

П. Е. КРАСНУШКИН, Е. Н. ФЕДОРОВ

РЕЗОНАНСНЫЙ ЗАХВАТ РАДИОВОЛН ИОНОСФЕРНЫМ ВОЛНОВОДОМ И ПОПЫТКА ОБНАРУЖЕНИЯ С ЕГО ПОМОЩЬЮ ПРОВАЛОВ ИОНИЗАЦИИ В НИЖНЕЙ ИОНОСФЕРЕ

(Представлено академиком В. С. Владимировым 26 II 1974)

1. Начиная с 20-х годов (¹⁻⁴) для изучения нижней ионосферы стали использовать данные о наземных полях, создаваемых радиостанциями. Развитие этой идеи привело к созданию метода определения по этим данным (⁵⁻¹⁰) профиля электронной концентрации $N(h)$ ионосферы на высотах $h < 80-90$ км. С его помощью было обнаружено, что днем под слоем D появляется еще один слой, названный в (⁵) слоем C . Однако из-за низкой точности и неполноты опытных данных о полях «дорожка» допустимых профилей $N(h)$ столь широка, что вмещает как профили с заметным провалом на высотах $h = 60-70$ км, так и профили, имеющие в этой области лишь перегиб или «стол» (см. рис. 1, кривые B (⁸), Γ (¹⁰), B (⁹) для летнего дня в максимуме и кривую A (⁶) в минимуме солнечной активности). Ниже мы пытаемся уточнить дневные летние профили $N(h)$ для $h < 70$ км путем привлечения новых данных, специфически чувствительных к провалу ионизации.

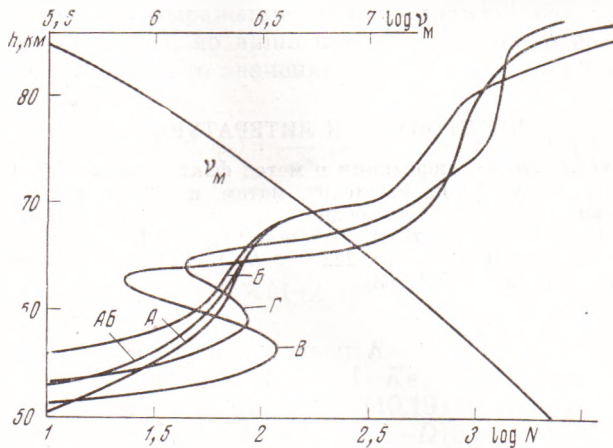


Рис. 1

2. Будем определять поле радиоволн уравнениями Максвелла в сферических координатах r, θ, φ с полюсом в центре Земли, разделяя среду на 4 слоя: 1) Земля, $0 < r < a$, где диэлектрическая проницаемость $\epsilon = \epsilon_0 = \epsilon_0' + i \cdot 4\pi\sigma/\omega$ (где $\omega = 2\pi f$ — частота) — постоянная скалярная величина; 2) атмосфера, $a < r < c$, где $\epsilon = 1$; 3) ионосфера, $c < r < a$, где $\epsilon(r)$ — тензор, зависящий от $N(r)$, $r = a + h$, частоты столкновений $\nu_m(r)$ и магнитного поля Земли $H_0(H_{0r}, H_{0\theta}, H_{0\varphi})$ *, 4) бесконечное пространство, $r > d$, где

* Тензор ϵ определяется из обобщенных уравнений Эпштейна — Хартри и вычисляется по формулам Хара (¹¹); $H_{0\theta}$ — в плоскости трассы, проходящей через точку O и точку приема $P(r, \theta, \varphi)$, $H_{0\varphi}$ нормальна к ней.

$\epsilon=1$. Источником излучения является вертикальная антенна, расположенная в точке O ($r=a, \theta=0$), $a=6370$ км.

Отражение радиоволн от ионосферы, падающих на нее из атмосферы под углом I , описывается (2×2) -матрицей $R(k; r)$, составленной из коэффициентов отражения $\parallel R_{\parallel}$, $\parallel R_{\perp}$, $\perp R_{\parallel}$ и $\perp R_{\perp}$ ⁽¹²⁾ ($k=k_0 \cos I$, $k_0=2\pi f/(3 \cdot 10^{10})$), вычисляемых в точке r , $a < r < c$, путем пересчета (2×2) -матрицы импедансов $\parallel z_{\parallel}$ ⁽¹²⁾.

Приведем R к диагональной форме $\text{diag}(R_1, R_2)$. Полюсы $k=k_j$, $j=1, 2, \dots$, функции $R_1(k)$ и (или) $R_2(k)$ при $\text{Im } k_j > 0$ определяют угловые волновые числа $\nu_j = -r(k_0^2 - k_j^2)^{1/2}$ нормальных волн дискретного спектра, бегущих вдоль ионосферного волновода и локализованных внутри ионосферы или под ней, если наблюдается эффект шепчущей галереи. Полюсы k_j функций $R_{1,2}(k)$ при $\text{Im } k_j < 0$ определяют пакеты нормальных волн сплошного спектра ⁽¹³⁾. Они «вытекают» из ионосферного волновода и, достигая Земли, могут вносить большой вклад в поля радиоволн, возбуждаемых наземными источниками. Согласно ⁽¹²⁾, полюсы k_j совпадают с корнями импедансного уравнения $\Delta = z_{11}z_{22} - (k^{-1}z_{12} + 1)(kz_{21} - 1) = 0$.

Локализованные и «вытекаемые» волны являются соответственно аналогами связанных состояний и «резонансов» квантовой теории потенциального рассеяния ⁽¹⁴⁾.

Если один из полюсов k_j резонансного типа расположен вблизи вещественной оси в $\text{Re } k_j < k_0$, то его влияние на функцию $\parallel R_{\parallel}(I, r)$, где I принимает вещественные значения, $0 < I < 90^\circ$, в окрестности $I_j = \arccos(\text{Re } k_j/k_0)$ выражается формулой

$$\parallel R_{\parallel}(I, r) = (k - k_j^0) R_c(I, r) / (k - k_j), \quad (1)$$

где $R_c(I, r)$ — гладкая функция. Если потерь нет ($\nu_m=0$), то нуль k_j^0 функции (1) расположен в точке k_j , комплексно-сопряженной k_j . Тогда полюс k_j вносит в (1) лишь фазовые искажения. Если $\nu_m \neq 0$, то $k_j^0 \neq k_j$, и в зависимости $|\parallel R_{\parallel}(I, r)|$ вблизи $I=I_j$ в общем случае появляются максимум и минимум. Эти изменения $|\parallel R_{\parallel}|$ и $\arg \parallel R_{\parallel}$ являются характерными признаками возбуждения одной из «вытекаемых» волн ионосферного волновода.

На рис. 2 приводятся рассчитанные по методу ⁽¹²⁾ кривые $|\parallel R_{\parallel}(I)|$ (для $f=16$ кгц (а) и $f=25$ кгц (б)) и для $N(r)$ и $\nu_m(r)$, приведенных на рис. 1 (H_0 будут указаны ниже). Из этих графиков видно, что для профилей $N(r)$ с провалом при $f=25$ кгц наблюдается возбуждение ионосферного волновода. Он возникает в области провала $N(r)$, который аналогичен потенциальной яме в теории рассеяния. При 16 кгц из-за большой длины волны ионосферный волновод не возбуждается. При 25 кгц слабые последствия резонанса остаются также для профилей, подобных А и Б, т. е. с перегибом.

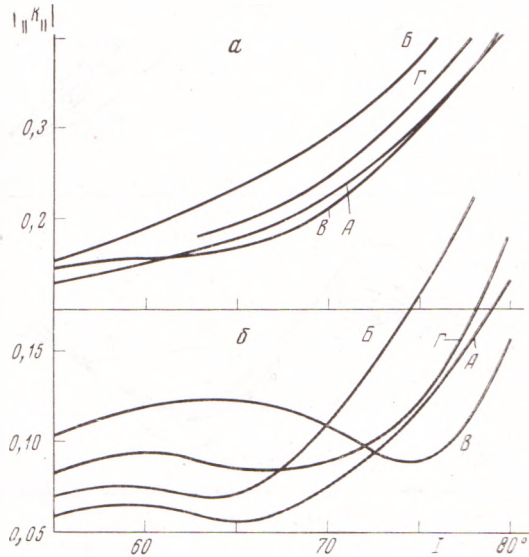


Рис. 2

3. $||R_{\parallel}(I, f)|$ не измеряются непосредственно, а извлекаются с большими ошибками из опытных зависимостей амплитуд радиополей E и H от расстояния D между точкой O и точкой приема P ($r=a, \theta, \varphi$). Поэтому выясним, как проявляются признаки провала в $N(r)$ в зависимостях $|H_{\varphi}(D, f)|$.

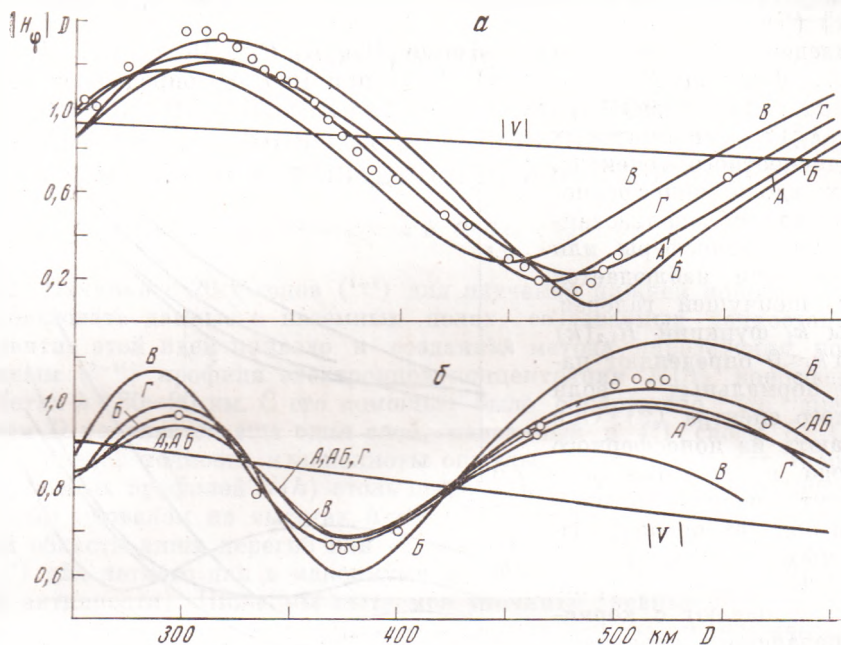


Рис. 3

Для вычисления $H_{\varphi}(D, f)$ разложим поля по волнам, многократно отраженным от Земли и ионосферы ⁽¹⁵⁾. Ограничиваясь при $D < 800 - 1000$ км первым отражением от ионосферы и применяя метод стационарной фазы, получим

$$\Gamma(D, f) = D |H_{\varphi}| \approx | |V(D, f, \epsilon_0)| + {}^{+1/2}\alpha | [1 + {}_{\parallel}R_{\parallel}^0(\nu, a)]^2 | {}_{\parallel}R_{\parallel}(\nu, c) |\sin^2 I_a e^{i\psi}|, \quad (2)$$

где V — функция ослабления земной волны, вычисляемая по методу ⁽¹⁶⁾ ${}_{\parallel}R_{\parallel}^0$ — коэффициент отражения от Земли, вычисляемый по формуле Френеля, а коэффициент фокусировки α , угол I_a выхода луча из точки O (падающего в P) и разность фаз ψ между ионосферной и земной волной вычисляются по формулам

$$\alpha = \frac{1}{\cos I} \sqrt{\frac{\theta}{\sin \theta} \frac{\theta}{\nu} \frac{d\nu}{d\theta}}; \quad I_a = \arcsin \frac{\nu}{k_0 a};$$

$$\psi = (\nu - k_0 a) \theta + 2 \left[k_0 r \sqrt{1 - \left(\frac{\nu}{k_0 r} \right)^2} - \nu \arcsin \frac{\nu}{k_0 r} \right]_{r=a}^{r=c} + \arg {}_{\parallel}R_{\parallel} - \arg V + \arg (1 + {}_{\parallel}R_{\parallel}^0)^2, \quad (3)$$

где расстояние D между O и P

$$D = a \theta, \quad \theta = 2 \arcsin \frac{\nu}{k_0 r} \Big|_{r=c}^{r=a} - \frac{d}{d\nu} \arg {}_{\parallel}R_{\parallel}. \quad (4)$$

Сравнение с расчетом по методу нормальных волн показало, что для $D < 600$ км при $f = 25$ кмг точность расчета по формуле (2) составляет

2–3%, а при $f=16$ кгц — 5–10%. Из (2), (3) следует, что провал в $N(r)$ сказывается лишь в некоторых интервалах D , f кривых $\Gamma(D, f)$, когда луч падает на ионосферу под углом I , близких к I_c . При этом из-за волнового резонанса он возбуждает j -ю нормальную волну ионосферного волновода, и происходит частичный захват земного излучения этим волноводом (аналог резонансного захвата частицы (¹⁴)). В результате этого нарушается монотонное увеличение размаха осцилляций в $\Gamma(D, f)$ с ростом D , характерное для профилей без провалов, и происходит смещение экстремумов Γ .

4. До сих пор для летнего дня были получены только две зависимости H_o от D : $\Gamma(D, 20,9)$ (¹) и $\Gamma(D, 16)$ (^{2, 3, 10}) (максимум солнечной активности, трассы юг — север и север — юг, средние широты). Согласно п. 2, обнаружение по ним провалов $N(r)$, подобным B, Γ на рис. 1, невозможно. Это подтверждается сравнением опытных $\Gamma(D, 16)$ и рассчитанных по формуле (2) для профилей рис. 1 при $H_{or}=-0,443$ гс, $H_{o0}=0,17$ гс, $H_{of}=0$, $\epsilon_0'=10$, $\sigma=5,5$ миллимо на 1 метр (см. рис. 3а). Заметной разницы в $\Gamma(D, f)$ следовало ожидать при $f=25$ кгц. В связи с этим летом 1973 г. нами была измерена дневная зависимость $\Gamma(D, 25)$ (трасса восток — запад, средние широты). Сравнение опытной и расчетной $\Gamma(D, 25)$ для профилей рис. 1 при $H_{or}=-0,443$ гс, $H_{o0}=-0,17$ гс, $H_{o0}=0,065$ (рис. 3б) показывает, что профиль B на рис. 1 явно неприемлем. То же можно сказать о профиле Γ , так как он относится к максимуму солнечной активности; в это время опытный максимум $\Gamma(500, 25)$ будет значительно выше полученного нами в 1973 г., когда приближается минимум солнечной активности. Наилучшее согласие с нашими измерениями дает профиль AB , промежуточный между A и B (рис. 1).

В заключение заметим, что новые данные сузили «дорожку» точности для $h<70$ км и теперь диапазон $N(h)$ для максимума солнечной активности определяется профилем B и подобным B , но со столообразным участком в интервале h , где B имеет перегиб, а диапазон профилей $N(h)$ для минимума активности ограничивается профилем A и профилем $N(h)$ с провалом не более 5–10% в области $h=60-66$ км.

Авторы приносят благодарность А. Д. Клыкову за помощь в проведении экспериментов.

Математический институт им. В. А. Стеклова и
Институт физики Земли им. О. Ю. Шмидта
Академии наук СССР
Москва

Поступило
20 II 1974

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ J. Hollingworth, JEEE, v. 64, 579 (1926). ² K. G. Budden, J. A. Ratcliffe, M. V. Wilkes, Proc. Roy. Soc., A, v. 171, 488 (1939). ³ K. Weekes, Proc. Inst. Electr. Eng., v. 97, 3, 100 (1950). ⁴ Р. Н. Бресуелл, К. Г. Бадден и др., Проблемы современной физики. в. 12. Распространение радиоволн, ИЛ, 1952, стр. 142. ⁵ П. Е. Краснушкин, ДАН, т. 139, 67 (1961). ⁶ Р. Б. Байбулатов, П. Е. Краснушкин, Геомагнетизм и аэронавигация, т. 6, 6, 1051 (1966). ⁷ D. C. Deeks, Proc. Roy. Soc. A, v. 291, 413 (1966). ⁸ W. C. Bain, B. R. Mau, Proc. Inst. Electr. Eng., v. 114, 11, 1593 (1967). ⁹ П. Е. Краснушкин, Т. А. Князева, Геомагнетизм и аэронавигация, т. 10, 6, 933 (1970). ¹⁰ W. C. Bain, M. D. Harrison, Proc. Inst. Electr. Eng., v. 119, 7, 790 (1972). ¹¹ E. N. Hara, JGR, v. 68, 14, 4388 (1963). ¹² П. Е. Краснушкин, Р. Б. Байбулатов, ДАН, т. 182, № 2, 294 (1968); ДАН, т. 188, № 2, 300 (1969). ¹³ П. Е. Краснушкин, Метод нормальных волн в применении к проблеме дальних связей, МГУ, 1947. ¹⁴ Р. Ньютон, Теория рассеяния частиц и волн, М., 1971. ¹⁵ H. Bremner, Terrestrial Radio Waves, Holland, 1949. ¹⁶ I. R. Wait, IEEE Transaction, AP14, 515 (1966).