

нитное поле в ионосфере — это геомагнитное поле. О нем знает каждый, кто хоть раз пользовался компасом.

Нам предстоит выяснить, как изменится формула (6), если учесть, что плазма находится в постоянном магнитном поле (такую плазму называют *магнитоактивной*). Мы уже знаем, что дисперсионные свойства среды, т.е. вид функции  $n(\omega)$ , теснейшим образом связаны с собственными частотами колебаний электронов. При отсутствии постоянного магнитного поля плазменные электроны движутся (колеблются) одинаковым образом в любом направлении. Собственная частота таких изотропных (не зависящих от направления скорости) колебаний определяется формулой (5). Если же плазма находится в магнитном поле  $\vec{B}_0$ , то характер движения электронов радикально меняется: появляется очень сильная зависимость от направления скорости  $\vec{v}$ .

Напомним, что магнитное поле не оказывает силового воздействия на неподвижные заряды и заряды, движущиеся вдоль линий магнитной индукции. Те же заряды, которые движутся перпендикулярно  $\vec{B}_0$ , испытывают силовое воздействие в направлении, перпендикулярном  $\vec{v}$  и  $\vec{B}_0$  (сила Лоренца). Величина этой силы, действующей на электрон, равна

$$F_n = ev_1 B_0, \quad (8)$$

где  $v_1$  — проекция вектора скорости  $\vec{v}$  на плоскость, перпендикулярную  $\vec{B}_0$ .

Разложим произвольную скорость электрона  $\vec{v}$  на продольную и поперечную составляющие:  $\vec{v} = \vec{v}_\parallel + \vec{v}_\perp$ . Движение вдоль  $\vec{B}_0$  происходит точно так же, как и при отсутствии магнитного поля, поэтому продольная составляющая  $\vec{v}_\parallel$  не «чувствует» присутствия  $\vec{B}_0$ . Колебания электронов в этом направлении характеризуются той же самой частотой  $\omega_p$ , которая была определена ранее (формула (5)).

Совсем иначе движутся электроны в поперечной плоскости. Поскольку сила Лоренца перпендикулярна  $\vec{v}_\perp$ , величина скорости не меняется, но траектория все время искривляется. В результате электрон движется по окружности, ра-

диус которой обозначим через  $\rho$ , а частоту вращения — через  $\omega_B$ . Тогда  $v_1 = \rho\omega_B$ , и

$$F_n = e\rho\omega_B B_0.$$

Снова вернемся к нашей исходной формуле (3), заменив в ней  $\omega_0$  на  $\omega_B$ ,  $l$  на  $\rho$ , а  $F_g$  на  $F_n$ . В результате получим

$$\omega_B = \sqrt{e\omega_B B_0/m}$$

и, следовательно,

$$\omega_B = \frac{eB_0}{m}. \quad (9)$$

Эта частота носит название *гирос частоты*, или *ларморовской частоты* электронов. В ионосфере  $B_0 \sim 40$  мкТл и  $\omega_B \sim 10^6$  с<sup>-1</sup>. Эта частота попадает в радиодиапазон, и магнитное поле Земли будет оказывать существенное влияние на распространяющиеся в ионосфере радиоволны, если их частота  $\omega$  окажется близкой к  $\omega_B$ .

Нам остается выписать формулы для коэффициента преломления магнитоактивной плазмы. Здесь дело обстоит не так просто, потому что скорость распространения радиоволны зависит от того, в каком направлении относительно  $\vec{B}_0$  происходит распространение. Кроме того, играет роль и структура электрического поля радиоволны — так называемая *поляризация*. Мы ограничимся рассмотрением только продольного распространения волны вдоль  $\vec{B}_0$ . Но и в этом случае имеются не одна, а две формулы для коэффициентов преломления (для волн разной поляризации), которые приводятся здесь без вывода:

$$n_1 = \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega - \omega_B)}}, \quad (10)$$

$$n_2 = \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + \omega_B)}}. \quad (11)$$

### Волны обыкновенные и необыкновенные

Условие резонанса, ранее сформулированное как совпадение частоты радиоволны с собственной частотой колебаний электронов (в данном случае  $\omega = \omega_B$ ), является необходимым, но недостаточным. Надо еще, чтобы структура электрического поля радиоволны (поляризация) соответствовала характеру движения электронов. Поскольку электроны вращают-

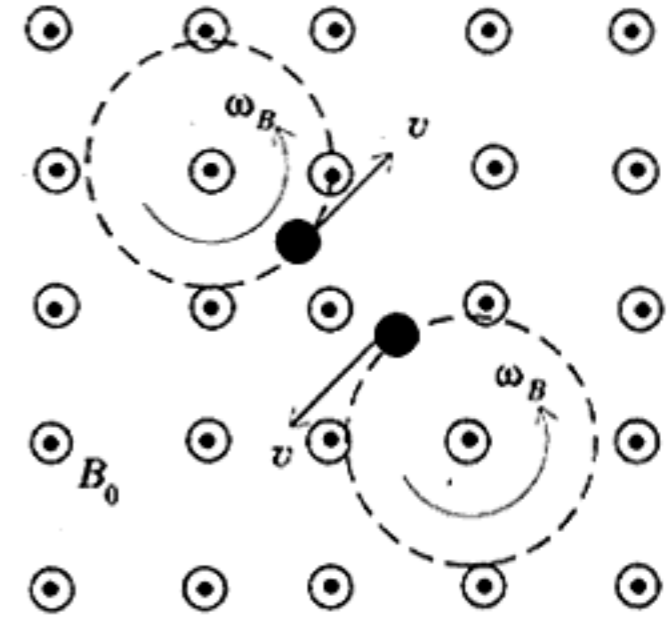


Рис. 1. Электроны в магнитном поле вращаются в одном и том же направлении при любой начальной скорости. Магнитное поле  $\vec{B}_0$  направлено вверх из плоскости чертежа

ся вокруг линий магнитной индукции  $\vec{B}_0$  (рис. 1), надо, чтобы электрическое поле радиоволны тоже вращалось. Но электрическое поле может вращаться в ту или иную сторону в зависимости от способа возбуждения радиоволны. Только в том случае, когда направления вращения электронов и поля совпадают, возникает резонанс на частоте  $\omega = \omega_B$ . При этом, как следует из (10), коэффициент преломления  $n_1(\omega)$  бесконечно возрастает. В действительности, конечно, рост  $n_1$  ограничен, и мы могли бы определить его предельное значение, если бы учли соударения электронов с другими частицами.

Мы вскоре убедимся, что волна с коэффициентом преломления  $n_1$  обладает весьма необычными свойствами. Поэтому ее называют *необыкновенной* волной. Если электрическое поле волны вращается в противоположном направлении, никаких особенностей при  $\omega = \omega_B$  ожидать не следует. Действительно, формула (11) для  $n_2$  подтверждает этот вывод. Вообще, свойства волны  $n_2$  очень слабо отличаются от свойств волны в плазме без магнитного поля. Отсюда следует принятое для нее название — *обыкновенная* волна.

Особенности волн  $n_1$  и  $n_2$  четко обнаруживаются на низких частотах. Напомним, что в плазме без магнитного поля радиоволна с частотой  $\omega < \omega_p$  не может распространяться, так как подкоренное выражение в (6) становится отрицательным. Тем же свойством обладает и обыкновенная волна  $n_2$ , только предельно низкая частота определяется несколько иным неравенством:  $\omega(\omega + \omega_B) < \omega_p^2$ .