

*Лекция 7. Движение заряженных
частиц в электрическом и
магнитном полях*

Вопросы:

- Сила Лоренца. Дрейф заряженной частицы в скрещенных электрическом и магнитном полях.
- Определение удельного заряда частиц.
- Ускорение заряженных частиц электромагнитными полями.
- Современные типы ускорителей частиц.
- Эффект Холла.

Сила Лоренца. Дрейф заряженной частицы в скрещенных электрическом и магнитном полях

- *Движение заряженной частицы в однородном магнитном поле*

Пусть заряженная частица (с зарядом q и массой m) влетает со скоростью \mathbf{v} в однородное магнитное поле с индукцией \mathbf{B} под углом α к его силовым линиям. Будем считать, что на частицу не действует никакое электрическое поле. В этом случае частица находится под действием только магнитной составляющей обобщенной силы Лоренца:

$$\mathbf{F}_{\text{маг}} = q(\mathbf{v} \times \mathbf{B}) = q \cdot v \cdot B \cdot \sin \alpha \quad (1)$$

Замечание. Если частица влетает в однородное магнитное поле параллельно его силовым линиям ($\mathbf{v} \parallel \mathbf{B}$), то $\mathbf{F}_{\text{маг}} = 0$.

В случае, когда скорость частицы $\mathbf{v} \perp \mathbf{B}$, имеем действие силы, модуль которой равен:

$$F_{\text{маг}} = q \cdot v \cdot B \quad (2)$$

Эта сила сообщает частице нормальное ускорение:

$$a_n = F_n / m = q \cdot v \cdot B / m \quad (3)$$

где отношение q/m называют *удельным зарядом частицы*.

Сила Лоренца. Дрейф заряженной частицы в скрещенных электрическом и магнитном полях

Это ускорение изменяет лишь направление скорости частицы, модуль же скорости остается неизменным. Траектория частицы искривляется. Так как ускорение a_n постоянно, то частица в таком поле будет двигаться равномерно по окружности радиуса:

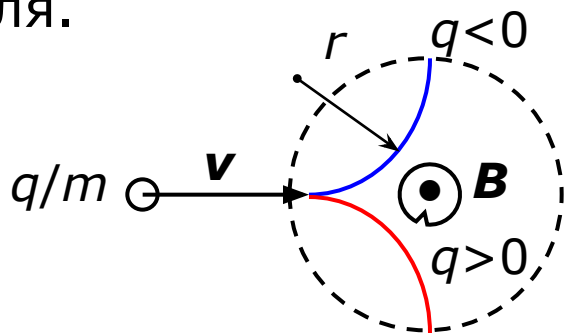
$$r_{\odot} = m \cdot v / (q \cdot B) \quad (4)$$

Замечание. Последнее выражение получено из равенства сил $F_{ц.б.} = \mathbf{F}_{mag}$ или $m \cdot v^2 / r = q \cdot v \cdot B$. Часто радиус r_{\odot} называют *циклотронным радиусом*.

Период обращения частицы:

$$T = 2\pi r / v = 2\pi m / q \cdot 1/B \quad (5)$$

Как видно период обращения не зависит от скорости частицы, а определяется только ее удельным зарядом (точнее обратным отношением m/q) и индукцией магнитного поля.



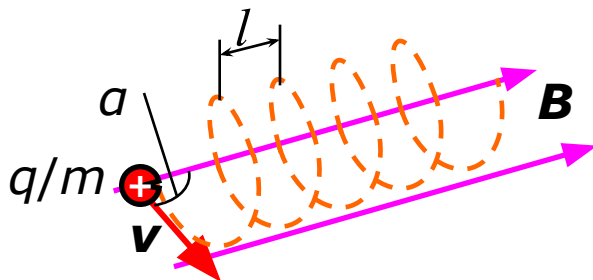
Сила Лоренца. Дрейф заряженной частицы в скрещенных электрическом и магнитном полях

В случае, когда частица со скоростью \mathbf{v} влетает в однородное магнитное поле под углом α к вектору \mathbf{B} , ее дальнейшее движение удобно рассматривать в двух направлениях: поперек и вдоль силовых линий, и, соответственно, следует вектор \mathbf{v} разложить на две составляющие: перпендикулярную к \mathbf{B} , т.е. $v_{\perp} = v \cdot \sin \alpha$, и параллельную \mathbf{B} , т.е. $v_{\parallel} = v \cdot \cos \alpha$.

Магнитная сила имеет модуль $F_{\text{маг}} = q \cdot v \cdot B \cdot \sin \alpha = q \cdot v_{\perp} \cdot B$, лежит в плоскости, перпендикулярной к \mathbf{B} и определяет нормальное для v_{\perp} ускорение. Составляющая магнитной силы вдоль \mathbf{B} равна нулю и не изменяет v_{\parallel} .

Таким образом, движение частицы здесь можно представить как наложение двух движений: 1) перемещение вдоль \mathbf{B} с постоянной скоростью v_{\parallel} , 2) равномерное вращение по окружности с радиусом $r = m/q \cdot v_{\perp} / B$ в плоскости, перпендикулярной к \mathbf{B} . Траектория такого движения представляет собой *винтовую линию*, ось которой совпадает с вектором \mathbf{B} , а ее шаг равен:

$$l = v_{\parallel} \cdot T = 2\pi m / q \cdot 1 / B \cdot v \cdot \cos \alpha \quad (6)$$



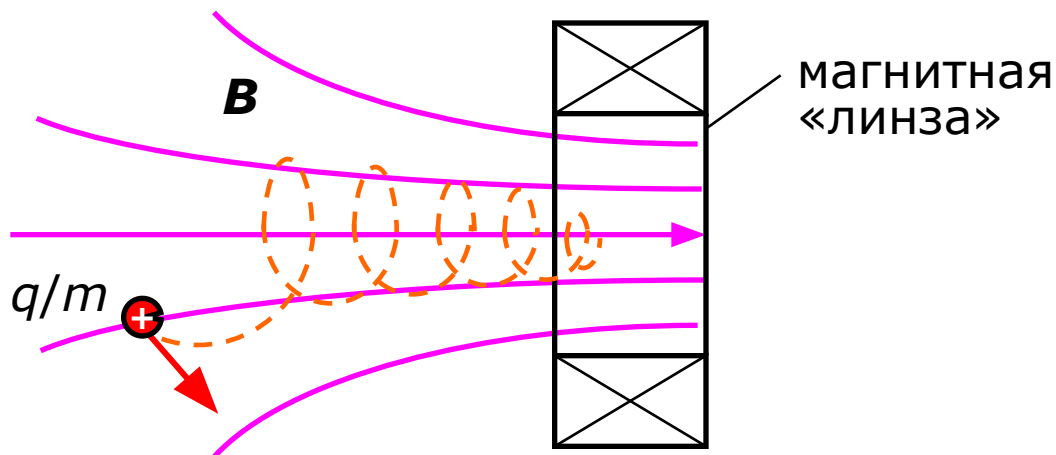
Направление закручивания винтовой линии зависит от знака заряда q . Частица закручивается вокруг \mathbf{B} -линии.

Сила Лоренца. Дрейф заряженной частицы в скрещенных электрическом и магнитном полях

- *Движение заряженной частицы в неоднородном магнитном поле*

Когда заряженная частица влетает в неоднородное магнитное поле и попадает в область концентрации силовых линий (рост индукции \mathbf{B}), то в соответствии с формулами (4) и (6) уменьшаются радиус и шаг винтовой линии. В итоге частица совершает спиралевидное движение с быстро сокращающимися характеристиками и устремляется в точку пространства с максимальным значением \mathbf{B} .

На этом эффекте основана так называемая *магнитная фокусировка пучков заряженных частиц* в электронных устройствах.

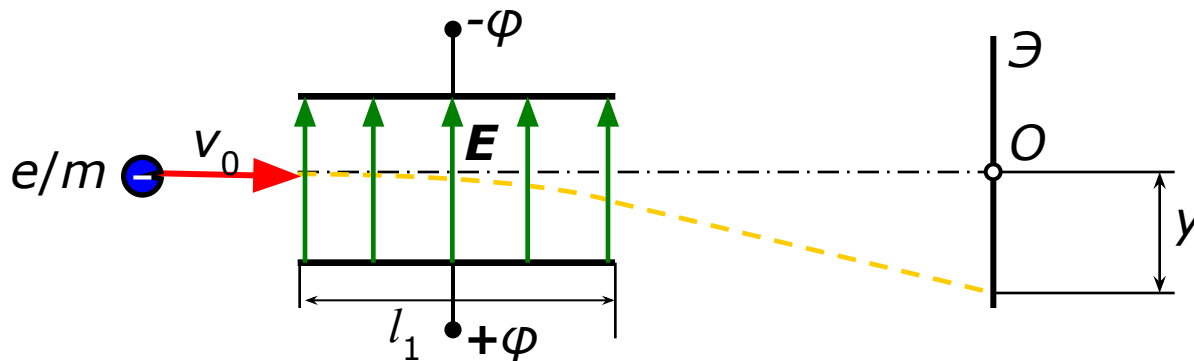


Сила Лоренца. Дрейф заряженной частицы в скрещенных электрическом и магнитном полях

- Отклонение движущихся заряженных частиц электрическим и магнитным полями

Пусть узкий пучок одинаково заряженных частиц (например, электронов) попадает в отсутствие внешних полей в центр экрана Э электронно-лучевой трубки (ЭЛТ) – (·)О. Определим смещение y следа пучка, вызываемое перпендикулярным к пучку однородным электрическим полем \mathbf{E} , действующим на пути длиной l_1 . Начальная скорость частиц – v_0 .

В области с \mathbf{E} -полем каждая частица будет двигаться с постоянным поперечным (перпендикулярным к v_0) ускорением $a_n = e/m \cdot E$ (где e/m – удельный заряд электрона) в течение времени $t = l_1/v_0$.

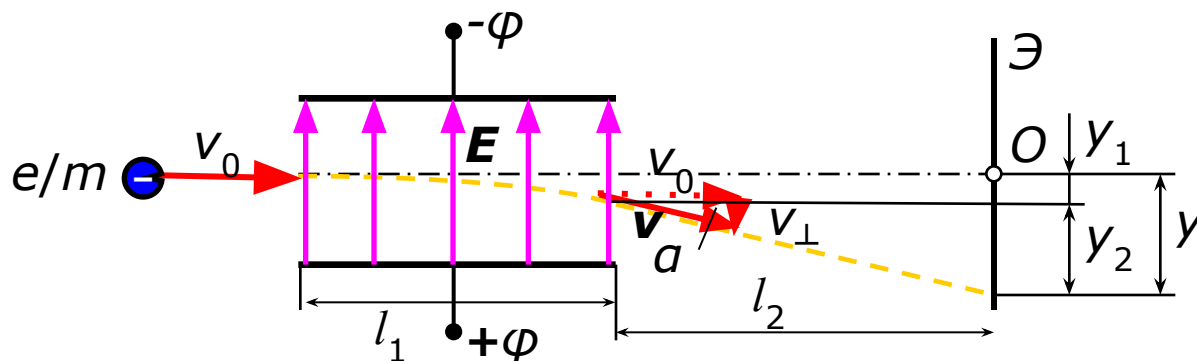


Сила Лоренца. Дрейф заряженной частицы в скрещенных электрическом и магнитном полях

За время пролета области с \mathbf{E} -полем частицы сместятся на координату $y_1 = 1/2 \cdot a_n \cdot t^2 = 1/2 \cdot e/m \cdot E \cdot l_1^2 / v_0^2$ и приобретут поперечную (к v_0) составляющую скорости: $v_{\perp} = a_n \cdot t = e/m \cdot E \cdot l_1 / v_0$.

Далее электроны летят прямолинейно под углом α к v_0 , который можно определить через $\operatorname{tg} \alpha = v_{\perp} / v_0 = e/m \cdot E \cdot l_1 / v_0^2$, при этом частицы сместятся еще на $y_2 = l_2 \cdot \operatorname{tg} \alpha = e/m \cdot E \cdot l_1 \cdot l_2 / v_0^2$. Таким образом, полное смещение пучка относительно (\cdot) O :

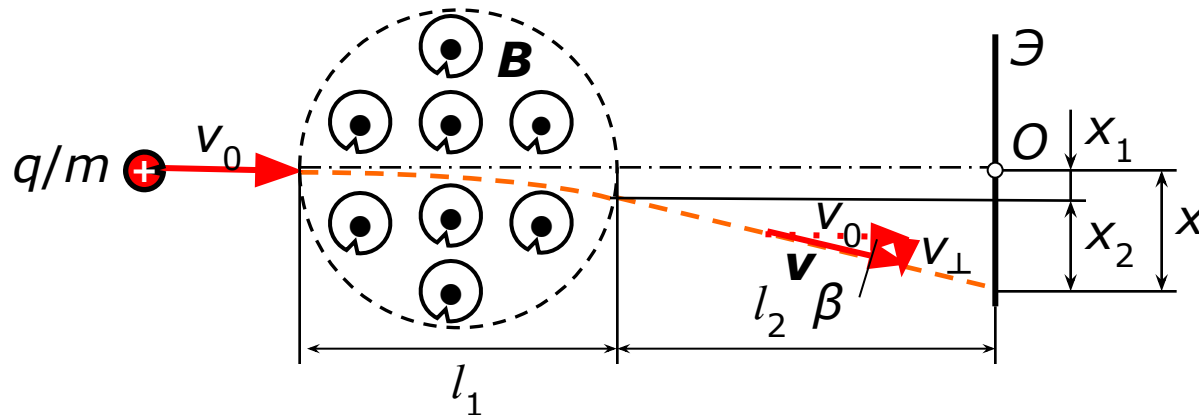
$$y = y_1 + y_2 = e/m \cdot E \cdot l_1 / v_0^2 \cdot (1/2 \cdot l_1 + l_2) = (1/2 \cdot l_1 + l_2) \cdot \operatorname{tg} \alpha \quad (7)$$



Сила Лоренца. Дрейф заряженной частицы в скрещенных электрическом и магнитном полях

В случае, когда на пути l_1 частиц включается поперечное к их скорости \mathbf{v}_0 однородное магнитное поле \mathbf{B} , также происходит смещение исходного пучка относительно центра экрана. Аналогично можно и здесь вывести формулу для полного смещения пучка вдоль оси x (поле действует вдоль оси y):

$$x = x_1 + x_2 = q/m \cdot B \cdot l_1 / v_0 \cdot (1/2 \cdot l_1 + l_2) = (1/2 \cdot l_1 + l_2) \cdot \operatorname{tg} \beta \quad (8)$$



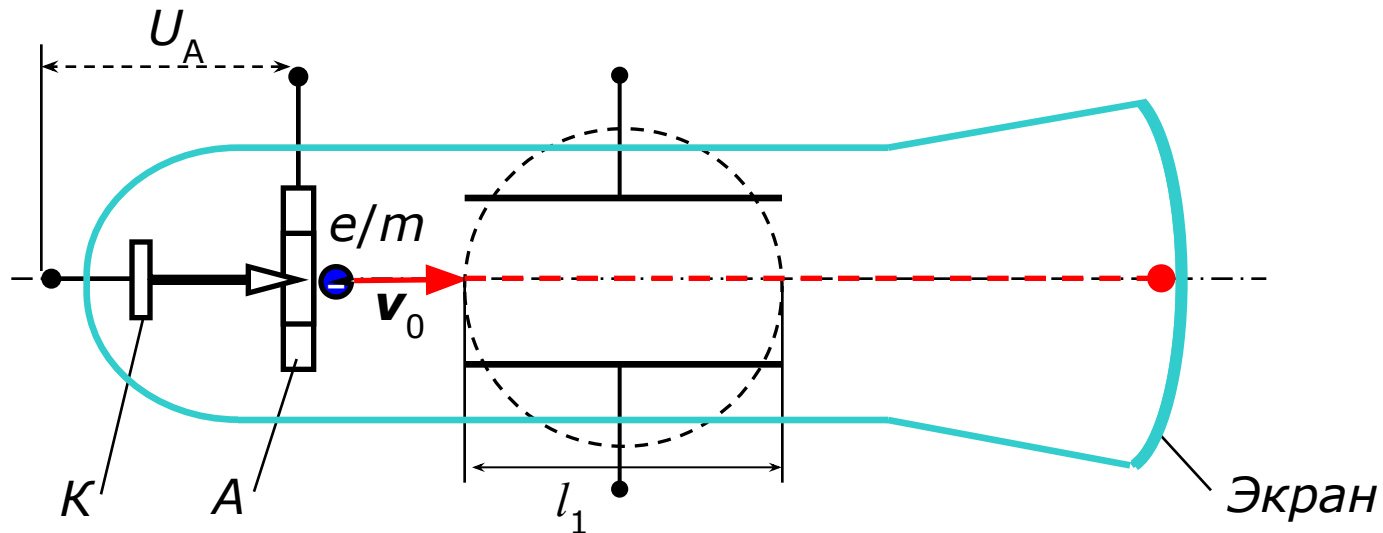
Вывод. Как в случае действия электрического поля, так и в случае – магнитного поля, отклонение пучка частиц (луча) пропорционально удельному заряду e/m (или q/m).

Определение удельного заряда частиц

- *Эксперименты по определению удельного заряда электрона*

Удельный заряд электрона e/m был впервые измерен Дж. Томсоном в 1897 г. с помощью разрядной трубки. Трубка представляла собой откакумированную стеклянную колбу, внутри которой располагались коаксиальные катод K и анод A , зона управления электронным пучком и покрытый люминофором экран.

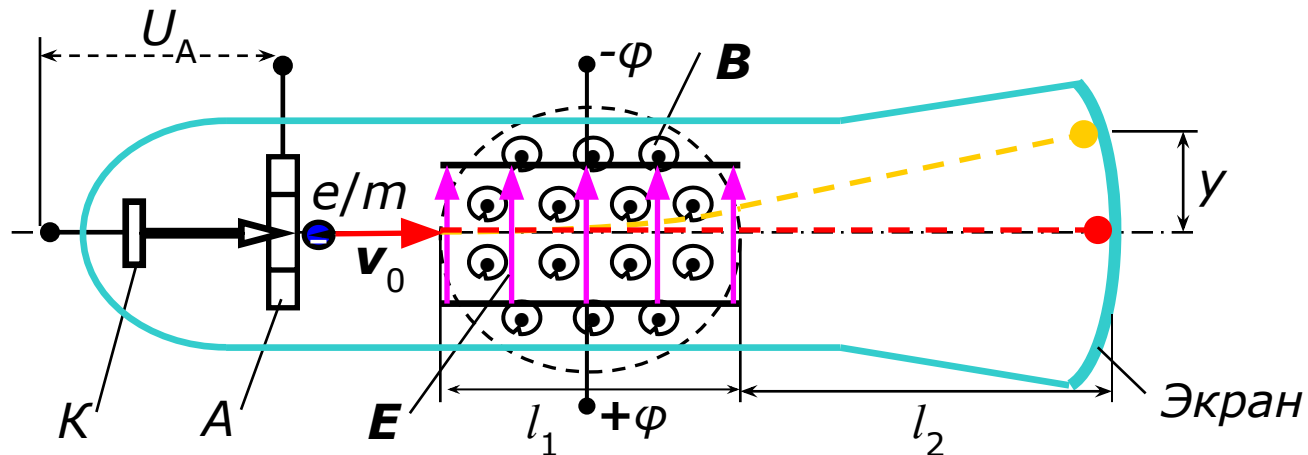
Предварительно ускоренный напряжением U_A электронный пучок выходил из отверстия в аноде, проходил между пластинами плоского конденсатора и попадал на люминофор экрана, заставляя его высвечиваться.



Определение удельного заряда частиц

Кроме того трубка помещалась между полюсами электромагнита, который создавал при необходимости в зоне управления однородное магнитное поле, перпендикулярное электрическому полю конденсатора. Каждое из полей в отдельности вызывало соответствующее смещение пучка электронов в вертикальном направлении; величины смещений определялись по формулам (7) и (8).

Включив магнитное поле \mathbf{B} и измерив вызванное им смещение следа на экране, которое подчиняется уравнению $y = e/m \cdot B \cdot l_1 / v_0 (1/2 \cdot l_1 + l_2)$, Томсон включал также и электрическое поле и подбирал его значение \mathbf{E} таким, чтобы пучок снова попадал в центр экрана. В этом случае выполнялось равенство: $e \cdot E = e \cdot v_0 \cdot B$. Решая это уравнение совместно с уравнением для y , можно было определить e/m .

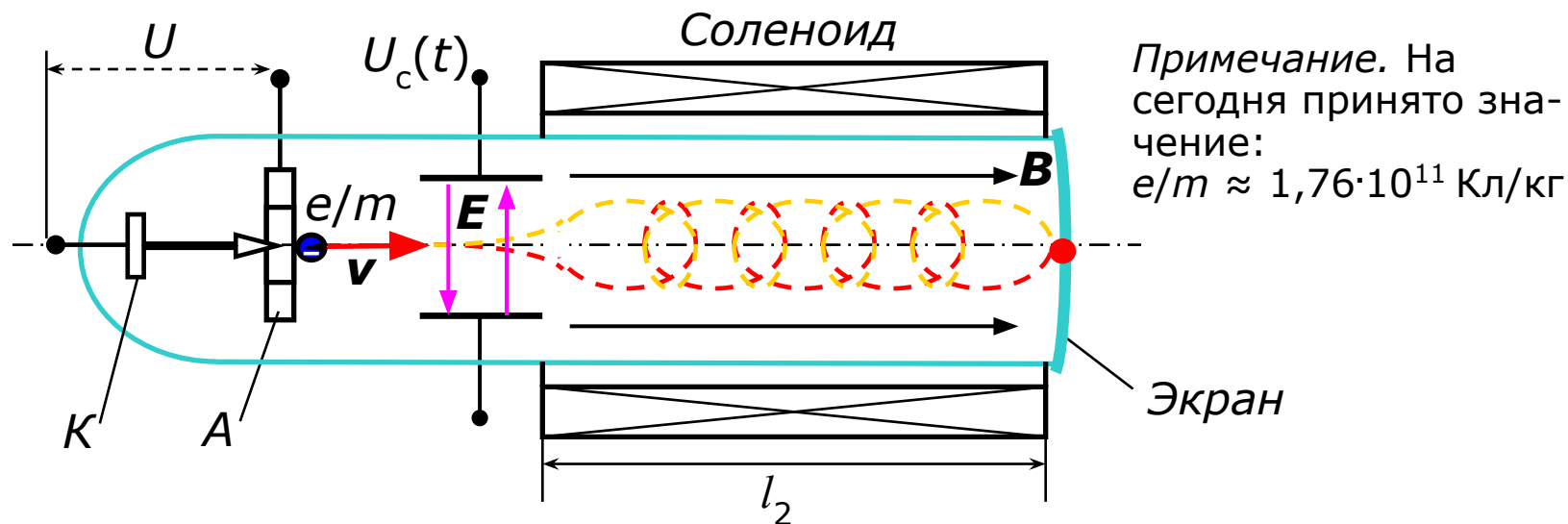


Определение удельного заряда частиц

В эксперименте Буша электроны, испущенные раскаленным катодом K , ускорялись, проходя разность потенциалов U между катодом и анодом A , и таким образом приобретали скорость v , значение которой может быть найдено из уравнения энергии: $e \cdot U = m \cdot v^2 / 2$, т. е. $v = \sqrt{2eU/m}$.

Коаксиальная разрядная трубка своей цилиндрической частью вставлена в соленоид, магнитная индукция B которого плавно регулируется. Выходящий из анода узкий электронный пучок попадал в электрическое поле плоского конденсатора, установленного на входе зоны действия соленоида. На конденсатор прикладывалось переменное напряжение $U_c(t)$, что приводило к отклонению электронов от оси на небольшие углы $\alpha(t)$. Оказываясь в осевом магнитном поле, эти электроны закручивались по спиральным траекториям и, пройдя поле, попадали на экран.

Если подобрать индукцию B так, чтобы на длине l_2 зоны магнитного поля укладывалось целое число n шагов спирали l , т.е. $l_2 = n \cdot l$, то точка пересечения траекторий электронов попадет на экран, и весь пучок окажется сфокусированным в этой точке экрана. Используя формулу для $l = v \cdot T \approx 2\pi m / e \cdot v / B$ (здесь учтено, что при малых $\alpha \cos \alpha \approx 1$), а также выражение для скорости v и зная l_2 , можно определить удельный заряд электрона e/m .



Определение удельного заряда частиц

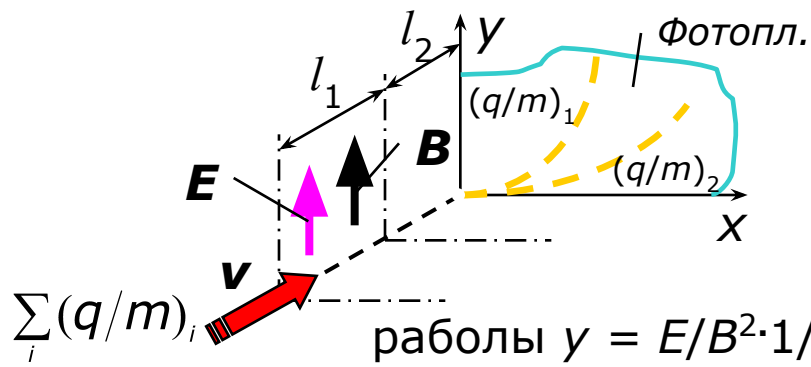
■ Определение удельного заряда ионов. Масс-спектрографы

Ионы образуются в газоразрядной трубке за счет ионизации молекул газа, происходящей в объеме, имеющем заметную протяженность. Возникая в разных местах трубки, ионы проходят затем неодинаковую разность потенциалов, вследствие чего их скорости бывают различными. Таким образом, методы, которые использовались для установления e/m , к ионам напрямую не применимы.

В 1907 г. Дж. Томсоном был разработан «метод парабол», который позволил обойти эту трудность. В его опыте узкий пучок положительных ионов (H; O; Hg и др.) проходил через область, в которой на него одновременно воздействовали параллельные друг другу электрическое и магнитное поля, ортогональные к первоначальному направлению пучка. Эти поля вызывали отклонения ионов: магнитное поле – в направлении оси x , электрическое поле – в направлении оси y . Величины отклонений определялись по формулам: $x = q/m \cdot B \cdot l_1 / v (1/2 \cdot l_1 + l_2)$, $y = q/m \cdot E \cdot l_1 / v^2 (1/2 \cdot l_1 + l_2)$, где v – скорость конкретного иона с удельным зарядом q/m , l_1 – протяженность области действия полей, l_2 – расстояние от границы этой области до фотопластинки (на ней регистрировались попадания ионов).

Выражения для x и y определяют координаты точки на пластинке, в которую попадает конкретный ион.

Ионы с одинаковым q/m , но с разными скоростями v попадали в разные точки. Исключив из формул скорость v , получим уравнение парабола



раболы $y = E/B^2 \cdot 1/l_1 (0,5 \cdot l_1 + l_2) \cdot m/q \cdot x^2$ для ионов с $(q/m)_i$.

Определение удельного заряда частиц

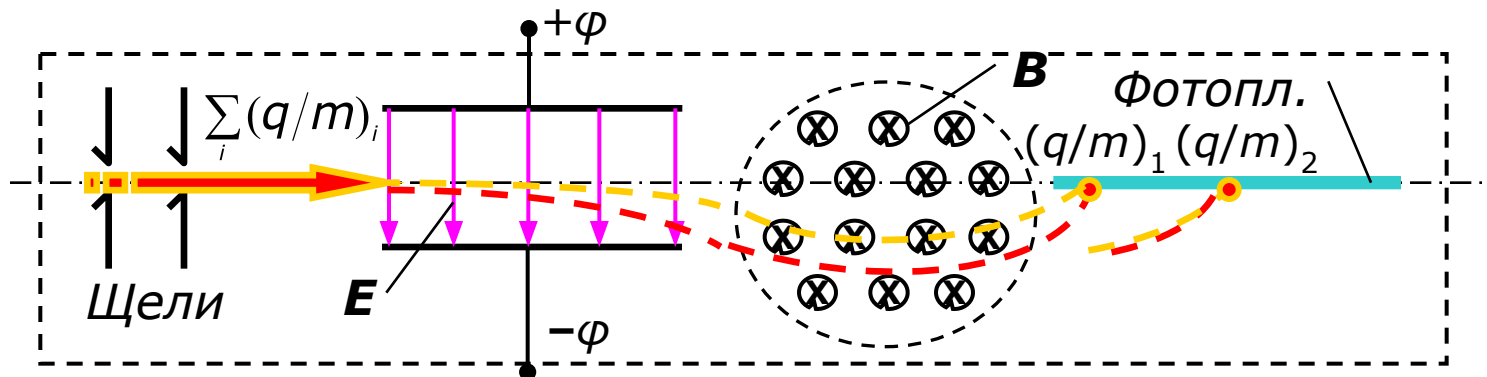
Таким образом, для каждой ионной фракции с удельным зарядом $(q/m)_i$, получалась на фотопластинке своя парабола. Зная параметры прибора, т.е. E , B , l_1 , l_2 и измеряя координаты (x, y) следов ионов, можно было по уравнению соответствующей параболы рассчитать удельный заряд ионов.

Так Дж. Томсон, экспериментируя с химически чистым неоном, обнаружил, что этот инертный газ давал две параболы, соответствующие относительным атомным массам: 20 и 22. Эти результаты явились открытием первых изотопов (неона), т.е. химически неразличимых разновидностей атомов Ne.

Определение удельного заряда частиц

Фр. Астон усовершенствовал метод определения удельного заряда ионов q/m , предложив специальный прибор – масс-спектрограф. В устройстве этого прибора можно выделить: систему диафрагм (щелей) для формирования узкого ионного пучка, зону управления пучком электрическим \mathbf{E} и магнитным \mathbf{B} полями, регистрирующую фотопластинку. Все системы прибора заключались в тщательно откакумированный корпус.

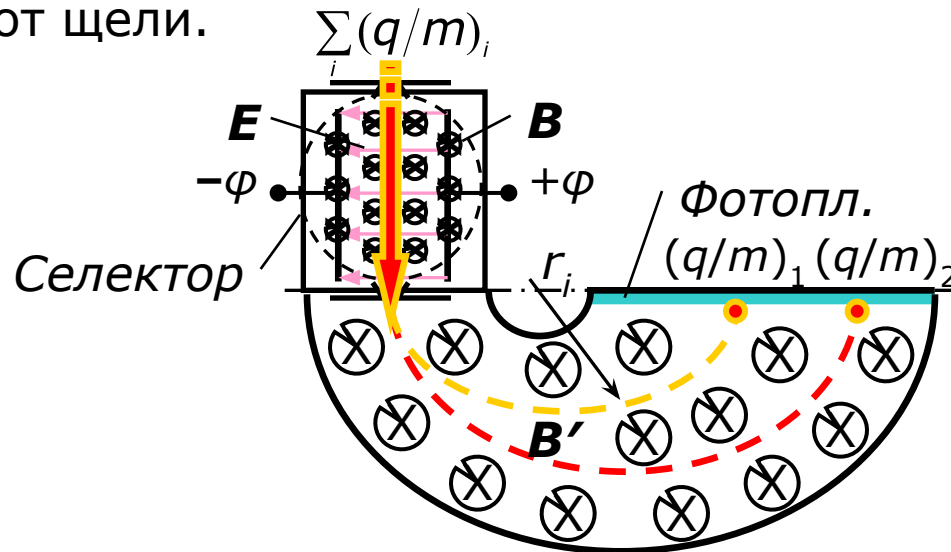
Электрическое и магнитное поля вызывали отклонения ионов пучка в противоположные стороны. При прохождении области с \mathbf{E} -полем ионы отклонялись тем сильнее, чем меньше была их скорость (такими ионами являлись частицы с меньшим отношением q/m), поэтому из электрического поля они выходили в виде расходящегося пучка. В магнитном поле траектории ионов также искривлялись (в другую сторону) тем сильнее, чем меньше была их скорость. В результате после выхода из \mathbf{B} -поля ионы опять образовывали пучок, сходящийся в одной точке на фотопластинке. Ионы с другими значениями q/m фокусировались в других точках.



Определение удельного заряда частиц

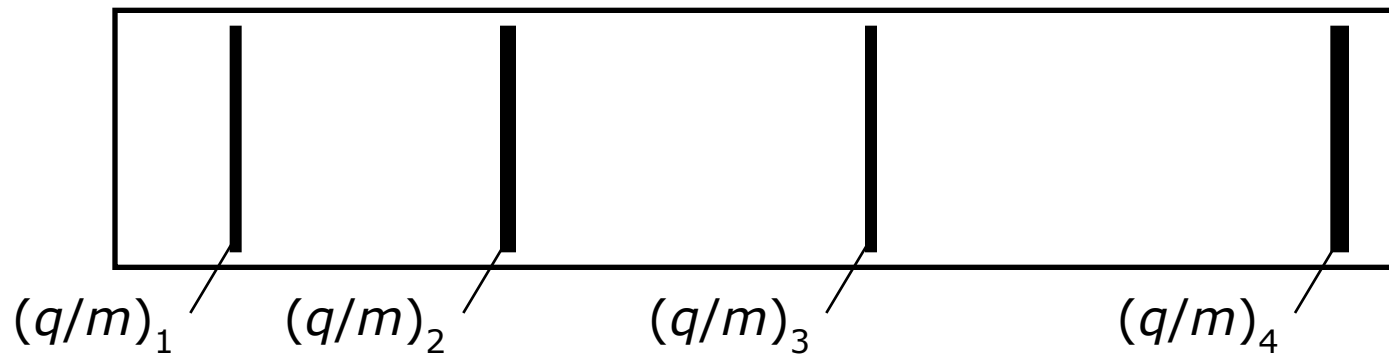
В масс-спектрографе Бейнбриджа пучок ионов $\Sigma(q/m)_i$ сначала проходит через селектор скоростей, который выделяет из пучка ионы с определенным значением скорости, т. е. моноэнергетическую фракцию ионов. В селекторе ионы подвергаются одновременному воздействию взаимно-перпендикулярных электрического \mathbf{E} и магнитного \mathbf{B} полей, отклоняющих частицы в противоположных направлениях. Через выходящую щель селектора проходят только те ионы, для которых действия этих полей полностью компенсированы, т.е. выполняется условие: $q \cdot E = q \cdot v \cdot B$. Таким образом, из селектора выходит пучок со скоростью $v = E/B$.

Затем ионы попадают в камеру, где действует однородное перпендикулярное их направлению магнитное поле \mathbf{B}' . Здесь ионы движутся по окружностям, радиусы которых зависят от q/m : $r_i = (m/q)_i \cdot v/B'$, т. е. более тяжелые ионы движутся по большему радиусу. Описав половину такой окружности, ионы попадают на регистрирующую фотопластинку, оставляя на ней след (штрих) на расстоянии $2r_i$ от щели.



Определение удельного заряда частиц

После обработки пластинки на ней остается картина в виде системы штрихов, отвечающих каждому значению $(q/m)_i$ пучка. Эту картину называют *масс-спектрограммой*.



В настоящее время известно много типов усовершенствованных масс-спектрографов (статические, работающие на постоянных E , B -полях; динамические, работающие на переменных полях). Созданы и работают приборы, где регистрация ионов осуществляется фото-электрическими преобразователями – это *масс-спектрометры*.

Ускорение заряженных частиц электромагнитными полями

В физике атомного ядра и элементарных частиц большую роль играют эксперименты с пучками заряженных частиц высоких энергий. Устройства, применяемые для получения таких пучков, называются *ускорителями заряженных частиц*.

По форме траектории ускоряемых частиц различают:

- линейные ускорители;
- циклические ускорители.

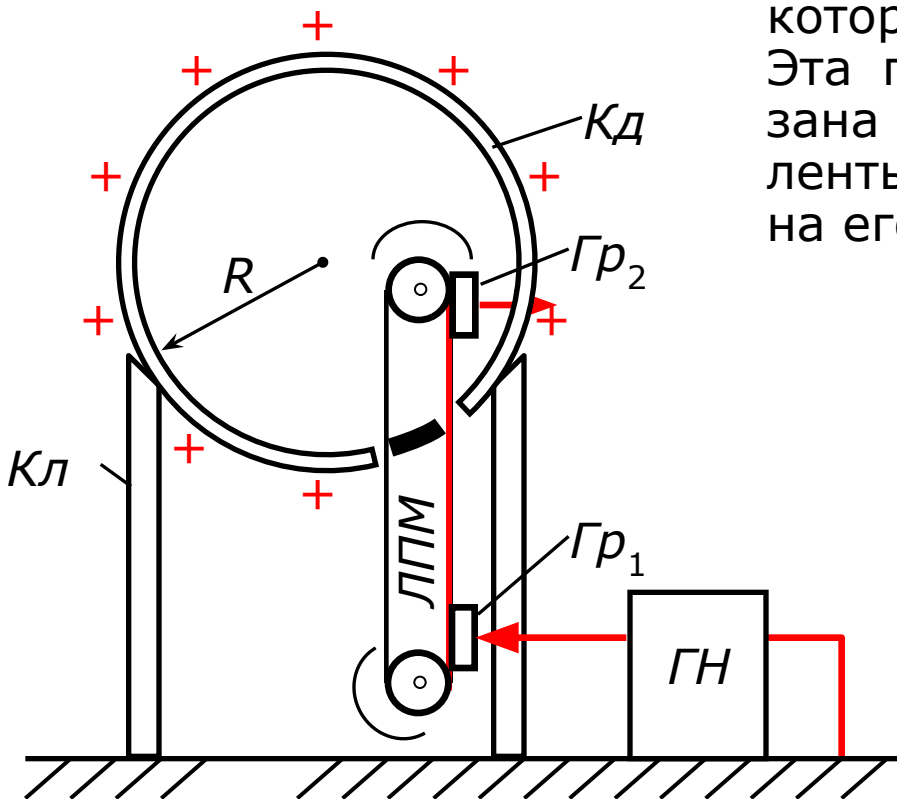
Большой класс линейных ускорителей использует электростатический принцип ускорения, а поэтому для их работы необходимы электростатические генераторы, обеспечивающие ускорители высоким напряжением.

В 1929 г. голландец Ван – де – Грааф предложил конструкцию электростатического генератора, основывающуюся на том, что избыточные заряды располагаются по внешней поверхности проводника. Схема генератора представлена на следующем слайде.

Ускорение заряженных частиц электромагнитными полями

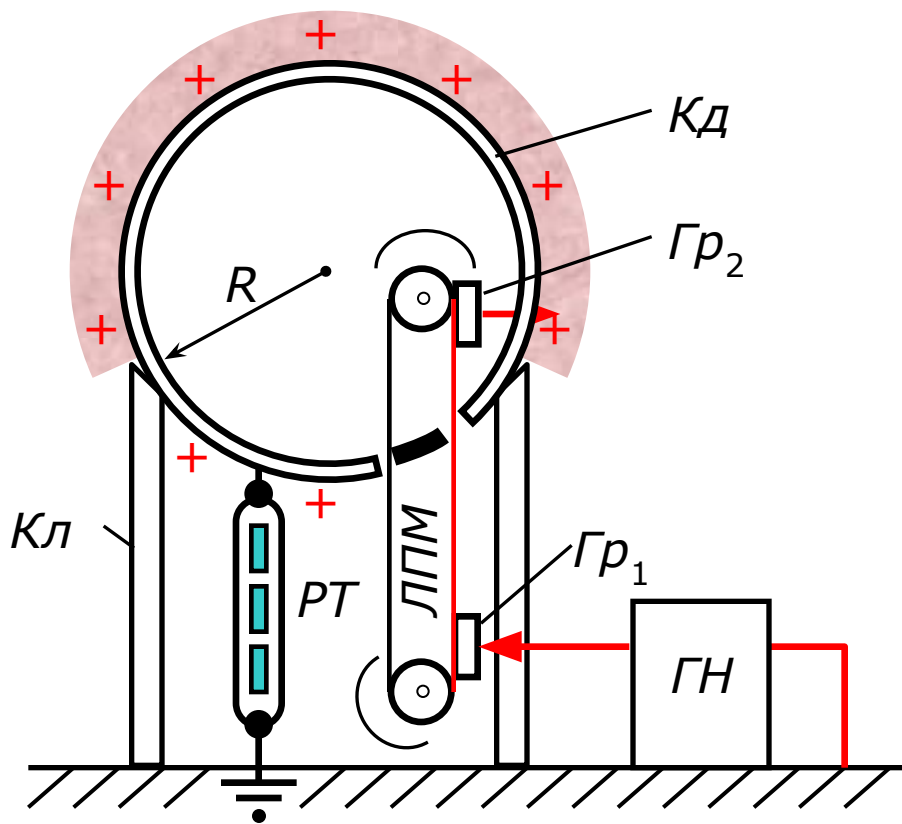
Большой полый металлический шар ($\varnothing \sim 10$ м) – кондуктор K_d установлен на диэлектрической колонне K_l . Внутри шара введена надетая на валики движущаяся шелковая (или резиновая) лента ЛПМ. У основания колонны вблизи ленты находится гребенка $Гр_1$ из остриев, с которых стекает на ленту заряд, возбуждаемый генератором напряжения $ГН$ на несколько десятков киловольт. Внутри кондуктора установлена вторая гребенка $Гр_2$, на острия

которой стекает заряд с ленты. Эта гребенка электрически связана с шаром, так что снятый с ленты заряд сразу же переходит на его внешнюю поверхность.



Ускорение заряженных частиц электромагнитными полями

По мере накопления зарядов на кондукторе его потенциал растет, пока утечка заряда не станет равной подводимому заряду. Утечка заряда происходит в основном за счет ионизации воздуха вблизи поверхности шара. Вокруг шара возникает коронный разряд (свечение) – прохождение тока через ионизированный воздух. Чтобы уменьшить «корону», поверхность шара тщательно полируют.



Критическая напряженность электрического поля, при которой в воздухе при атмосферном давлении возникает разряд $E_{кр} \approx 30$ кВ/см. Так как напряженность заряженного шара $E = \varphi/R$, поэтому для получения больших потенциалов делают кондуктор больших размеров. Предельная разность потенциалов $\Delta\varphi$, которую можно получить на генераторе Ван-де-Граафа ~ 10 МВ.

Само ускорение частиц происходит в разрядной трубке РТ, к электродам которой прикладывается полученная $\Delta\varphi$.

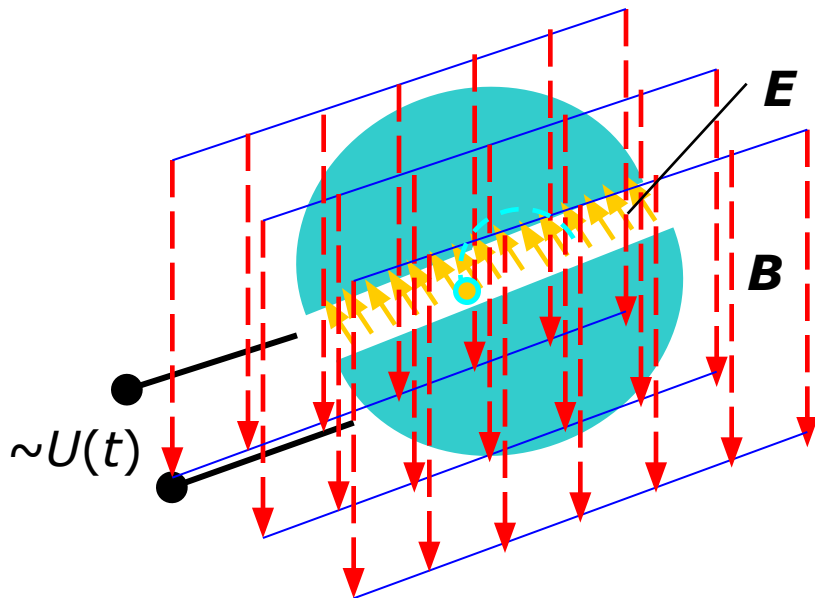
Современные типы ускорителей частиц

■ Циклотрон.

В основу работы этого *циклического ускорителя* частиц положена независимость периода обращения заряженных частиц в однородном магнитном поле от их скорости (см. $T = 2\pi m/q \cdot 1/B$).

Ускоритель состоит из двух электродов в виде половинок круглой невысокой цилиндрической коробки, называемых *дуантами*. Дуанты заключены в откачиваемый корпус, который помещается между полюсами электромагнита. Поле, создаваемое электромагнитом, однородно и перпендикулярно плоскости дуантов. На дуанты подается переменное напряжение $U(t)$ с генератора высокой частоты.

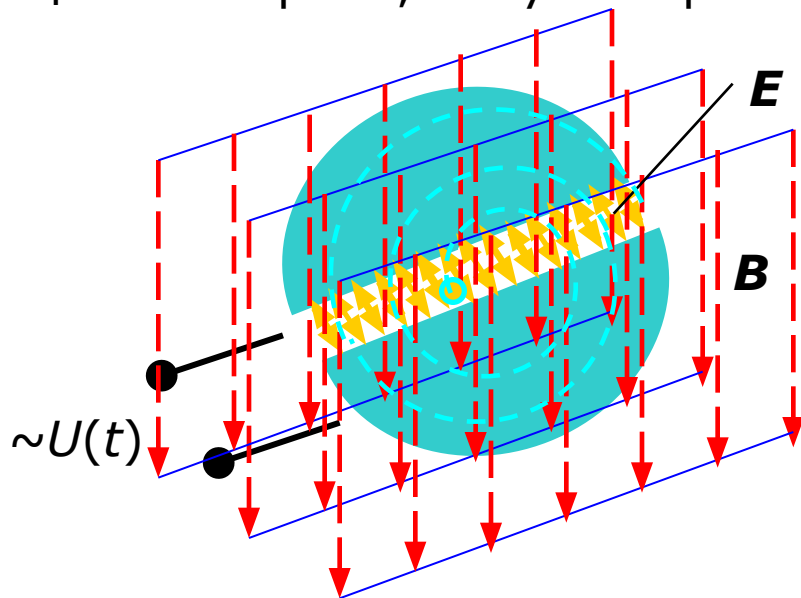
Инжектированная в зазор между дуантами частица в момент, когда напряжение достигнет максимального значения U_m , будет подхвачена электрическим полем \mathbf{E} и втянута внутрь одного из дуантов. Так как пространство внутри дуанта – эквипотенциально, то частица там будет находиться только под действием магнитного поля и двигаться по окружности с радиусом, пропорциональным скорости частицы $r = m/q \cdot v/B$.



Современные типы ускорителей частиц

Если выдерживать условие синхронизации, т. е. $T = T_0$ (период изменения напряжения), путем подбора закона и частоты изменения $U(t)$ между дуантами так, чтобы к моменту, когда частица, пройдя пол-окружности, подойдет к зазору, разность потенциалов между дуантами изменила бы знак и опять достигла значения U_m [например по закону: $U = U_m \cdot \cos(2\pi/T_0 \cdot t)$], то тогда частица будет снова ускорена и влетит во второй дуант с энергией в два раза большей, чем та, с которой она двигалась в первом. Обладая большей скоростью, частица будет двигаться во втором дуанте по окружности большего радиуса, но время пролета дуанта останется прежним. Поэтому к очередному проходу зазора дуантов ситуация с ускоряющим напряжением повторится, и т. д. и т. п.

Таким образом, частица движется в циклотроне по раскручивающейся спирали, получая при каждом прохождении зазора дополнительную порцию энергии ($q \cdot U_m$). Располагая генератором переменного напряжения с $U_m \sim 100$ кВ, можно с помощью циклотрона ускорить протоны до энергий ~ 25 МэВ.



Современные типы ускорителей частиц

При более высоких энергиях начинает сказываться зависимость массы частиц от скорости, т.е. проявляется релятивистский эффект $m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - (v/c)^2}}$ и период обращения частицы увеличивается, а синхронизм между ее обращением и изменением ускоряющего поля – нарушается.

Чтобы избежать этого и, следовательно, получать частицы с еще большей энергией применяют следующие методы:

- изменяют частоту питающего напряжения $U(t)$;
- изменяют индукцию магнитного поля B .

Устройство, в котором в процессе ускорения каждой порции частиц соответствующим образом уменьшается частота напряжения $U(t)$, называется *синхроциклотроном* (или *фазотроном*).

Ускоритель, в котором частота ускоряющего напряжения остается постоянной, а индукция магнитного поля изменяется так, чтобы отношение $m/B = \text{const}$, называют *синхротроном*.

Замечание. Синхротроны используются только для ускорения электронов.

Ускоритель, в котором изменяются и частота $U(t)$, и индукция B -поля, называется *синхрофазотроном* (или *протонным синхротроном*).

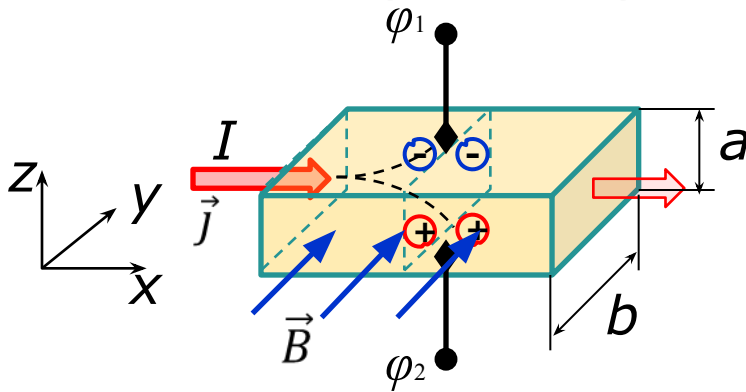
Замечание. Здесь дуантов – нет, ускорение протонов происходит на отдельных участках траектории с помощью электрического поля, создаваемого генератором с перестраиваемой частотой U . Протоны движутся по окружности постоянного радиуса $r = m/q \cdot v/B$, поэтому в установке увеличивают индукцию B .

Эффект Холла

С процессами движения заряженных частиц в скрещенных \vec{E} и \vec{H} полях непосредственно связан эффект, открытый в 1879 г. американским физиком Э. Холлом и названный в его честь – *эффектом Холла*.

Сущность явления: Возникновение поперечного электрического поля и соответствующей разности потенциалов в проводнике (или в полупроводнике), по которому течет электрический ток I , при помещении проводника (полупроводника) в магнитном поле \vec{B} , перпендикулярное к направлению тока.

Э. Холл экспериментировал с золотой пластинкой (см. рис.)

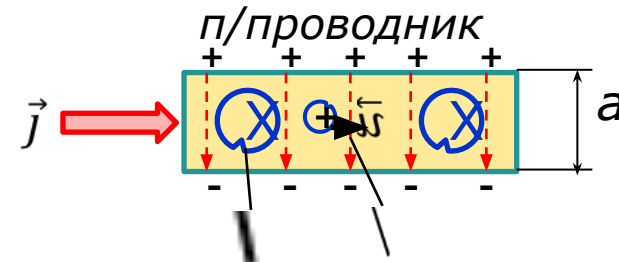
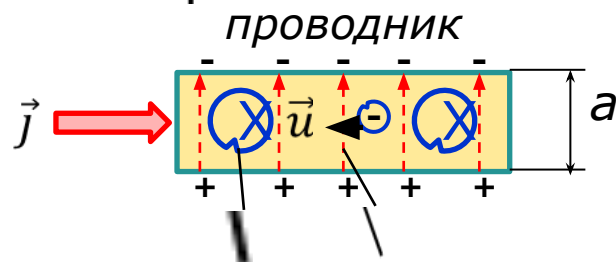


На верхней и нижней гранях пластинки (пл. x - y) образуется холловская разность потенциалов $(\varphi_1 - \varphi_2) = U_x = R_x \cdot \frac{I \cdot B}{b}$, (9) где R_x - постоянная Холла.

Эффект Холла

Эффект Холла очень просто объясняется электронной теорией тока. В проводнике носителями тока являются электроны с зарядом $q = -e$, концентрацией n и скоростью дрейфа \vec{u} , направленной против тока \vec{j} , а в полупроводнике – носители – «дырки» с зарядом $q = +e$, концентрацией n и скоростью дрейфа \vec{u} , направленной по току \vec{j} , поэтому ток всегда можно представить как $I = q \cdot n \cdot u \cdot S = q \cdot n \cdot u \cdot (a \cdot b)$.

При включении магнитного поля на каждый носитель начинает действовать магнитная сила Лоренца $\vec{F} = q(\vec{u} \times \vec{B})$, направленная вдоль стороны пластинки a . В результате, если носителями являются электроны, происходит их накопление на верхней грани, а у нижней грани получается избыток положительных зарядов. Т. о. образуется дополнительное, поперечное электрическое поле, которое называют холловским \vec{E}_B . Для положительных носителей – картина обратная.



Эффект Холла

В ходе эксперимента наступает такой момент, когда напряженность поперечного поля \vec{E}_B достигает такого значения, что его действие на заряды будет уравновешивать силу Лоренца: $q \cdot E_B = q \cdot u \cdot B$, при этом $E_B = u \cdot B$ или в векторном виде $\vec{E}_B = -(\vec{u} \times \vec{B})$.

В результате холловское напряжение принимает вид:

$$U_x = E_B \cdot a = u \cdot B \cdot a,$$

а определив u из выражения для тока, т.е. $u = \frac{I}{q \cdot n \cdot (ab)}$, получаем после подстановки искомое напряжение:

$$U_x = \frac{I}{q \cdot n \cdot (a \cdot b)} \cdot B \cdot a = \frac{1}{q \cdot n} \cdot \frac{I \cdot B}{b}.$$

Сопоставляя последнее выражение для U_x с формулой (9), приходим к заключению, что постоянная Холла равна:

$$R_x = \frac{1}{q \cdot n}. \quad (10)$$

Видно, что знак R_x совпадает со знаком носителей, а поэтому определив знак U_x , можно установить знак носителей тока.

Измерив U_x и рассчитав постоянную Холла из (9), можно определить концентрацию носителей: $n = \frac{1}{q \cdot R_x}$; а, измерив электропроводность образца $\sigma = n \cdot q \cdot \frac{u}{E}$, можно также определить подвижность носителей $\mu = \frac{u}{E} = \frac{\sigma}{n \cdot q} = R_x \cdot \sigma$.