромного запаса энергии. Вообще говоря, эту энергию можно запасать в конденсаторах, аккумуляторах или вращающихся маховиках. Первые два способа оказываются в данном случае невыгодными из-за громоздкости и сложности оборудования. Предполагается использовать трёхфазные 60-периодные генераторы переменного тока, подключаемые к магниту через игнитроны, которые служат выпрямителями-инвертерами. Для того чтобы доставлять в магнитную цепь в 1 сек. энергию в $48 \cdot 10^6$ джоулей, необходимы генераторы мощностью 60 000 киловатт. Для уменьшения силы реакции на грунт желательно применять две машины по 30 000 киловатт каждая, вращение в которых должно происходить в противоположных направлениях.

С помощью выпрямителя-инвертера 60-периодный переменный ток преобразуется в ток одного направления, нарастающий до максимального значения за 1 сек. и спадающий до нуля за такое же время. Во время нарастания тока энергия поступает из генераторов в магнитную цепь. После прохождения максимального значения тока процесс начинает идти в противоположном направлении и энергия начинает возвращаться обратно в генераторы, которые теперь работают как электромоторы, вращая тяжёлые маховики. Для выпрямительно-инвертерного действия подходящими являются пентодные игнитроны GL 506, работающие при максимальном значении тока в 900 ампер при значении обратного напряжения 20 000 вольт. При значении напряжения в магнитной цепи, равном 20 000 вольт, амплитудное значение тока должно достигать 4800 ампер, для чего необходимо 36 игнитронов в трёхфазном двухполупериодном выпрямителе. При описанном методе питания магнитной цепи ток в ней будет возрастать и спадать со временем линейно.

При скорости вращения ротора в генераторе, равной 1800 об/мин., для поддержания скорости в пределах 10% от этого значения требуется маховик диаметром 4,5 м, длиной также 4,5 м и весом 30 тонн.

Так как магнит требует 300 000 ампер-витков, а амплитудное значение тока равно 4800 ампер, то число витков основной обмотки должно равняться 62. Беря плотность тока в проводнике 160 ампер/см², получаем площадь поперечного сечения проводника, равную 1,7 см², для эффективного значения тока $\frac{1}{\sqrt{3}} 4800 = 2760$ ампер. Вес меди в обмотках оказы-

вается равным 325 тонн, а активные потери (I^2R) при непрерывном действии достигают 1360 киловатт. Требуемая мощность мотора может быть оценена по активным потерям в обмотке, потерям в железе и потерям в генераторе. На потери в железе накладывается требование, чтобы они не превосходили 1% энергии, запасаемой за цикл, или 480 000 джаулей каждые две секунды, т. е. 240 киловатт. Потери в генераторах должны составлять около 3% их реактивной мощности, т. е. 1800 киловатт. Следовательно, мощность мотора должна равняться 3400 киловатт или 5000 лошадиных сил. Моторы должны быть асинхронные с отстающим вращением ротора (большим относительным скольжением) для того, чтобы давать приблизительно постоянное значение мощности при изменении скорости вращения в пределах 10%.

Требования к мощности могут быть понижены при работе с меньшей скоростью повторения импульсов. Например, если взять вместо тридцати импульсов в минуту — три импульса, то требуемая мощность моторов и генераторов может быть уменьшена в $\sqrt{10}$ раз. Однако эта экономия, повидимому, не будет себя оправдывать, так как стоимость оборудования для питания мощностью составляет небольшую долю от полной стоимости установки, причём, для того чтобы извлечь пользу из работы на малой скорости повторения импульсов, генераторы должны быть сконструированы в расчёте на большие мгновенные значения перегрузки ёмкости.

Изменение центрального магнитного потока, необходимое для осуществления бетатронного режима, достигается с помощью дополнительной обмотки вокруг внутреннего или внешнего вертикальных ярем (см. рис. 5). Управление центральным потоком удобнее всего может выполняться поддержанием соответствующего отношения между значениями напряжения на основной и вспомогательной (бетатронной) обмотках. Это может быть достигнуто питанием вспомогательной обмотки от выпрямителя, подключённого к главному генератору через трансформатор с регулируемым напряжением (вариак).

Площадь поперечного сечения внутреннего ярма составляет 4,5% от площади, охватываемой орбитой. Поэтому пока поле на орбите изменяется от 120 до 450 гаусс (это соответствует ускорению в бетатронном режиме — см. табл. I), средняя напряжённость магнитного поля (плотность магнитного потока) во внутреннем вертикальном яреме, согласно бетатронному условию 2:1, должна измениться на величину

$$\frac{2(450-120)}{0,045} = 14\,000 \text{ гаусс.}$$

Плотность магнитного потока при инжекции берётся равной—7000 гаусс в направлении, противоположном направлению магнитного потока в воздушном зазоре. В течение бетатронного режима поток во внутреннем яреме изменяет своё направление на противоположное и вновь достигает плотности 7000 гаусс, так что изменение плотности потока оказывается равным требуемой величине 14 000 гаусс (см. рис. 6). Этой величине соответствует изменение плотности магнитного потока в полюсных наконеч-

никах, равное 500 гаусс, и изменение напряжённости поля в зазоре, равное 330 гаусс.

Для создания плотности магнитного потока во внутреннем ярме в 7000 гаусс требуется 2400 ампервитков во вспомогательной обмотке или 600 ампер при 4 витках. Длительность бетатронного режима равна

$$\frac{450 - 120}{15\,000} = 0,022 \text{ сек.},$$

что соответствует частоте 25 гц. При такой частоте потери на токи Фуко в трансформаторном железе (пластины толщиной 0,15 см) достигают 0,45 вт/кг или 4800 киловатт при непрерывной работе. В течение одного полупериода эти потери равны

$$\frac{4800}{50} = 96 \text{ килоджоулей.}$$

При напряжении на вспомогательной обмотке 20 000 вольт для восполнения этих потерь требуется амплитудное значение тока 480 ампер. Таким образом, полный ток через вспомогательную обмотку должен иметь амплитудное значение $600 \div 480 = 1100$ ампер.

С началом синхрофазотронного режима поток через внутреннее ярмо снова начинает падать и к концу ускорения достигает максимума в обратном направлении, при значении плотности магнитного потока, равном — 15 000 гаусс (см. рис. 6). Для этого на вспомогательную обмотку должно быть приложено напряжение порядка 500 вольт в направлении, противоположном тому, которое прикладывается в бетатронном режиме.

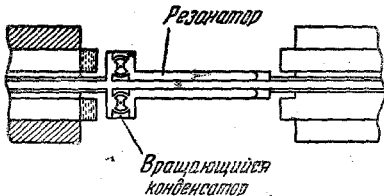


Рис. 7. Схема ускоряющей системы беватрона, помещаемой в одном из прямолинейных промежутков.

т. е. создавать некоторое тормозящее поле. Однако этот эффект является слабым благодаря медленности спада плотности магнитного потока и может быть легко компенсирован увеличением амплитуды ускоряющего синхрофазотронного напряжения на несколько процентов.

Ускоряющая система помещается в одном из прямолинейных промежутков, как показано на рис. 7, и представляет собой резонатор длиной 3,66 м, вытянутый вдоль промежутка. Модуляция частоты электрического поля в резонаторе производится изменением ёмкости с помощью вращающихся конденсаторов, также показанных на рис. 7. При отношении максимальной и минимальной ёмкости во вращающихся конденсаторах, равном

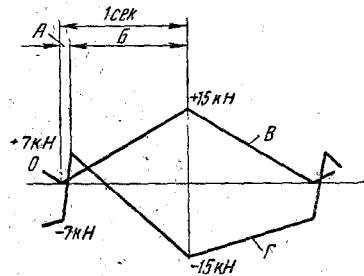


Рис. 6. График изменения напряжённости магнитного поля в воздушном зазоре и плотности магнитного потока во внутреннем вертикальном ярме магнита беватрона: А — бетатронный режим, 0,02 сек.; Б — синхрофазотронный режим; В — напряжённость магнитного поля в воздушном зазоре; Г — плотность магнитного потока во внутреннем ярме.

Далее, в следующем полупериоде (холостом в смысле ускорения), к вспомогательной обмотке должно быть приложено напряжение порядка 200 вольт, чтобы довести плотность магнитного потока в ярме до значения — 7000 гаусс, являющегося начальным для следующего цикла (см. рис. 6). Очевидно, что уменьшение плотности магнитного потока во внутреннем ярме от +7000 до —15000 гаусс (в течение синхрофазотронного режима) будет оказывать обратное бетатронное действие,

16, частота может изменяться от 3 до 12 Мгц. Так как в процессе ускорения период обращения ионов изменяется от 1,8 μ сек до 0,6 μ сек, то при работе на шестой гармонике ($q=6$) используемый интервал частот будет от 3,3 до 10 Мгц.

Величина требуемого приращения энергии за оборот может быть найдена из выражения

$$\Delta W = e2\pi R_0^2 \frac{dH}{dt} 10^{-8}, \quad (14)$$

где $\frac{dH}{dt} = 15\,000$ гаусс в сек. Это даёт значение $\Delta W = 6300$ эВ. Равновесная фаза φ_0 выбирается приблизительно равной 60° , или, другими словами, амплитуда напряжения берётся равной 12000 вольт. Это приближается к известным условиям работы действующего фазотрона, откуда требуемая мощность генератора может быть оценена, как имеющая порядок 100 киловатт. Соотношение (7) между ω_λ и H , которое должно выполняться с точностью до 0,1%, может автоматически поддерживаться следующим образом. На вращающемся конденсаторе укрепляется «гребень», который приводит в действие реостат или какое-нибудь другое устройство, позволяющее получать напряжение, пропорциональное требуемому магнитному полю. Это напряжение компенсируется напряжением, снимаемым с катушки, вращающейся в магнитном поле. Разность напряжений подаётся на управляющее устройство для того, чтобы производить соответствующее небольшое изменение частоты резонатора. Предполагается, что пластинам вращающегося конденсатора придаётся такая форма, чтобы изменение частоты происходило по закону, возможно более близкому к (7), так что требуемая корректировка частоты будет в действительности невелика.

Вакуумная камера набирается из порцелановых секций шириной 30 см каждая, имеющих в поперечном сечении 120×20 см и толщину стенок 1,875 см ($\frac{3}{4}$ дюйма).

Соединения между отдельными секциями уплотняются резиновыми прокладками, которые покрываются тонкими металлическими пластинками. Вакуумные насосы расположены парно на каждой прямолинейной секции (см. рис. 4). Два кольца из пластмассы с диаметром порядка диаметра орбиты, скреплённых с заострёнными краями полюсных наконечников, замыкают пространство около вакуумной камеры (эти кольца в поперечном сечении видны на рис. 5). Объём, ограничиваемый этими кольцами и полюсными наконечниками, откачивается для уменьшения давления на вакуумную камеру. Этот объём может содержать водород или гелий при низком давлении. Таким образом, газ, проникающий в камеру, будет иметь малый атомный номер, благодаря чему потери из-за рассеяния будут уменьшены.

Ожидаемый ток ускоренных ионов на выходе ускорителя можно приблизительно оценить следующим образом. Промежуток времени Δt , в течение которого мгновенные орбиты при инжекции находятся в пределах рабочей области, определяется по формуле 17:

$$\Delta t = (1 - n) \frac{H_i}{\dot{H}_i} \frac{\Delta R}{R_0}, \quad (15)$$

где H_i — значение магнитного поля в период инжекции, ΔR — ширина рабочей области. В данном случае

$$H_i = 120 \text{ гаусс}, \quad \frac{\Delta R}{R_0} = 5\%, \quad \dot{H}_i = 15\,000 \text{ гаусс/сек}, \quad n = 0,7.$$

Отсюда максимальное время захвата $\Delta t = 120 \mu$ сек. Предполагая, что каждый из двух генераторов Ван-де-Граафа даёт ток 50 микроампер и

учитывая, что захват происходит через каждые две секунды, причём из-за различных причин при инжекции захватывается всего 2% от максимально возможного значения, получаем среднее значение тока, захваченного в результате инжекции, равное $1,2 \cdot 10^{-10}$ ампера. Если, далее, принять во внимание, что благодаря рассеянию из этого количества доходит до конца ускорения 10%, то для среднего значения тока на выходе получается значение порядка 10^{-11} ампер. Этот средний ток достаточен для экспериментальных целей, особенно если принять во внимание, что он состоит из отдельных импульсов с гораздо большими мгновенными значениями тока.

В проекте приводятся также некоторые данные о затратах, связанных с сооружением беватрона, которые могут представлять известный интерес. Стоимость магнита оценивается в 10 млн. долларов, стоимость устройств, питающих магнит мощностью, в 1 млн. долларов. Общая стоимость установки оценивается в 15–20 млн. долларов.

В заключение приведём таблицу, содержащую значения основных параметров проектируемой установки — синхрофазотрона для получения протонов с энергией 10^{10} eV.

Т а б л и ц а II

Радиус орбиты	24,4 м
Длина прямолинейной секции	6,1 м
Высота воздушного зазора магнита	20 см
Ширина рабочей области при небольших энергиях	120 см
Показатель спадания магнитного поля	0,7
Вес железа в магните	13 000 тонн
Вес меди в магните	400 тонн
Энергия, запасаемая в магните	$48 \cdot 10^6$ джоулей
Время ускорения	1 сек
Частота повторения импульсов тока ускоренных ионов на выходе	30 в минуту
Мощность генератора (полная)	60 000 киловатт
Мощность мотора (полная)	5 000 лошадиных сил
Амплитуда напряжения на ускоряющем промежутке	12 000 вольт
Приращение энергии иона за оборот	6,3 KeV
Интервал изменения частоты генератора	от 0,3 до 10 Мгц
Число периодов ускоряющего поля за время одного оборота иона (кратность q)	6

К. Андреев

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. В. И. Векслер, ДАН СССР 43, 316 (1944); ДАН СССР 44, 393, (1944); Journ. Phys. USSR 9, 153 (1945).
2. D. Bohm and L. Foldy, Phys. Rev. 70, 249 (1946).
3. M. L. Oliphant, J. S. Gooden and G. S. Hibe, Proc. Phys. Soc. 59, 666 (1947).
4. M. S. Livingston, Phys. Rev. 73, 1258 (1948).
5. H. Feshbach and L. Schiff, Phys. Rev. 72, 254 (1947).

6. Дж. К. Слетер, УФН 37 (1949), 38 (1949).
 7. J. P. Blewett, Phys. Rev. 73, 1258 (1948).
 8. G. K. Green, Phys. Rev. 73, 1258 (1948).
 9. W. H. Moore and J. P. Blewett, Phys. Rev. 73, 1258 (1948).
 10. W. M. Brobeck, Rev. Sci. Instr. 19, 545 (1948).
 11. F. R. Elder, A. M. Gurewitsch, R. V. Langmuir and H. C. Pollock, Journ. Appl. Phys. 18, 810 (1947).
 12. N. M. Blachman and E. D. Courant, Phys. Rev. 74, 140 (1948).
 13. K. R. McKenzie, Phys. Rev. 73, 540 (1948); 74, 104 (1948).
 14. D. M. Dennison and T. H. Berlin, Phys. Rev. 70, 764 (1946).
 15. E. Amaldi and B. Ferretti, Rev. Sci. Instr., 17, 389 (1946).
 16. R. Wideroe, Journ. Appl. Phys. 18, 783 (1947).
 17. D. W. Kerst and R. Server, Phys. Rev. 60, 53 (1942).
-