

волноводные траектории, возникающие за счёт горизонтального градиента N или рассеяния на неоднородностях ионосферы при Р. р. с частотой $\omega > \omega_{МПЧ}$. В результате рассеяния угол падения луча на слой F_2 оказывается больше, чем при обычном распространении. Луч испытывает ряд последоват. отражений от слоя F_2 , пока не попадёт в область с таким градиентом N , к-рый вызовет отражение части энергии назад к Земле (рис. 10, 6).

Влияние магнитного поля Земли H_0 . В магн. поле H_0 на электрон, движущийся со скоростью v , действует Лоренца сила $F = (-e/c)[vH_0]$, под влиянием к-рой он вращается по окружности в плоскости, перпендикулярной H_0 , с гиромагн. частотой ω_H . Траектория каждой заряж. частицы — винтовая линия с осью вдоль H_0 . Действие силы Лоренца приводит к изменению характера вынужденных колебаний электронов под действием электрич. поля волны, а следовательно, к изменению электрич. свойств среды. В результате ионосфера становится анизотропной гиротропной средой, электрич. свойства к-рой зависят от направления Р. р. и описываются не скалярной величиной ϵ , а тензором диэлектрич. проницаемости ϵ_{ij} . Падающая на такую среду волна испытывает двойное лучепреломление, т. е. расщепляется на две волны, отличающиеся скоростью и направлением распространения, поглощением и поляризац. Если направление Р. р. $\perp H_0$, то падающую волну можно представить себе в виде суммы двух линейно поляризованных волн с $E \perp H_0$ и $E \parallel H_0$. Для первой, «необыкновенной», волны (e) характер вынужденного движения электронов под действием поля волны E изменяется (появляется компонента ускорения, перпендикулярная E) и поэтому изменяется n . Для второй, «обыкновенной», волны (o) вынужденное движение остаётся таким же, как и без поля H_0 (при $v \parallel H_0$ сила Лоренца равна 0). Для этих двух волн (без учёта соударений) квадраты показателей преломления равны

$$n_e^2 = 1 - \frac{\omega_0^2 (\omega^2 - \omega_0^2)}{\omega^2 (\omega^2 - \omega_0^2 - \omega_H^2)}; \quad n_o^2 = 1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2} \quad (7)$$

При Р. р. вдоль H_0

$$n_e^2 = 1 - \frac{\omega_0^2}{\omega(\omega - \omega_H)}; \quad n_o^2 = 1 - \frac{\omega_0^2}{\omega(\omega + \omega_H)} \quad (8)$$

В последнем случае обе волны имеют круговую поляризацию, причём у «необыкновенной» волны вектор E вращается в сторону вращения электрона, а у «обыкновенной» — в противоположную сторону. При произвольном направлении Р. р. (относительно H_0) поляризация нормальных волн эллиптическая.

По мере Р. р. в ионосфере увеличивается сдвиг фаз между волнами и изменяется поляризация суммарной волны. Напр., при Р. р. вдоль H_0 это приводит к повороту плоскости поляризации (*Фарадея эффект*), а при Р. р. перпендикулярно H_0 — к периодич. чередованию линейной и круговой поляризац. (см. *Коттона — Муттона эффект*). Т. к. показатели преломления волн различны, отражение их происходит на разной высоте (рис. 11). Направление волнового вектора k при Р. р. в ионосфере может отличаться от $v_{гр}$.

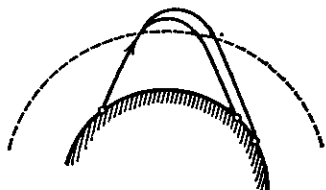


Рис. 11. Расщепление радиоволны в результате двойного лучепреломления в ионосфере.

Низкочастотные волны в ионосфере. Осн. часть энергии НЧ-радиоволн практически не проникает в ионосферу. Волны отражаются от её ниж. границы (двём —

вследствие сильной рефракции в D -слое, ночью — от E -слоя, как от границы двух сред с разными электрич. свойствами). Распространение этих волн хорошо описывается моделью, согласно к-рой однородные и изотропные Земля и ионосфера образуют приземный волновод с резкими сферич. стенками, в к-ром и происходит Р. р. Такая модель объясняет наблюдаемое убывание поля с расстоянием и возрастание амплитуды поля с высотой. Последнее связано со скоплением волн вдоль вогнутой поверхности волновода, приводящим к своеобразной «фокусировке» поля. Это явление аналогично открытому Рэлеем в акустике эффекту «шепчущей галереи». Амплитуда радиоволн значительно возрастает в антиподной по отношению к источнику точке Земли. Это объясняется сложением радиоволн, огибающих Землю по всем направлениям и сходящихся на противоположной стороне.

Влияние магн. поля Земли обуславливает ряд особенностей распространения НЧ-волн в ионосфере: сверхдлинные волны могут выходить из приземного волновода за пределы ионосферы, распространяясь вдоль силовых линий геомагн. поля между сопряжёнными точками A и B Земли (рис. 12). Из ф-лы (8) видно, что при $\omega \ll \omega_H$ в случае продольного распространения $n_e^2 \approx \omega_0^2/\omega^2$ нигде не обращается в 0, т. е. волна проходит через ионосферу без отражения. В ночной атмосфере приближение геом. оптики нарушается и частичное прохождение есть при любом угле падения. Разряды молний в атмосфере — естеств. источник НЧ-волн. В диапазоне 1—10 кГц они приводят к образованию т. н. свистящих атмосфериков, к-рые распространяются указанным образом и создают на выходе приёмника сигнал с характерным свистом.

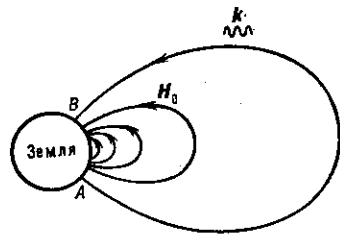


Рис. 12.

При Р. р. инфразвуковых частот с $\omega \ll \omega_H$ важную роль играют колебания ионов, ионосфера ведёт себя как проводящая нейтральная жидкость, движение к-рой описывается ур-ниями *магнитной гидродинамики*. В ионосфере возможно распространение неск. типов магнитогидродинамич. волн, в частности *альвеновских волн*, распространяющихся вдоль геомагн. поля с характерной скоростью $v_A = H_0/\sqrt{4\pi\rho}$ (где ρ — плотность газа), и магнитозвуковых волн, к-рые распространяются изотропно (подобно звуку).

Нелинейные эффекты при распространении радиоволн в ионосфере проявляются уже для радиоволн сравнительно небольшой интенсивности и связаны с нарушением линейной зависимости поляризации среды от электрич. поля волны (см. *Нелинейная оптика*). «Нагревная» нелинейность играет осн. роль, когда характерные размеры возмущённой электрич. полем области плазмы во много раз больше длины свободного пробега электронов. Т. к. длина свободного пробега электронов в плазме значительна, электрон успевает получить от поля заметную энергию за время одного пробега. Передача энергии при столкновениях от электронов к ионам, атомам и молекулам затруднена из-за большого различия в их массах. В результате электроны плазмы сильно «разогреваются» уже в сравнительно слабом электрич. поле, что изменяет эфф. частоту соударений. Поэтому ϵ и σ плазмы становятся зависящими от поля E волны и Р. р. приобретает нелинейный характер. «Возмущение» диэлектрич. проницаемости $\Delta\epsilon_n \sim (E/E_p)^2$, где $E_p = \sqrt{3(Tmd/e^2)(\omega^2 + \nu^2)}$ — характерное «плазменное» поле, T — темп-ра плазмы, δ — ср. доля энергии, теряемая электроном при одном соударении с тяжёлой частицей, ν — частота соударений.