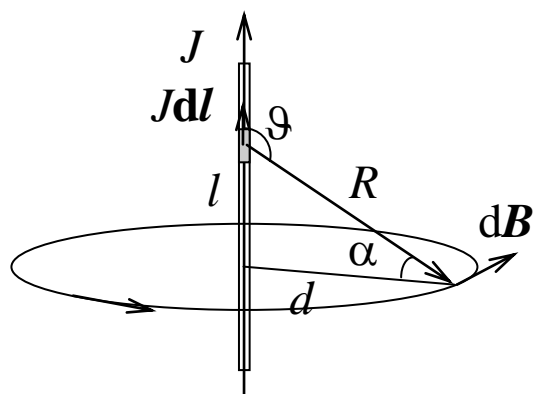


Материалы к Главе IV

Поле прямого тока и сила взаимодействия прямых токов

Прямой ток – постоянный линейный ток, текущий по физически бесконечно длинному прямому проводнику.

Поперечные линейные размеры проводника гораздо меньше расстояния до точки наблюдения, а длина гораздо больше этого расстояния (см. рис.).



Заметим, что в соответствии с законом Био-Савара-Лапласа направление магнитного поля всех линейных элементов тока Jdl в проводнике одинаково, а величина магнитной индукции равна:

$$dB = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{Jdl \sin \vartheta}{R^2}.$$

При этом из геометрических соображений:

$$\sin \vartheta = \cos \alpha, \quad R = \frac{d}{\cos \alpha}, \quad l = d \operatorname{tg} \alpha, \quad dl = \frac{d}{\cos^2 \alpha} d\alpha.$$

Следовательно:

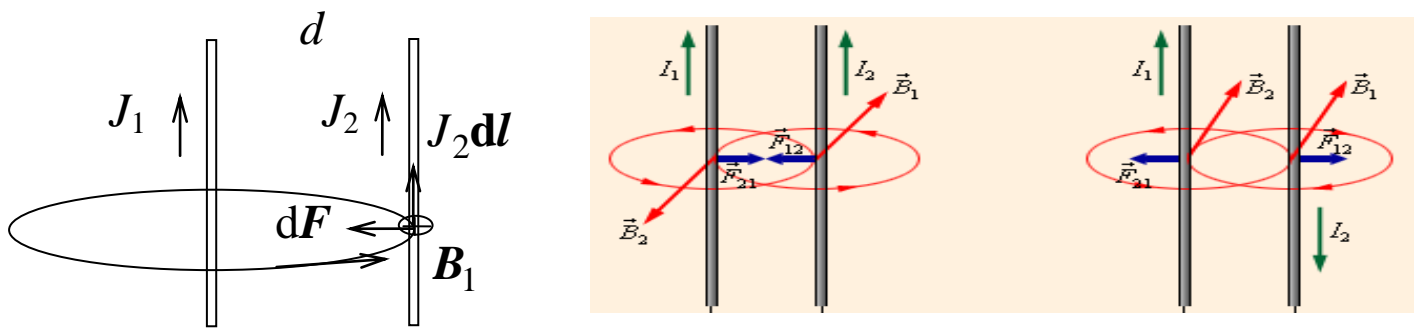
$$dB = \frac{\mu_0}{4\pi} J \frac{d \cos \alpha \cdot \cos^2 \alpha}{d^2 \cos^2 \alpha} d\alpha = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{J}{d} \cos \alpha d\alpha.$$

После интегрирования по длине проводника с постоянным током получим индукцию магнитного поля от всего проводника:

$$B = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{J}{d} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \cos \alpha d\alpha = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{2J}{d}.$$

Магнитная индукция постоянного прямого тока направлена по касательной к окружности с центром на проводе, ее направление согласовано с направлением тока по правилу буравчика. Величина магнитной индукции пропорциональна силе тока J и обратно пропорциональна расстоянию d от точки наблюдения до прямого тока.

Если поместить вблизи прямого тока 1 еще один прямой ток 2, параллельный первому (см. рис.), то можно посчитать силу взаимодействия двух прямых токов.



На элемент тока $J_2 dl$ правого провода действует сила Ампера, величина которой равна:

$$dF = J_2 dl B_1 = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{2J_1 J_2}{d} dl.$$

При этом если токи в проводах сонаправлены, то провода притягиваются, если токи противоположно направлены, то провода отталкиваются. Как видим, формула полностью симметрична относительно проводов. Величина силы, действующей на первый провод со стороны второго будет такой же, а направление изменится на обратное. Следовательно, третий закон Ньютона выполняется.

Величина силы f , действующей на единицу длины одного из проводников (линейная плотность силы), равна:

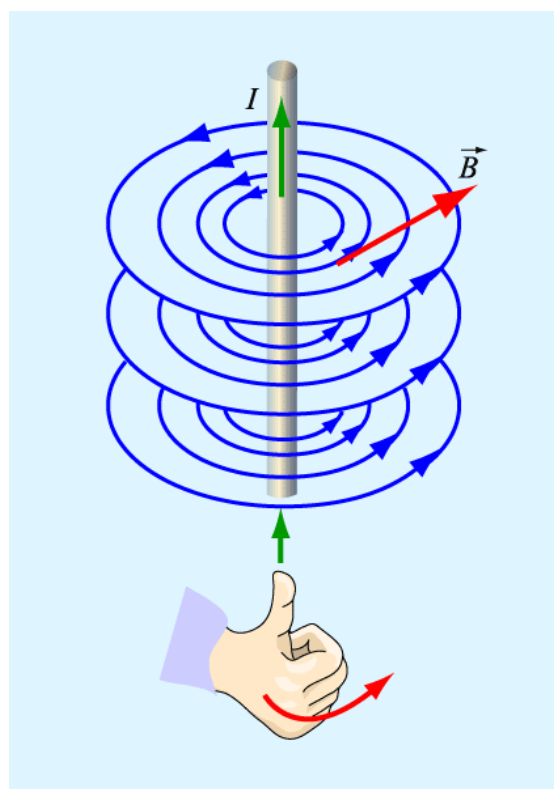
$$f = \frac{dF}{dl} = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{2J_2 J_1}{d}.$$

Как видим, сила f обратно пропорциональна расстоянию между проводниками и пропорциональна силам токов, текущих по проводникам. Это соотношение используется для определения единицы силы тока в международной системе единиц СИ.

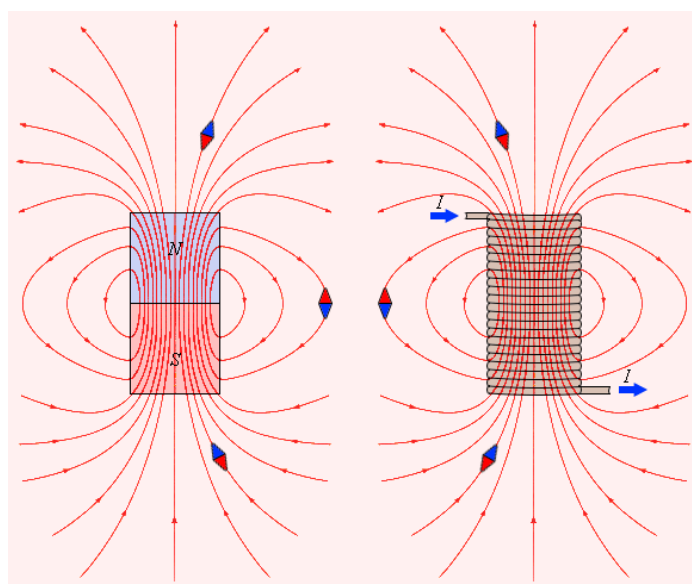
1 Ампер – это сила постоянного тока, который при прохождении по двум параллельным прямолинейным проводникам бесконечной длины и ничтожно малого поперечного сечения, расположенным в вакууме на расстоянии 1 м один от другого, вызывает на каждом участке проводника длиной 1 м силу взаимодействия, равную $2 \cdot 10^{-7}$ Н. В соответствии с определением единицы силы тока находим коэффициент k и магнитную постоянную μ_0 :

$$k \equiv \frac{\mu_0}{4\pi} = \frac{fd}{J_2 J_1} = 10^{-7} \frac{\text{Н}}{\text{А}^2}.$$

Линии индукции магнитного поля



Прямой ток

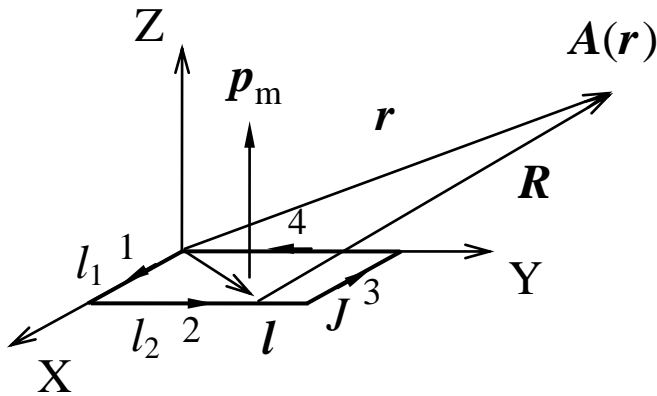


Постоянный магнит и соленоид с током

Элементарный ток и его магнитное поле

Элементарный ток (элементарный магнитный диполь) – это плоский физически бесконечно малый (по сравнению с расстоянием до точки наблюдения или с линейными размерами неоднородности внешнего магнитного поля) виток (замкнутый контур квазилинейного проводника) с постоянным током.

Найдем векторный потенциал магнитного поля элементарного тока.



Для этого рассмотрим прямоугольный элементарный ток размерами $l_1 \times l_2$ (см. рис.). Введем систему координат так, что плоскость XY совпадает с плоскостью тока, а ось Z с положительным направлением нормали к ней.

Заметим, что при $r \gg l_1, l_2$:

$$\mathbf{R} = \mathbf{r} - \mathbf{l}, \quad R^2 = r^2 - 2\mathbf{r} \cdot \mathbf{l} + l^2 \cong r^2 \left(1 - 2 \frac{\mathbf{r} \cdot \mathbf{l}}{r^2} \right),$$

$$R \cong r \left(1 - 2 \frac{\mathbf{r} \cdot \mathbf{l}}{r^2} \right)^{1/2} \cong r \left(1 - \frac{\mathbf{r} \cdot \mathbf{l}}{r^2} \right) \text{ и } \frac{1}{R} \cong \frac{1}{r \left(1 - \frac{\mathbf{r} \cdot \mathbf{l}}{r^2} \right)} \cong \frac{1}{r} \left(1 + \frac{\mathbf{r} \cdot \mathbf{l}}{r^2} \right).$$

Запишем векторный потенциал поля элементарного тока, воспользовавшись векторным потенциалом поля линейного элемента тока, принципом суперпозиции и только что полученным соотношением:

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} J \oint_{L'} \frac{d\mathbf{l}'}{R} = \frac{\mu_0}{4\pi} J \oint_{L'} \frac{1}{r} \left(1 + \frac{\mathbf{r} \cdot \mathbf{l}}{r^2} \right) d\mathbf{l}' = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{J}{r^3} \oint_{L'} (r\mathbf{l}) d\mathbf{l}'.$$

Теперь распишем этот интеграл по всему контуру:

$$\begin{aligned} \oint_{L'} (r\mathbf{l}) d\mathbf{l}' &= \int_1 (r\mathbf{l}(1)) d\mathbf{l}' + \int_2 (r\mathbf{l}(2)) d\mathbf{l}' + \int_3 (r\mathbf{l}(3)) d\mathbf{l}' + \int_4 (r\mathbf{l}(4)) d\mathbf{l}' = \\ &= \int_1 (\mathbf{r}, l(1) - l(3)) d\mathbf{l}' + \int_2 (\mathbf{r}, l(2) - l(4)) d\mathbf{l}' = -\int_1 (\mathbf{r}, l_2) d\mathbf{l}' + \int_2 (\mathbf{r}, l_1) d\mathbf{l}' = \\ &= -l_1 (\mathbf{r}, l_2) + l_2 (\mathbf{r}, l_1) = [\mathbf{r} [l_2 l_1]] = [[l_1 l_2] \mathbf{r}] = [\mathbf{S} \mathbf{r}]. \end{aligned}$$

Здесь мы воспользовались известным векторным соотношением $[a[bc]] = b(ac) - c(ab)$.

В результате:

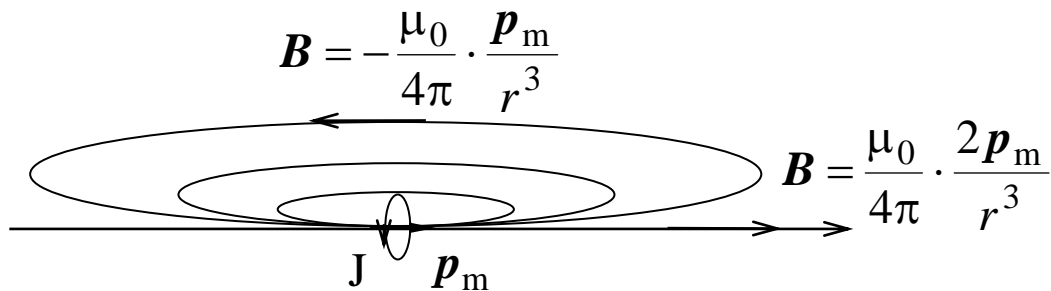
$$\mathbf{A}(\mathbf{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{J}{r^3} \oint_{L'} (\mathbf{r}l) dl' = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{J[\mathbf{S}r]}{r^3} = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{[\mathbf{p}_m \mathbf{r}]}{r^3}.$$

Таким образом, векторный потенциал поля, создаваемый элементарным током, выглядит внешне как потенциал электрического поля элементарного электрического диполя (см. Главу I) и равен:

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{[\mathbf{p}_m \mathbf{r}]}{r^3}, \quad \varphi(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{\mathbf{p} \cdot \mathbf{r}}{r^3}.$$

Если взять ротор от этого векторного потенциала, то получим магнитную индукцию (см. следующую страницу), которая также выглядит, как напряженность электрического поля элементарного диполя (рис.):

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{3(\mathbf{p}_m \mathbf{r})\mathbf{r} - r^2 \mathbf{p}_m}{r^5}, \quad \mathbf{E}(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{3(\mathbf{p} \mathbf{r})\mathbf{r} - r^2 \mathbf{p}}{r^5}.$$



Замечание. Полученные формулы остаются верными и в случае произвольного по форме элементарного тока. Поскольку его можно представить как совокупность прямоугольных элементарных токов, а определение магнитного момента и полученные формулы по отношению к магнитным моментам прямоугольных элементарных токов аддитивны.

Вывод формулы для магнитной индукции поля элементарного тока из векторного потенциала

Воспользуемся известным соотношением из векторного анализа:

$$\operatorname{rot}[ab] = [\nabla[ab]] = (\mathbf{b}\nabla)\mathbf{a} - (\mathbf{a}\nabla)\mathbf{b} + \mathbf{a} \operatorname{div} \mathbf{b} - \mathbf{b} \operatorname{div} \mathbf{a}$$

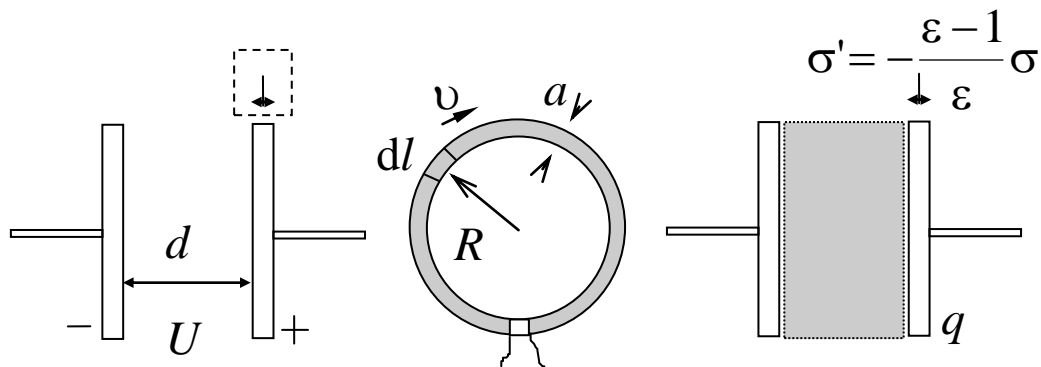
и тем, что дипольный магнитный момент \mathbf{p}_m постоянен:

$$\begin{aligned} \mathbf{B} &= \operatorname{rot} \mathbf{A} = \frac{\mu_0}{4\pi} \operatorname{rot} \left[\frac{\mathbf{p}_m \mathbf{r}}{r^3} \right] = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \operatorname{rot} \left[\mathbf{p}_m \frac{\mathbf{r}}{r^3} \right] = \\ &= \frac{\mu_0}{4\pi} \left(-(\mathbf{p}_m \nabla) \frac{\mathbf{r}}{r^3} + \mathbf{p}_m \left(\nabla \frac{\mathbf{r}}{r^3} \right) \right); \\ \left(\nabla \frac{\mathbf{r}}{r^3} \right) &= \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{x}{r^3} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{y}{r^3} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{z}{r^3} \right) = \\ &= \frac{r^3 - x3r^2 \frac{x}{r}}{r^6} + \frac{r^3 - y3r^2 \frac{y}{r}}{r^6} + \frac{r^3 - z3r^2 \frac{z}{r}}{r^6} = 0; \\ (\mathbf{p}_m \nabla) \frac{\mathbf{r}}{r^3} &= \left(p_{mx} \frac{\partial}{\partial x} + p_{my} \frac{\partial}{\partial y} + p_{mz} \frac{\partial}{\partial z} \right) \frac{\mathbf{r}}{r^3} = \\ &= p_{mx} \frac{ir^3 - r3r^2 \frac{x}{r}}{r^6} + p_{my} \frac{jr^3 - r3r^2 \frac{y}{r}}{r^6} + p_{mz} \frac{kr^3 - r3r^2 \frac{z}{r}}{r^6} = \\ &= p_{mx} \frac{ir^2 - r3x}{r^5} + p_{my} \frac{jr^2 - r3y}{r^5} + p_{mz} \frac{kr^2 - r3z}{r^5} = \\ &= -\frac{3(\mathbf{p}_m \mathbf{r})\mathbf{r} - r^2 \mathbf{p}_m}{r^5} \mathbf{p}_m; \\ \mathbf{B} &= -\frac{\mu_0}{4\pi} (\mathbf{p}_m \nabla) \frac{\mathbf{r}}{r^3} = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{3(\mathbf{p}_m \mathbf{r})\mathbf{r} - r^2 \mathbf{p}_m}{r^5}. \end{aligned}$$

Схема опытов Г.Роуланда и А.А. Эйхенвальда

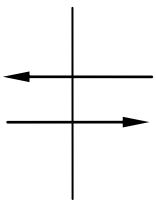
Генри Роуланд, 1876 г.;

Александр Александрович Эйхенвальд, 1903 г.



Два параллельных заряженных металлических диска могли вращаться вокруг своих осей. Вблизи диска подвешивалась на тонкой нити небольшая система магнитных стрелок, ось которой была параллельна плоскости дисков. Для наблюдений за поворотом стрелок с ней было скреплено небольшое зеркальце. Стрелки помещались внутрь проводящего кожуха для защиты от электростатических полей и движения воздуха.

Получаемые значения поля оказались в $\sim 10^4$ раз меньше магнитного поля Земли. Поэтому исследования велись с помощью **астатической системы магнитной стрелок**, состоящей из двух в непосредственной близости скрепленных магнитных стрелок, ориентированных в разных направлениях.



Достаточно однородное (на расстояниях между стрелками) поле Земли на такую стрелку практически не действует, а неоднородное поле движущегося заряженного диска такую систему стрелок отклоняет.

Оба диска заряжались разноименно и вращались относительно своих осей. Диски останавливали и по ним пропускали ток от постороннего источника и определяли силу тока, вызывающего то же отклонения стрелки. Расчет показал, что справедливо соотношение $Jdl = dqv$.

Проведем расчет для случая, когда диск сделан из изолирующего материала с металлической проводящей кольцевой обкладкой:

$$Jdl = dqv = adl\sigma v,$$

$$J = a\sigma v = a\sigma \frac{2\pi R}{T} = a2\pi R\sigma v = qv \sim \sigma v.$$

Здесь dl – длина элемента тока, a – толщина кольцевой обкладки, σ – поверхностная плотность зарядов, v – скорость движения кольца, R – радиус кольца, T и ν – период и частота вращения кольца, q – полный заряд кольца.

Пусть площадь проводящих обкладок $S = 100 \text{ см}^2$ и расстояние между ними $d = 1 \text{ см}$, $U = 10 \text{ кВ}$, тогда:

$$q = CU = \frac{\epsilon_0 S}{d} U = \frac{10^{-2}}{4\pi \cdot 9 \cdot 10^9 \cdot 10^{-2}} 10^4 \cong 10^{-7} \text{ Кл.}$$

Если диск вращался с частотой $\nu = 100 \text{ Гц}$, то $J = q\nu \cong 10^{-5} \text{ А} = 10 \text{ мкА}$.

Различные варианты опыта, проведенные Эйхенвальдом:

1) диск покоится ($\nu = 0$); при любом U

$$J = 0;$$

2) диск крутится без вставленного диэлектрика:

$$J_0 \sim \sigma_0 \sim U \text{ и } J_0 \sim \nu;$$

3) диск крутится, когда неподвижен диэлектрик; при $(U, \nu) - \text{const}$:

$$\sigma = D = \epsilon_0 \epsilon E = \epsilon D_0 = \epsilon \sigma_0 \Rightarrow$$

$$J = \epsilon J_0;$$

4) диск неподвижен, крутится диэлектрик; при $(U, \nu) - \text{const}$:

$$\sigma' = \left(-\frac{\epsilon - 1}{\epsilon} \right) \sigma = -(\epsilon - 1) \sigma_0 \Rightarrow$$

$$J = -(\epsilon - 1) J_0.$$

При этом еще и заряд от второго края диэлектрика находится сравнительно близко и вращается, так что отклонение стрелки было минимальным.

5) диск и диэлектрик крутятся вместе в одну сторону;

при $(U, \nu) - \text{const}$:

$$\sigma + \sigma' = \left(1 - \frac{\epsilon - 1}{\epsilon} \right) \sigma = \frac{\sigma}{\epsilon} = \sigma_0 \Rightarrow$$

$$J = J_0!$$

Резюме – любые движущиеся заряды создают магнитное поле.

Движение заряда в электромагнитном поле

В соответствии со вторым законом Ньютона запишем уравнение движения заряженной частицы, которая движется с достаточно малой по величине скоростью ($v \ll c$) во внешних электрическом и магнитном полях:

$$ma = qE + q[vB].$$

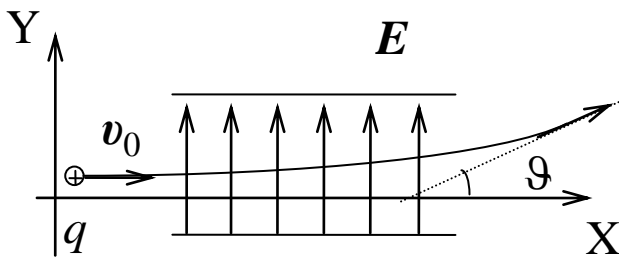
Это векторное уравнение распадается в общем случае на совокупность трех скалярных уравнений движения, записанных в проекциях на оси выбранной инерциальной системы отсчета.

В дальнейшем будем интересоваться только частными, но очень важными с практической точки зрения случаями.

А. Постоянное однородное электрическое поле

Рассмотрим случай, когда нет магнитного, но есть однородное постоянное электрическое поле напряженностью E , направленное, например, вдоль оси Y (см. рис.), направление которой задается единичным вектором \mathbf{j} :

$$\begin{aligned} \mathbf{B} &= 0, \\ \mathbf{E} &= E\mathbf{j}. \end{aligned}$$



При этом на заряд действует только кулоновская сила так, что уравнение движения заряда запишется в виде:

$$ma = qE = qE\mathbf{j}.$$

Уравнения движения в проекциях на оси выбранной системы координат будут:

$$a_x = 0, a_y = \frac{qE}{m}, a_z = 0$$

Запишем начальные условия:

$$v(t = 0) = v_0\mathbf{i} - const,$$

или:

$$v_x(0) = v_0, v_y(0) = 0, v_z(0) = 0.$$

Интегрируя уравнения движения в проекциях на оси системы координат, с учетом начальных условий, получим решение для проекций скоростей:

$$v_x = v_0, v_y = \frac{qE}{m}t, v_z = 0.$$

Таким образом, движение заряда происходит в плоскости ХУ с постоянной вдоль оси х скоростью. Траектория частицы – **парабола**.

Заметим, что в любой момент времени $\operatorname{tg} \vartheta = \frac{v_y}{v_x} = \frac{qE}{mv_0}t$ и при вылете

из поля:

$$\operatorname{tg} \vartheta = \frac{q}{m} \cdot \frac{El}{v_0^2},$$

где l – путь, пройденный в поле.

Как видим, отклонение пучка пропорционально напряженности поля и существенно зависит от отношения заряда к массе. В связи с этим постоянное однородное электрическое поле можно использовать для определения **удельного заряда** $\frac{q}{m}$, для управления потоками заряженных частиц и для сепарации частиц по начальной скорости.

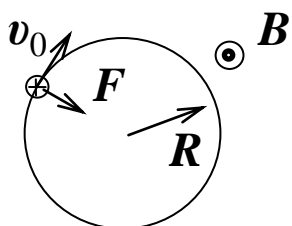
Б. Постоянное однородное магнитное поле

Рассмотрим случай, когда нет электрического, но есть однородное постоянное магнитное поле с магнитной индукцией \mathbf{B} :

$$\mathbf{E} = 0, \mathbf{B} = B \cdot \mathbf{k}.$$

При этом на заряд действует только одна амперова составляющая силы Лоренца так, что уравнение движения заряда запишется в виде:

$$m\mathbf{a} = q[\mathbf{v}\mathbf{B}].$$



Пусть начальная скорость частицы v_0 перпендикулярна направлению магнитной индукции поля (см. рис.). Выясним особенности движения частицы, не прибегая к решению уравнения движения.

Сила Лоренца F перпендикулярна не только магнитной индукции B , но и скорости частицы v в любой момент времени. Это означает, что работа силы равна нулю. Следовательно, величина скорости

не меняется во времени. В этом случае величина действующей силы $F = qv_0B$ тоже постоянна и направлена всегда перпендикулярно направлению движения. В результате мы получаем **равномерное движение частицы по окружности**.

Зная чему равно центростремительное ускорение, найдем радиус R этой окружности:

$$F = qv_0B = m \frac{v_0^2}{R} \text{ или } R = \frac{mv_0}{qB}.$$

При этом период обращения T будет равен:

$$T = \frac{2\pi R}{v_0} = \frac{2\pi m}{qB}.$$

Как видим, период вращения заряженной частицы не зависит от скорости, а значит и энергии частицы! Частота вращения ω частицы во внешнем постоянном магнитном поле называется **циклотронной частотой** и равна: $\omega = \frac{2\pi}{T} = \frac{q}{m} B$.

А с учетом направления вращения – $\boldsymbol{\omega} = -\frac{q}{m} \mathbf{B}$.

Независимость частоты вращения заряженной частицы в постоянном магнитном поле от ее скорости, а значит и энергии, используется в ускорителе заряженных частиц – **циклотроне**.

Если начальная скорость v_0 составляет некоторый угол α с направлением поля, то разложим эту скорость вдоль поля (тангенциальная составляющая) и поперек поля (нормальная составляющая). Нетрудно видеть, что тангенциальная составляющая не дает вклада в силу Лоренца, которая будет определяться только нормальной составляющей. При этом сила Лоренца не меняет тангенциальную составляющую скорости частицы. Следовательно, частица будет одновременно двигаться равномерно по окружности радиуса

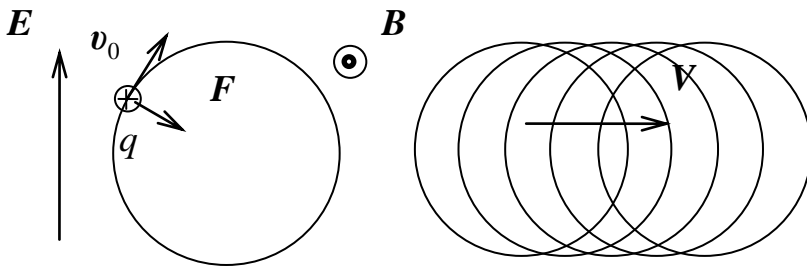
$R = \frac{mv_0}{qB} \sin \alpha$ с циклотронной частотой $\boldsymbol{\omega} = -\frac{q}{m} \mathbf{B}$ в плоскости, пер-

пендикулярной полю, и с постоянной скоростью $v_0 \cos \alpha$ вдоль поля. Частица будет двигаться по **цилиндрической спирали**.

Именно такой характер движения наблюдается при попадании космических заряженных частиц в магнитном поле Земли.

В. Постоянные взаимно перпендикулярные однородные электрическое и магнитное поля

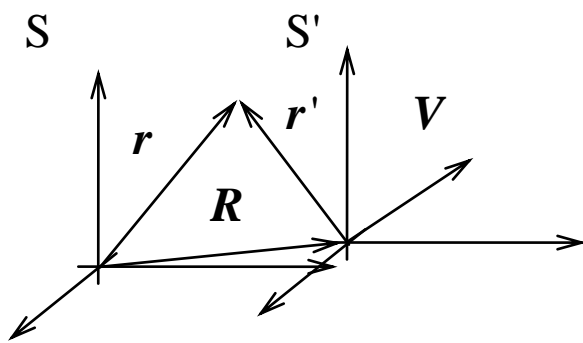
Теперь рассмотрим случай **не очень быстрого** ($v \ll c$) движения частицы в постоянном однородном магнитном поле \mathbf{B} , на которое наложено перпендикулярное ему постоянное однородное, но **слабое** электрическое поле \mathbf{E} (см. рис.).



Запишем уравнение движения в лабораторной инерциальной системе отсчета S , в которой заданы условия задачи:

$$m\mathbf{a} = q\mathbf{E} + q[\mathbf{v}\mathbf{B}].$$

Введем в рассмотрение еще одну, специальную, систему отсчета S' (рис.), которая движется поступательно относительно первой с постоянной и небольшой скоростью \mathbf{V}



($V \ll c$). Учтем, что ускорения и скорости частицы в разных системах отсчета связаны между собой следующими соотношениями:

$$\mathbf{r} = \mathbf{R} + \mathbf{r}', \quad \mathbf{v} = \mathbf{V} + \mathbf{v}', \quad \mathbf{a} = \mathbf{a}'.$$

Запишем уравнение движения относительно лабораторной системы отсчета S (при этом вектора полей \mathbf{E} и \mathbf{B} остаются теми же) в координатах новой, штриховой системы S' :

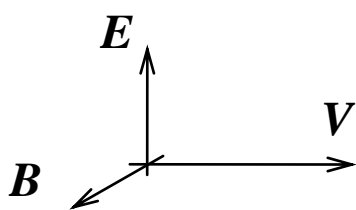
$$m\mathbf{a} = q\mathbf{E} + q[\mathbf{v}\mathbf{B}], \quad m\mathbf{a}' = q\mathbf{E} + q[\mathbf{V}\mathbf{B}] + q[\mathbf{v}'\mathbf{B}].$$

Подберем скорость \mathbf{V} так, чтобы $q\mathbf{E} + q[\mathbf{V}\mathbf{B}] = 0$. Это означает, что поля должны быть перпендикулярны, как в условии задачи. Домножим это уравнение векторно слева на магнитную индукцию \mathbf{B} :

$$[\mathbf{B}\mathbf{E}] + [\mathbf{B}[\mathbf{V}\mathbf{B}]] = [\mathbf{B}\mathbf{E}] + \mathbf{V}(\mathbf{B}\mathbf{B}) - \mathbf{B}(\mathbf{B}\mathbf{V}) = 0.$$

В результате среди скоростей $\mathbf{V} \perp \mathbf{B}$ находим (см. рис.):

$$\mathbf{V} = \frac{[\mathbf{E}\mathbf{B}]}{B^2}.$$



Итак, уравнение движения относительно лабораторной системы отсчета, но в координатах специальной движущейся системы отсчета K' примет вид:

$$m\mathbf{a}' = q[\mathbf{v}'\mathbf{B}].$$

Это означает, что относительно системы S' заряд будет двигаться в общем случае по цилиндрической спирали с осью вдоль магнитной индукции. А относительно исходной лабораторной системы эта картина движения (траектория) будет смещаться (дрейфовать) с постоянной скоростью V перпендикулярно векторам электрического и магнитного полей. Такой дрейф называется **электрическим дрейфом**.

Скрещенные перпендикулярно магнитное и электрическое поле используют в приборе, который называется **магнетрон**, который можно использовать для определения отношения заряда частицы к ее массе, а также для генерации мощных электрических колебаний высокой частоты.

Заметим, что вместо электрического поля может выступать любое другое постоянное поле, например, гравитационное.

Поскольку скорость дрейфа также должна быть гораздо меньше скорости света – $V \ll c$, то напряженность электрического поля должна быть $E \ll cB = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0\mu_0}}B$. Например, при $B = 0.1$ Тл (1 кЭ) напряженность поля должна быть $E \ll 3 \cdot 10^7$ В/м – слабое ограничение.

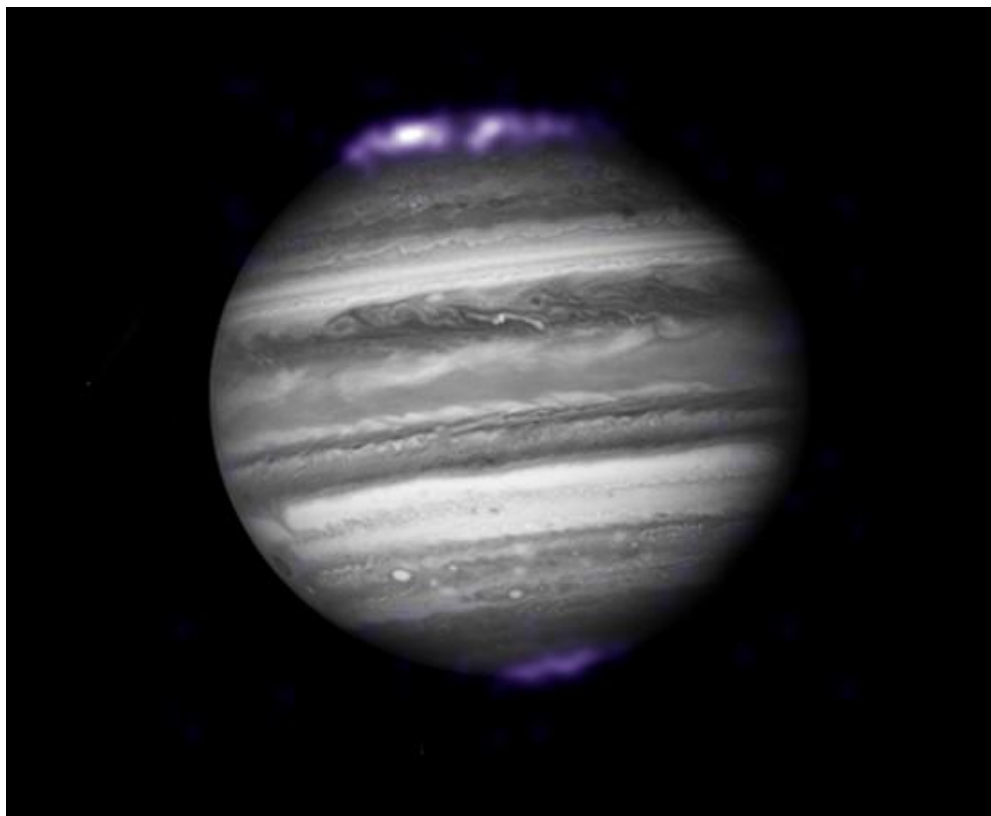
Северное сияние



Вид из космоса



Земля



Юпитер

ЦИКЛИЧЕСКИЙ УСКОРИТЕЛЬ

1. Полюс электромагнита
2. Мишень
3. Шток
4. Полюс электромагнита
5. Дуанты
6. Коробка
7. Изоляторы

ВНЕШНИЙ ВИД
ЦИКЛИЧЕСКОГО
УСКОИТЕЛЯ

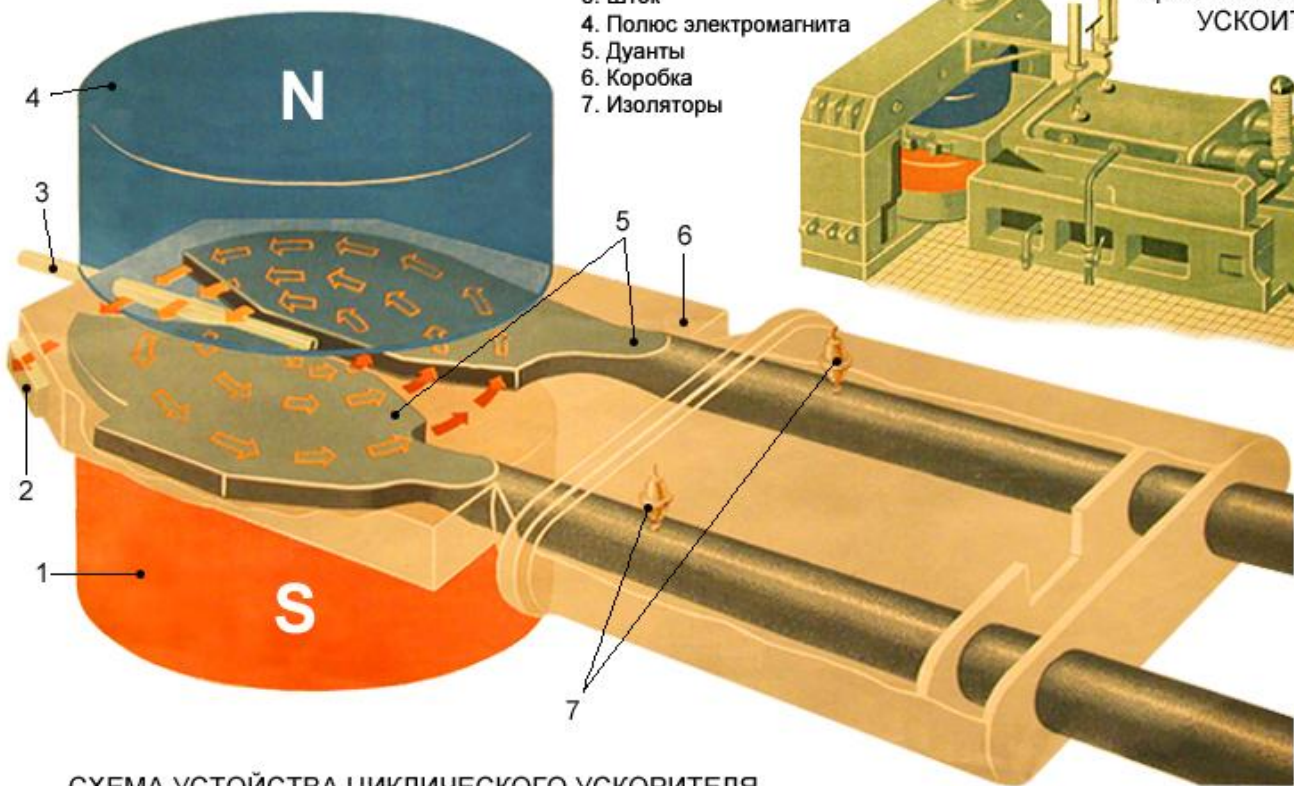
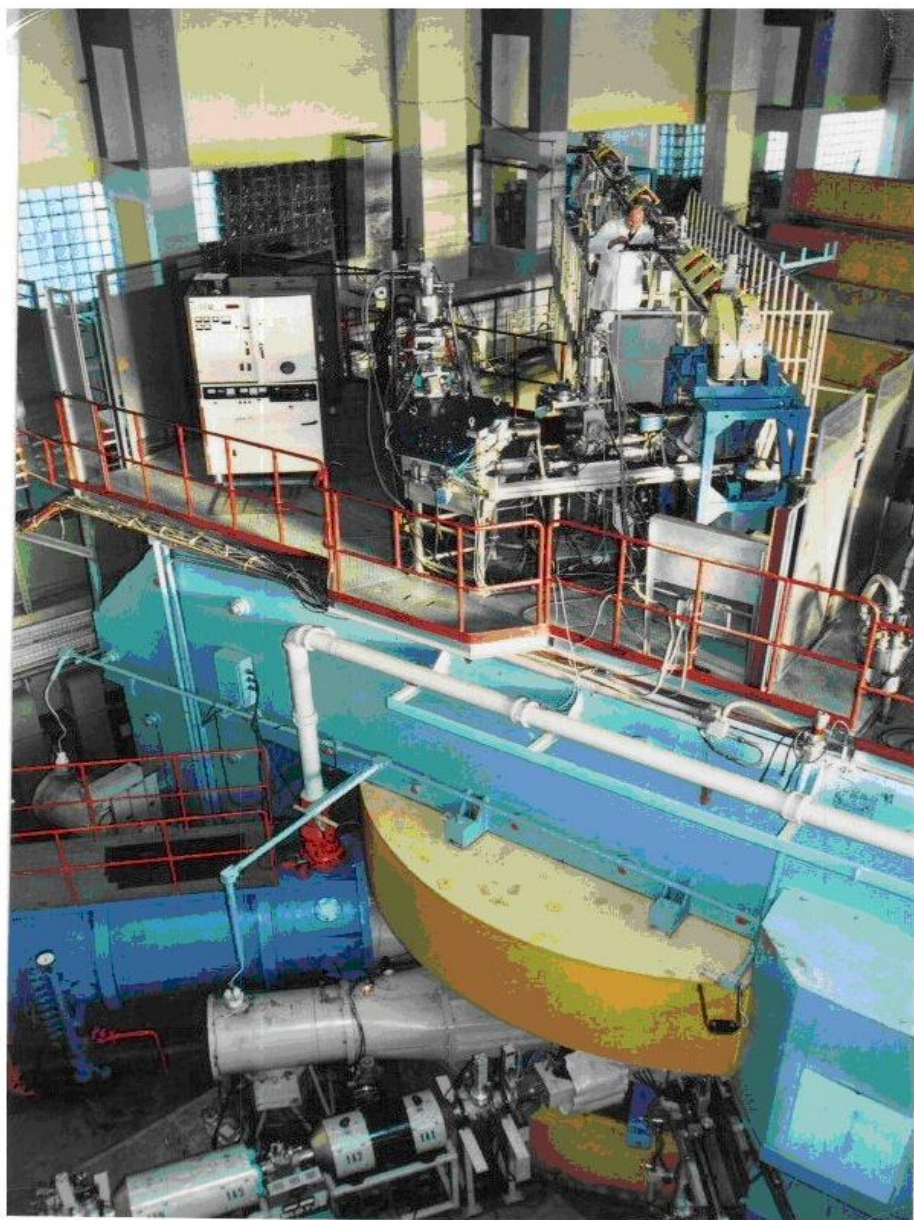


СХЕМА УСТОЙСТВА ЦИКЛИЧЕСКОГО УСКОРИТЕЛЯ

Циклотроны У-400 и У-400М
Лаборатории ядерных реакций имени Г.Н. Флерова
ОИЯИ (г. Дубна)¹



Физические задачи

Исследование структуры ядер и механизмов ядерных реакций:

- синтез сверхтяжелых элементов;
- изучение химических свойств сверхтяжелых элементов;
- изучение структуры легких ядер на границе нуклонной стабильности;
- изучение резонансной структуры ядерных систем за границей нейтронной стабильности;
- изучение механизмов слияния-деления ядер.

¹ Материалы с сайта Учебно-научного центра ОИЯИ – <http://newuc.jinr.ru>.

Принцип действия

Работа циклотронов, как и других ускорителей, основана на особенностях движения заряженных частиц в электромагнитном поле. В циклотроне однородное магнитное поле создает большой электромагнит, а электрическое поле возникает между двумя полыми электродами D-образной формы (отсюда их название — «дуанты»). К электродам приложено переменное напряжение, которое меняет полярность всякий раз, когда частица делает пол-оборота. Благодаря этому электрическое поле всегда ускоряет частицы. Эту идею нельзя было бы осуществить, если бы частицы с разными энергиями имели разные периоды обращения. Однако, хотя скорость с ростом энергии растет, период обращения остается постоянным, поскольку диаметр траектории увеличивается в том же отношении. Именно это свойство циклотрона и позволяет использовать для ускорения постоянную частоту электрического поля.

Ускоряемые частицы обычно характеризуются отношением массового числа к заряду A/Z и удельной энергией ускорения, пропорциональной квадрату скорости частицы, которая измеряется в единицах МэВ/нуклон.

История создания

Первым в СССР и странах-участницах ОИЯИ изохронным циклотроном тяжелых ионов был изохронный циклотрон У-200 с диаметром полюсов 200 см. В основе его конструкции были положены новые идеи и технические решения, до этого практически не применявшиеся в циклотронной технике. Для вывода пучка ионов впервые в мире был использован метод перезарядки ускоряемых ионов, предложенный в 1964 году Г.Н. Флеровым, Ю.Ц. Оганесяном и Г.Н. Вяловым. Впервые были получены пучки тяжелых ионов с энергией более 10 МэВ на нуклон, вплоть до 20 МэВ на нуклон.

Опыт сооружения и эксплуатации циклотрона У-200 был положен в основу проекта изохронного циклотрона У-400 с диаметром полюсов 400 см. Решение о сооружении в ЛЯР У-400 было принято в 1974 году. Диапазон ускоряемых на У-400 ядер — $A/Z = 5, 12$, энергия 3–29 МэВ/нуклон.

В конце 80-х годов было принято решение о радикальной реконструкции У-400 с целью увеличить диаметр полюсов магнита до 400 см и ввести аксиальную инжекцию тяжелых ионов из ECR-источника, созданного в ЛЯР. Реконструкция была начата в 1989 году, а в мае 1991 года на У-400М был получен пучок ${}^4\text{He}$ с энергией 30 МэВ на нуклон. В течение 1992–1994 годов была создана разветвленная система каналов транспортировки пучка, оборудованная необходимыми средствами диагностики и контроля. На этих каналах был размещен ряд новых экспериментальных установок.

Результаты мирового уровня

- Синтез целого ряда сверхтяжелых элементов вплоть до элемента 118.
- Установление химических свойств некоторых из синтезированных сверхтяжелых элементов (например, элементов 112 и 114).
- Результаты исследования резонансной структуры сверхтяжелых изотопов водорода и гелия ${}^{4,5,7}\text{H}$ и ${}^{9,10}\text{He}$.

Эффект Холла

Эффект Холла – явление возникновения электрического поля, поперечного к электрическому току и магнитному полю. Эдвин Герберт Холл – американский физик, открыл эффект Холла в 1879 г.

