Отсюда видно, что знак константы Холла совпадает со знаком заряда q частиц, обусловливающих проводимость данного материала. Поэтому на основании измерения константы Холла для полупроводника можно судить о природе его проводимости: если $R < 0$, то проводимость электронная, если $R > 0$, то дырочная. Если в полупроводнике одновременно осуществляются оба типа проводимости, то по знаку константы Холла можно судить о том, какой из них является преобладающим (см. § 13.5).

С помощью константы Холла можно также определить концентрацию носителей заряда, если характер проводимости и величина их заряда известны (например, для металлов):

$$n_0 = 1/qR.$$

Так, для одновалентных металлов оказалось, что концентрация электронов проводимости совпадает с концентрацией атомов.

Зная константу Холла для электронного проводника, можно оценить значение $\langle\lambda\rangle$ средней длины свободного пробега электронов. Из (8.11) и (18.15) следует, что

$$\langle\lambda\rangle = \frac{2mu\gamma}{n_0 e^2} = \frac{2mu\gamma R}{e}, \qquad (18.16)$$

где e и m — абсолютная величина заряда электрона и его масса, u — средняя скорость теплового движения электронов в проводнике, γ— удельная электрическая проводимость и R — константа Холла. Оказалось, что средняя длина свободного пробега электронов в металлах достигает сотен межузельных расстояний ($\langle\lambda\rangle \approx 10^{-6}$ см).

§ 18.3. Движение заряженных частиц в однородном магнитном поле

1. Полученное выше выражение для силы Лоренца (18.3) позволяет установить ряд закономерностей движения заряженных частиц в магнитном поле, лежащих в основе устройства электронного микроскопа, масс-спектрографа и ускорителей заряженных частиц.

Рассмотрим движение заряженных частиц в однородном магнитном поле. При этом будем считать, что на частицы не действуют никакие электрические поля.

2. Начнем с простейшего случая — движения заряженной частицы вдоль линий индукции магнитного поля. При этом угол α между векторами скорости $\mathbf{v}$ частицы и индукции $\mathbf{B}$ равен 0 или π. Поэтому по формуле (18.4) сила Лоренца равна нулю, т. е. магнитное поле не действует на частицу. Она будет двигаться по инерции — равномерно и прямолинейно.

3. Пусть частица, имеющая заряд q, движется перпендикулярно линиям магнитной индукции ($\alpha = \pi/2$). Тогда сила Лоренца направлена перпендикулярно векторам $\mathbf{v}$ и $\mathbf{B}$ (рис. 18.3) и численно равна

$$F_л = |q| vB. \qquad (18.17)$$

Следовательно, частица движется в плоскости, перпендикулярной вектору магнитной индукции, причем сила Лоренца является центростремительной силой, вычисляемой по формуле

$$F_ц = mv^2/r, \tag{18.18}$$

где m — масса частицы, r — радиус кривизны ее траектории. Приравняв правые части выражений (18.17) и (18.18), найдем

$$r = \left|\frac{m}{q}\right| \frac{v}{B}. \tag{18.19}$$

Так как в однородном поле B = const, а числовое значение скорости частицы не изменяется, то радиус кривизны траектории частицы оказывается постоянным. Поэтому она будет двигаться по окружности, плоскость которой перпендикулярна вектору магнитной индукции, а радиус пропорционален отношению скорости частицы к произведению ее удельного заряда q/m на индукцию B поля

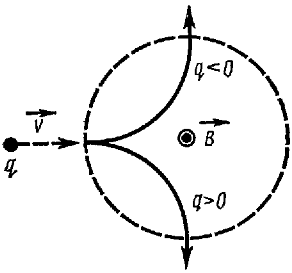

Рис. 18.6

4. Направления силы Лоренца $\mathbf{F}_л$ и вызываемого ею отклонения заряженной частицы в магнитном поле зависят от знака ее заряда q. Если частица движется в плоскости чертежа (рис. 18.6) слева направо, а магнитное поле направлено из-за чертежа перпендикулярно его плоскости, то при $q > 0$ частица отклоняется вниз, а при $q < 0$ — вверх. Таким образом, по характеру отклонения частицы в магнитном поле можно судить о знаке ее заряда. Этим широко пользуются в исследованиях элементарных частиц.

5. Частица движется по окружности радиуса r равномерно. Поэтому **период обращения** частицы, т. е. время ее одного полного оборота, как видно из (18.19), равен

$$T = \frac{2\pi r}{v} = \frac{2\pi}{B}\left|\frac{m}{q}\right|. \tag{18.20}$$

Период обращения обратно пропорционален произведению индукции магнитного поля на удельный заряд частицы и не зависит от ее скорости.

При очень больших скоростях движения частицы, соизмеримых со скоростью света, обнаруживается зависимость ее массы m от скорости. Поэтому сделанный нами вывод о независимости периода обращения частицы от скорости справедлив только для движений со скоростями v, во много раз меньшими скорости света.

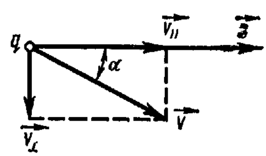

Рис. 18.7

6. Рассмотрим теперь общий случай движения заряженной частицы в однородном магнитном поле, когда ее скорость **v** направлена

под произвольным острым углом α к вектору индукции **B** поля (рис 18.7). Разложим вектор скорости **v** на две составляющие — параллельную вектору **B** ($\mathbf{v}_{\parallel}$) и перпендикулярную ему ($\mathbf{v}_{\perp}$):

$$\left.\begin{aligned} v_{\parallel} &= v\cos\alpha, \\ v_{\perp} &= v\sin\alpha. \end{aligned}\right\} \qquad (18.21)$$

Скорость $\mathbf{v}_{\parallel}$ в магнитном поле не изменяется Частица одновременно участвует в двух движениях: она равномерно вращается со скоростью $v_{\perp}$ по окружности радиуса

$$r = \left|\frac{m}{q}\right|\frac{v_{\perp}}{B} = \left|\frac{m}{q}\right|\frac{v\sin\alpha}{B} \qquad (18.22)$$

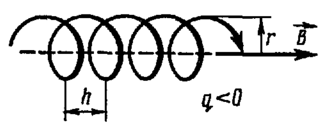

Рис. 18.8

и движется поступательно с постоянной скоростью $v_{\parallel}$ в направлении, перпендикулярном плоскости вращения. Поэтому траектория заряженной частицы представляет собой винтовую линию, ось которой совпадает с линией индукции магнитного поля (рис. 18.8). Радиус r витков выражается формулой (18.22), а расстояние между соседними витками (шаг винтовой линии) равно $h = v_{\parallel} T$.

Заменив T по формуле (18.20), а $v_{\parallel}$ по (18.21), получим

$$h = \frac{2\pi}{B}\left|\frac{m}{q}\right| v\cos\alpha. \qquad (18.23)$$

§ 18.4. Экспериментальное определение удельного заряда частиц. Масс-спектрография

1. Рассмотренные в предыдущем параграфе закономерности движения заряженных частиц в однородном магнитном поле позволили разработать весьма точные методы экспериментального нахождения масс этих частиц. В самом деле, для определения массы частицы достаточно измерить ее заряд q и удельный заряд q/m. Некоторые методы определения заряда частиц были описаны в § 11.2. Теперь мы кратко остановимся на простейших методах измерения удельного заряда частиц.

2. Упрощенная схема установки для измерения удельного заряда электрона показана на рис. 18.9. Металлический катод K вакуумной трубки M нагревается током от батареи $Б_{н}$. Электроны, вылетающие из катода вследствие термоэлектронной эмиссии, ускоряются сильным электрическом полем, созданным между катодом и анодом A трубки высоковольтной батареей $Б_{а}$. Через узкое отверстие O в пространство за анод проникает только тонкий пучок электронов, распространяющихся вдоль оси трубки и улавливаемых цилиндром Фарадея D, который включен в цепь батареи $Б_{а}$ через гальванометр G. Кроме того, в трубку впаян небольшой боковой электрод C, включенный в цепь через гальванометр G_1. В пространстве за анодом с помощью сильного