Доклады Академии наук СССР
1974. Том 215, № 4

УДК 538.566.2

ФИЗИКА

А. Б. ШВАРЦБУРГ

ОТРАЖЕНИЕ СИЛЬНЫХ РАДИОВОЛН ОТ ИОНОСФЕРЫ

(Представлено академиком Р. З. Сагдеевым 10 VII 1973)

В последнее время большой интерес вызывают эффекты, связанные с возмущением ионосферы полем сильной радиоволны. В работе ([1]) обсуждался целый ряд таких эффектов, протекающих вдали от области отражения волны. Представляют интерес нелинейные явления и в области отражения радиоволны, где вследствие «разбухания» поля такие явления могут быть существенны при сравнительно слабых амплитудах поля. В настоящей работе рассматривается отражение узкого центрированного пучка радиоволн (именно в таких пучках достигается значительная мощность волны). Найдены возмущения температуры и концентрации ионосферной плазмы в области отражения от E-слоя и указаны новые эффекты, связанные с некогерентным рассеянием волны на возмущениях, созданных самой волной, и с изменением коэффициентов отражения и пропускания мощного сигнала в ионосфере.

1. Рассмотрим осесимметричный узкий центрированный пучок радиоволн частоты ω_0 ($\omega_0^2 \gg \omega_H^2$, ω_H — гирочастота электронов). В случае линейного профиля плотности $N=N_0 z/L$, где L — высота точки отражения, волновое уравнение для линейной поляризации имеет вид

$$\frac{\partial^2 E}{\partial z^2}+\frac{\partial^2 E}{\partial \rho^2}+\frac{1}{\rho}\frac{\partial E}{\partial \rho}+k_0^2\left(1-\frac{z}{L}\right)E=0; \tag{1}$$

здесь ρ — координата в плоскости $z=\mathrm{const}$, волновое число $k_0=\omega_0 c^{-1}$.

Допустим, что распределение поля в пучке при входе в ионосферу ($z=0$) задается в виде

$$E|_{z=0}=E_0\exp(-a^2\rho^2), \qquad a^2=\beta_0^2-ik_0/(2R_0); \tag{2}$$

здесь параметр β_0 описывает распределение интенсивности по фронту волны; сферичность пучка учтена первым членом в разложении эйконала, где R_0 — расстояние от излучателя до плоскости $z=0$. Решение этого уравнения для волны E_1, идущей вверх ($z\geqslant 0$), можно записать как

$$E_1=\int_0^\infty B_k\xi_k^{1/2}J_{-1/3}\left(\frac{2}{3}\xi_k^{3/2}\right)J_0(k\rho)k\,dk, \tag{3}$$

где J_0, $J_{-1/3}$ — функция Бесселя, переменная ξ_k определена формулой

$$\xi_k=(k_0L)^{2/3}(1-k^2/k_0^2-z/L). \tag{4}$$

Для вычисления B_k представим (2) в виде интеграла *

$$E|_{z=0}=\frac{E_0}{2a^2}\int_0^\infty J_0(k\rho)\exp\left(-\frac{k^2}{4a^2}\right)k\,dk. \tag{5}$$

* При равномерном распределении амплитуды ($\beta_0\to 0$) в плоской волне ($R_0\to\infty$) под интегралом в (5) возникает δ-функция $k^{-1}\delta(k)$ и $E|_{z=0}=E_0$.

Сравнивая (3) и (5) и используя граничные условия при $z=0$, найдем B_k. Далее, учитывая второе решение уравнения (1), можно записать поле E при $z \geqslant 0$ в виде

$$E=\frac{2E_0(k_0L)^{1/6}\exp(i\varphi)R_0k_0^{-1}}{(1+b)^{1/2}}\int\limits_0 J_0(k\rho)u(\xi_k)\exp(-k^2q^2)(1-k^2k_0^{-2})^{1/4}k\,dk, \tag{6}$$

где $b=4\beta^4R_0^2k_0^{-2}$, $q^2=1/(4a^2)+ik_0/L$, $\varphi={}^2/_3(k_0L)+\operatorname{arctg} b^{-1/2}$, $u(\xi_k)$ — функция Эйри.

Так как расстояние от точки отражения волны ($\xi=0$) до первого максимума функции Эйри составляет $z_m=L(k_0L)^{-2/3}$ при $k=0$, то смещение точки отражения при изменении k несущественно, пока $k^2k_0^{-2}\ll(k_0L)^{-2/3}$. Для E-слоя это приводит к неравенству $k^2k_0^{-2}\leqslant 10^{-2}$. В то же время основной вклад в интеграл (6) дают значения $k^2\leqslant|q^{-2}|$, что составляет в тех же условиях $k^2k_0^{-2}\leqslant 10^{-3}$. Поэтому, вынося функцию Эйри из-под интеграла и вычисляя оставшийся интеграл, получим для поля радиоволны в области отражения

$$E=E_0Au(\xi_k)\exp[-\rho^2/(2g^2)], \tag{7}$$

где

$$A=\frac{2\cdot 3^{1/2}R_0}{k_0|g|^2}\cdot\frac{(k_0L)^{1/4}}{(1+b)^{1/2}}\exp[i(\varphi-\theta)].$$

$$g^2=\frac{R_0b^{1/2}}{k_0(1+b)}\left\{1+\frac{i}{b^{1/2}}\left[\frac{2L(1+b)}{R}+1\right]\right\},\quad \theta=\operatorname{arctg}\frac{(k_0L)(1+b+R/(2L))}{(\beta_0R_0)^2} \tag{8}$$

Влияние магнитного поля $\mathbf{H}_0$, составляющего с осью z угол α, можно учесть, сшивая решения, полученные в геометрической оптике, с решением волнового уравнения для одной из компонент поля в области отражения [2]. Такое уравнение отличается от (1) лишь заменой $L\to Lf$, где $f=f_0$ для обыкновенной волны и $f=f_H$ для необыкновенной:

$$f_0=\sin^2\alpha,\quad f_H=(1+\cos^2\alpha)/2. \tag{9}$$

Выполняя такую замену в (1)—(7), следует понимать под R_0 то значение $z=z_0$, при котором сшиваются решения, а «ширина пучка» β при $z=z_0$ равна $\beta=\beta_0R_0R^{-1}$.

2. В слое E характерные длины L_T и L_N, связанные с процессами теплопроводности и диффузии, много меньше размеров области, возмущенной радиоволнами. Поэтому процессы переноса здесь несущественны, а возмущение концентрации электронов связано с изменением коэффициентов рекомбинации ионов NO^+ и O_2^+. Значения этих коэффициентов падают с ростом температуры [3]. Возмущения температуры и концентрации определяются формулами [4]

$$\Delta T/T=F|E|^2/E_p^2,\quad n=\Delta N/N=\gamma F|E|^2/E_p^2,\quad E_p^2=3T_em\delta\omega_0^2/e^2, \tag{10}$$

где поляризационный фактор F в области отражения для обыкновенной F_0 и необыкновенной F_H волн равен

$$F_0=\sin^{-2}\alpha,\quad F_H=(1+\cos^2\alpha)/2. \tag{11}$$

Имеется в виду, что угол α не слишком мал ($\alpha\gg(2\gamma_e/\omega_H)^{1/2}$). Величина E_p в (10) определяет характерное «плазменное поле», δ — средняя доля энергии, переданной при столкновении электронов с ионами и молекулами. Коэффициент γ определяется по формуле [4]

$$\gamma=\frac{T_{e0}}{N_{e0}}\frac{\partial N_e}{\partial T_e}\bigg|_{T_e=T_{e0}}=\frac{1{,}2n_{NO^+}+0{,}7n_{O_2^+}}{2-n_{NO^+}}, \tag{12}$$

где n_{NO^+} и $n_{O_2^+}$ — относительные концентрации ионов NO^+ и O_2^+.

Рассмотрим отражение обыкновенной высокочастотной волны $\omega_0^2 \gg \omega_H^2$. В этом случае $\lambda_0 = 2\pi k_0^{-1} \ll |g|$, где $|g|$ — характерный размер возмущенной области; при этом амплитуда рассеяния для волны, рассеянной с волновым вектором $-\mathbf{k}_0 + \mathbf{p}$, в первом борновском приближении имеет вид

$$\psi = C \int \exp(-i\mathbf{pr}) |u|^2 \frac{\delta N}{N} d\mathbf{r}. \quad (13)$$

Постоянную C можно найти, переходя в (12) к пределу больших z. В этом пределе амплитуда ψ, соответствующая приближению геометрической оптики, равна

$$\psi = \frac{\omega_0^2}{2\pi c^2} \int \exp(-i\mathbf{pr}) \frac{1}{\varepsilon^{1/2}} \frac{\delta N}{N} d\mathbf{r}. \quad (14)$$

Сравнивая (13) и (14), получим для амплитуды рассеяния

$$\psi = 2\pi \frac{e^2}{mc^2} (k_0 L)^{1/3} \gamma F |A|^2 \frac{E_0^2}{E_p^2} \int_0^\infty \exp(-i\mathbf{pr}) |u|^4 \exp(-\rho^2 g^{-2}) \delta N \rho \, d\rho \, dz. \quad (15)$$

При интегрировании по z в (15) положим $z = L - z_m - z'$, где $z_m = L(k_0 L)^{-2/3}$ и в области $z \leqslant L - z_m$ приближенно представим функцию $|u|^2$ в виде, удобном для интегрирования: $|u|^2 = u_M^2 v^2 \exp(-z'/D)$; здесь u_M^2 — максимальное значение модуля функции Эйри, $D = 5{,}5 z_m$, v — осциллирующая функция, причем $v^2 \leqslant 1$, а положения нулей и максимумов функций v и u совпадают. В области затухания $z \geqslant L - z_m$ представим $|u|^2$ в виде $|u|^2 = u_M^2 [1 + (z_0 - z')(2z_m)^{-1}]$ при $L + z_m \geqslant z \geqslant L - z_m$ и $|u|^2 = 0$ при $z \geqslant L + z_m$. Тогда, выполняя интегрирование в (15), найдем амплитуду рассеяния

$$\psi = \frac{17}{4} \frac{e^2}{mc^2} \frac{g^2}{k_0} \overline{v^4} u_M^2 \delta N \cdot R(p),$$
$$R(p) = 1 - \pi^{1/2} z \exp(z^2) [1 - \Phi(z)], \quad z = ipg/2, \quad (16)$$

где Φ — интеграл вероятности, $\overline{v^4}$ — среднее значение функции v^4; если осциллирующую функцию v описывать с помощью косинуса, что соответствует асимптотике функции Эйри, то $\overline{v^4} = 3/8$. Эффективное сечение рассеяния в телесный угол $d\Omega$ имеет вид $d\sigma = |\psi|^2 d\Omega$.

Формула (15), определяющая ψ, применима в слабом поле, когда смещение максимумов и изменение амплитуды поля стоячей волны невелики, т. е. $\delta\varepsilon = \delta N/N \ll z_m L^{-1} = (k_0 L)^{-2/3}$. В E-слое $(k_0 L)^{-2/3} \approx 10^{-2}$, причем ночью это отношение больше, чем днем. Такое неравенство ограничивает значения амплитуды, при которых справедливо решение (7): $E^2 E_p^{-2} \leqslant 10^{-3}$, что существенно ниже порога параметрического резонанса на этих высотах. Волна, рассеянная на неоднородности, вызванной нарушением ионизационно-рекомбинационного баланса, характеризуется сдвигом точки отражения. Это приводит к сдвигу фазы в рассеянной волне

$$\Delta\varphi \sim (\delta\varepsilon) \cdot (kL)^{2/3}. \quad (17)$$

Таким образом, в области отражения мощного сигнала возникает контролируемая неоднородность. Интегрируя по углам $\theta_1 \approx p k_0^{-1}$ в формуле $d\sigma = |\psi|^2 d\Omega$, легко найти, например, что в дневных условиях эффективное сечение рассеяния волны с частотой $\omega_0 = 2 \cdot 10^7$ сек$^{-1}$ составляет $\sigma \approx 10^8$ см^2. Сдвиг фазы при этом равен $\Delta\varphi \sim 1$. Характерное время нагрева в E-слое $t_1 \approx (\delta\nu)^{-1} \leqslant 1$ сек., время установления возмущения плотности значительно больше: $t_2 \approx \tau_N$, где τ_N — время жизни свободного электрона, $\tau_N \approx 1$ мин. Поэтому по временному изменению некогерентного рассеяния сигнала можно получить сведения о процессе изменения концентрации электронов, т. е. о процессе рекомбинации в ионосфере.

3. Если волна отражается в непосредственной близости от максимума слоя ($|\Delta\omega|=|\omega_к-\omega_0|<c/(6\pi H)$), где $\omega_к$ — критическая частота, H — полутолщина слоя; c — скорость света, то, как известно, коэффициент отражения волны R может измениться из-за просачивания волны через слой. В параболическом слое без поглощения волновое уравнение при $\omega_0^2\gg\omega_H^2$ имеет вид

$$\frac{\partial^2 E}{\partial z^2}+\frac{\partial^2 E}{\partial \rho^2}+\frac{1}{\rho}\frac{\partial E}{\partial \rho}+k_0^2\left[1-\frac{\omega_к^2}{\omega_0^2}\left(1-\frac{z^2}{H^2}\right)\right]E=0. \qquad (18)$$

Решение такого уравнения с граничным условием (2) при $z=H$ можно записать в виде, аналогичном интегралу (6):

$$E=\int_0^\infty B_k J_0(k\rho)\left\{D_{iq-1/2}\left[\frac{z}{z_1}\exp\left(\frac{i\pi}{4}\right)\right]+D_{-iq-1/2}\left[\frac{z}{z_1}\exp\left(-\frac{i\pi}{4}\right)\right]\right\}, \qquad (19)$$

где вместо функций Эйри использованы функции параболического цилиндра D,

$$z_1=\left(\frac{H\lambda_к}{4\pi}\right)^{1/2}, \quad \lambda_к=2\pi c\omega_к^{-1}, \quad q=\frac{\pi H}{\lambda_к}\left[\frac{2\Delta\omega}{\omega_к}+\frac{k^2}{k_0^2}\right]. \qquad (20)$$

Коэффициент отражения $|R|^2$ в линейной теории ([2])

$$|R|^2/(1-|R|^2)=\exp(2\pi q). \qquad (21)$$

Если частота ω выше критической частоты слоя, то $\Delta\omega<0$ и коэффициент отражения мал; так, в дневных условиях при $\omega_к=2\cdot10^7$, $\Delta\omega\cdot\omega_к^{-1}\approx5\cdot10^{-3}$ из (21) найдем $|R_0|^2=10^{-3}$. (При этом основной вклад в интеграл (19) дают, как показано выше, значения $k^2k_0^{-2}\leqslant10^{-3}$.) Под действием поля волны концентрация электронов растет ($\delta N_e>0$), а коэффициент отражения увеличивается. При этом область применимости (21) ограничена условием $\delta N/N\ll-2\Delta\omega/\omega+k^2/k_0^2$. Полагая в нашем случае $\delta N/N=5\cdot10^{-4}$, получим, что $\Delta q=\dfrac{\pi H}{\lambda_к}\dfrac{\delta N}{N}$ и $|R|^2=|R_1|^2=10^{-2}$, т. е. коэффициент отражения существенно возрастает: $|R_1|^2\approx10\,|R_0|^2$. Таким образом, в результате нелинейного эффекта слой E оказывает запирающее действие на волну с частотой выше критической частоты слоя.

В заключение оценим мощность станции, необходимой для наблюдения указанного эффекта. Используя формулу для мощности эквивалентного диполя $E_0=300\,h^{-1}W^{1/2}$, где W выражено в квт, h — в км, E_0 — в мв/м, и формулу (10), получим, что $W=(h/300)\cdot(\delta N/N)E_p^2\gamma^{-1}F^{-1}|A|^{-2}$. Реальная средняя мощность радиостанции, разумеется, значительно меньше: $W_0\approx\pi^{-1}(R_0\beta_0)^{-2}W\approx(30-100)$ квт.

Автор благодарен акад. Р. З. Сагдееву за внимание к работе.

Институт земного магнетизма
ионосферы и распространения радиоволн
Академии наук СССР
Академгородок Подольского р-на Московской обл.

Поступило
3 VII 1973

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] *В. Л. Гинзбург, А. В. Гуревич*, УФН, т. 70, 201 (1960). [2] *В. Л. Гинзбург*, Распространение электромагнитных волн в плазме, М., 1960. [3] *R. E. Lelevier*, J. Geophys. Res., v. 75, 6419 (1970). [4] *Л. В. Гуревич, А. Б. Шварцбург*, Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере, «Наука», 1973.