ИЗВЕСТИЯ ВЫСШИХ УЧЕБНЫХ ЗАВЕДЕНИЙ

Том XXIV, № 9 РАДИОФИЗИКА 1981

УДК 551.510.535 + 550.385

ОНЧ ДИАГНОСТИКА ВАРИАЦИЙ ЭЛЕКТРОННОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ ВНУТРИ МАГНИТОСФЕРЫ

О. А. Молчанов, В. В. Кречетов, О. А. Мальцева

Показано, что из анализа задержек импульсов наземного ОНЧ излучателя, отраженных от области поглощения при $\omega \sim \omega_B \cos\psi$, можно получать сведения о концентрации электронов в магнитосфере. Приведены некоторые экспериментальные данные и теоретические соображения, подтверждающие такую возможность.

Электронная концентрация N_e является одним из основных параметров магнитосферной плазмы. Вариации N_e в ионосфере достаточно хорошо определяются методом ионосферного зондирования наземным КВ передатчиком. N_e у нижней границы магнитосферы (высоты $\sim 500 \div 1500$ *км*) может определяться зондовыми измерениями на спутниках, однако более высоко летящих спутников мало и в обозримом будущем этот метод не может дать регулярной информации об электронной концентрации на высотах, бо́льших 2000 *км*. С другой стороны, N_e в экваториальной плоскости магнитосферы надежно регистрируется методом анализа динамических спектров свистящих атмосфериков в ОНЧ диапазоне и сигналов ОНЧ передатчиков, принимаемых в магнитосопряженной области излучателя [1]. Таким образом, у нас есть возможность узнать N_e у основания силовых линий магнитного поля, пронизывающих магнитосферу, и в их апогее, но пока нет метода для определения N_e на промежуточных высотах. Между тем такие сведения были бы полезны для решения, например, вопроса о связи плазмопаузы с ионосферным провалом и, фактически, протяженности плазмопаузы вдоль силовой линии или других подобных проблем. В данной работе предлагается такой метод и приводятся некоторые экспериментальные результаты по проверке идеи, заложенной в него. Кроме того, приводятся некоторые теоретические соображения.

В основе метода лежит эффект обратного рассеяния импульсов наземного ОНЧ излучателя, работающего на частоте ω_0, превышающей минимальную электронную гирочастоту $\omega_{B\,\min}$ вдоль траектории. Даже не конкретизируя механизм рассеяния (в дальнейшем мы рассмотрим один из них подробнее), можно предполагать, что отражение происходит в области, где $\omega \sim \omega_{rs}$ — резонансной частоте ($\omega \sim \omega_{Be} \cos\psi$ при $t = \omega_{pe}^2/\omega_{Be}^2 \gg 1$, ω_{Be} — гирочастота электронов, ω_{pe} — плазменная частота электронов, ψ — угол между волновой нормалью и направлением геомагнитного поля). В этой области свистовая волна трансформируется в электростатическую электронную циклотронную волну с существенным уменьшением групповой v_g и фазовой скорости. Здесь может произойти нагрев и турбулизация электронов, а также нелинейное взаимодействие волн и частиц. Таким образом, возникает благоприятная ситуация для обратного рассеяния резонансного и нерезонансного типа.

Покажем теперь, что задержка τ_p приходящего к Земле импульса рассеянного сигнала по отношению к времени излучения импульса исходной волны пропорциональна концентрации N_e вблизи точки отражения, причем высота отражения H зависит от ω, и, следовательно, по экспериментально наблюдаемым $\tau_p(\omega)$ можно судить о профиле $N_e(H)$. Вследствие симметрии картины распространения будем считать: $\tau_p \approx 2\tau_0$, где τ_0 — время распространения зондирующего импульса от Земли до высоты H, которую в дальнейшем будем нормировать к радиусу Земли $r_З$. Итак,

$$\tau_0 = r_З \int_{r=1}^{H} dS/v_g. \tag{1}$$

При вычислении v_g необходимо учитывать тепловую поправку к показателю преломления μ исходной ОНЧ волны. Техника таких расчетов изложена в ряде работ, например [2], поэтому приведем лишь конечные формулы, считая для простоты $t \gg 1$ и вводя обозначения $x = \omega/\omega_{Be}$:

$$\begin{gathered}\Delta x = (\omega_r - \omega)/\omega_B = \cos\psi - x, \\ \mu_+^2 = (2t/x)\{\Delta x + [\Delta x^2 + q\beta_\parallel^2]^{1/2}\}^{-1},\end{gathered} \tag{2}$$

где $\beta_\parallel = v/c \ll 1$ — отношение тепловой скорости электронов к скорости света, а

$$\begin{gathered}q = \left\{\frac{2t(1-x^2)}{x}\right\}\left\{3\cos^4\psi - x^2\sin^2\psi\cos^2\psi\,\frac{1-3x^2+6x^4}{(1-x^2)^3} + \right.\\ \left. + \frac{3}{4}\,\frac{\sin^4\psi\, x^4}{(1-x^2)}\right\}.\end{gathered} \tag{3}$$

Выражения (2) и (3) несправедливы в области сильного поглощения $x \sim 1$, так что следует считать $(1-x) \gg (t\beta_\parallel^2)^{1/3}$. Тепловую поправку в (2) следует учитывать только для $\Delta x \lesssim (q\beta_\parallel^2)^{-/3}$, так что в (3) можно положить $x = \cos\psi_r$ и, следовательно, $q \sim 1$. При этом $q < 0$ для $\psi \lesssim 46°$ и $q > 0$ при $46° < \psi \leqslant 90°$. Как показывают траекторные расчеты, $\psi_r \sim 20°$, поэтому мы ограничимся случаем $q < 0$. При этом μ_+^2 плавно переходит в электростатическую ветвь колебаний:

$$\mu_-^2 = 2t/x\,\{\Delta x - [\Delta x^2 - |q|\,\beta_\parallel^2]^{1/2}\}^{-1}. \tag{4}$$

Отметим, наконец, что при $\Delta x \gg (|q|\,\beta_\parallel^2)^{1/2}$ $\mu_+^2 \approx t/(x\Delta x)$ и в точности соответствует показателю преломления свистовой моды, а $\mu_-^2 \approx 4t\Delta x/(x|q|\,\beta_\parallel^2)$ соответствует сильно затухающей электростатической волне.

Интегрирование (1) будем проводить вдоль исходной силовой линии магнитного поля (S_B). С учетом (2) и малости изменения L — параметра траектории

$$\begin{gathered}dS/v_g \approx dS_B/c\,\sqrt{t/2x}\,\{[\Delta x + (\Delta x^2 - |q|\,\beta_\parallel^2)^{1/2}]^{-1/2} \times \\ \times [(\Delta x^2 - |q|\,\beta^2)^{1/2} + (\sin^2\psi/2\cos\psi)]^{-1}\}.\end{gathered} \tag{5}$$

Таким образом, подынтегральное выражение в (1) имеет полюс при малых Δx, что существенно упрощает интегрирование. Будем считать, что в области отражения $\Delta x \ll 1$, $\sin\psi \ll 1$, тогда высота отражения H равна

$$H \approx (\omega_{B0}\cos\psi(H)/\omega)^{1/3}, \tag{6}$$

где ω_{B0} — гирочастота на Земле ($r = 1$). Результат интегрирования зависит от толщины области отражения Δr по сравнению с характерной длиной:

$$\Delta r_k = (H/3\cos\psi(H))\,\beta_\parallel\sqrt{|q|}. \tag{7}$$

При $\Delta r \gg \Delta r_k \sim 10^{-3}$

$$\tau_0 = r_З \sqrt{L}\, H\, \omega_p / (c \sqrt{L - H}\, \omega)\, (\Delta r)^{-1/2}. \tag{8}$$

Так как $\omega_p \sim \sqrt{N_e}$, то мы получаем итоговую формулу для интерпретации экспериментальных данных:

$$N_e = a \cdot 10^3\, \tau_0^2\, \Delta r [\omega(кГц)/9H]^2,\ см^{-3}, \tag{9}$$

где коэффициент $a \sim 1$ и величина Δr определяется механизмом отражения. Например, для $\tau_0 \sim 0{,}5$ *с*, $\omega \sim 20$ *кГц*, $H \sim 3{,}3$, $L = 4{,}0$, $r_З\, \Delta r \sim 480$ *км* ($\Delta r = 8 \Delta r_k$), $N_e \sim 10^1$ *см*$^{-3}$. Как видно, предлагаемый метод весьма близок по форме свистовому методу определения экваториальной электронной концентрации [1], с той только немаловажной разницей, что по экспериментальным данным $\tau(\omega)$ определяется не одно значение $N_e(L)$ на экваторе, как в свистовом методе, а $N_e(H)/L = \text{const}$, т. е. профиль концентрации вдоль силовой линии. Таким образом, оба метода взаимно дополняют друг друга. Для того, чтобы получить представление о диапазоне высот, на рис. 1 приведены расчетные траектории и высоты отражения для $L = 4{,}0$ и частот 12—37,0 *кГц*. (Детали вычислений см. в [3].) Видно, что высоты отражения увеличиваются с уменьшением частоты от $H \sim 2$ ($\omega = 37{,}0$ *кГц*) до $H \sim 3{,}5$ ($\omega = 12{,}0$ *кГц*). Соответствующие задержки $2\tau_0$ (расчетные) меняются от 0,7 до 3 *с*, причем они считались до точки резкого поворота траектории (×), где волна переходит в «квазизахваченную» или электростатическую моду.

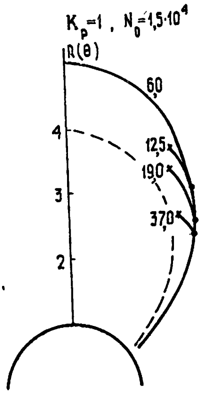

Рис. 1.

Эксперименты по наблюдению эффекта обратного рассеяния были проведены нами в 1978—1979 гг. в рамках так называемой программы «МИНИ» [4]. Использовался субавроральный излучатель на частоте 19,0 *кГц*, посылающий импульсы длительностью 0,5 *с* с паузами между ними 3,5 *с*, так как ожидаемые задержки должны были лежать в этих пределах. Режим работы был аналогичен тому, что использовался в эксперименте ИЗМИРАНа и НИРФИ в 1970 г. [5], в котором впервые наблюдалось обратное рассеяние посылок среднеширотного ОНЧ излучателя.

Основной трудностью в обнаружении обратного сигнала была его малая величина, т. е. после однократного импульса отраженный сигнал находился на уровне естественных шумов. Поэтому нами применялся метод преобразования отрезков времени между последующими импульсами в частотный интервал с дальнейшей амплитудно-частотной обработкой и накоплением спектров с использованием статистического анализа полученных данных. Для этой цели нами был собран специальный аппаратурный комплекс, позволяющий осуществлять такую обработку.

На рис. 2 приведены характерные результаты анализа сигнала (суточная интенсивность, сигнал плюс шум) для диапазона задержек (0—3 *с*) в начале сеансов (верхняя кривая), середины сеансов (средняя) и конца сеансов (нижняя кривая) 2 и 12 марта 1979 г. в ночное время (02—03^h LT). Подъем кривой для малых значений τ_p связан с прохождением прямого импульса в приемный тракт. Наличие второго максимума связано с приходом обратного сигнала. Видно, что наблюдаемые задержки лежат в пределах от 1,5 до 2,5 *с*, причем на протяжении сеанса длительностью 60 *мин* наблюдалось некоторое смещение задержек в сторону меньших значений. Более подробно это можно увидеть на рис. 3, где приведены все наблюдаемые задержки с 28 февраля по 12 марта 1979 г. Несмотря на недостаток статистики, сравнение наблюдаемых задержек с A_p (индексом полярной активности) за те же дни показывает тенденцию к уменьшению (увеличению) задержек с увеличением (уменьшением) геомагнитной активности, что согласуется с результатами свистового зондирования экваториальной электронной концентрации [1]. Заметим, что уменьшение задержек во время сеанса можно объяснить увеличением толщины области рассеяния Δr (см. (9)) со скоростью ~ 1 *км/с*.

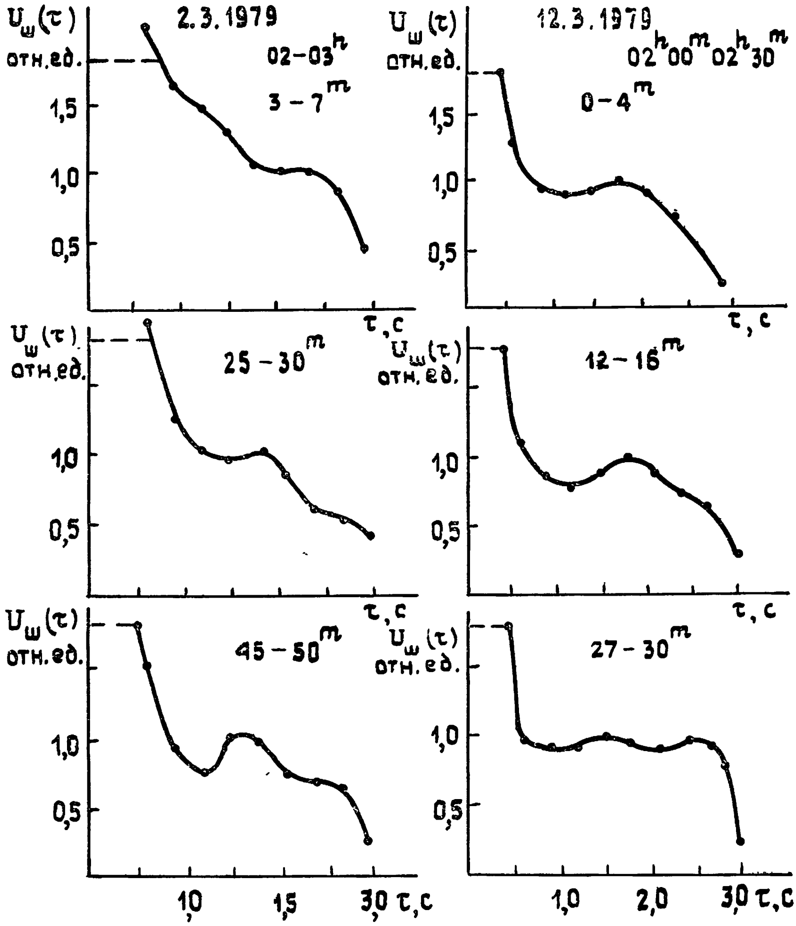

Рис. 2.

Анализ результатов на статистическую достоверность показал, что в 30% случаев с надежностью 95% и в 75% случаев с надежностью 50% мы имеем дело с реальным сигналом.

Таким образом, мы продемонстрировали возможность экспериментального обнаружения обратно-рассеянного сигнала и, следовательно, оперативного получения информации о величине электронной концентрации вдоль силовой магнитной линии в магнитосфере.

Рассмотрим теперь один из возможных механизмов рассеяния — резонансное взаимодействие свистовой волны с колебаниями типа ионного звука с распадом на свистовую волну, идущую в обратном направлении, и увеличением фона ионно-звуковых колебаний.

Распадное взаимодействие трех волн неоднократно рассматривалось в литературе [6–10]. Однако в этих работах рассматривалась отличная от нашей геометрия полей [7], либо делался упор на генерацию звука [8], или задача решалась в параметрическом приближении. Мы попытаемся рассмотреть дополнительные возможности применительно к нашему случаю. Рассмотрим хорошо известные уравнения, описывающие трехволновое взаимодействие:

$$\begin{aligned}
&\partial A_0/\partial t + \partial A_0/\partial \tau_0 + \gamma_0 A_0 = -\alpha_0 A_1 B,\\
&\partial A_1/\partial t - \partial A_1/\partial \tau_1 + \gamma_1 A_1 = \alpha_1 A_0 B, \qquad (10)\\
&\partial B/\partial t + \partial B/\partial \tau_2 + \gamma_2 (B - b) = \beta A_0 A_1.
\end{aligned}$$

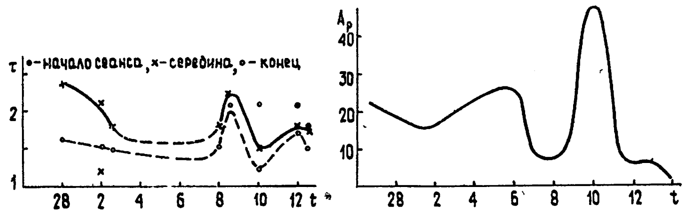

Рис. 3.

Уравнения (10) описывают эволюцию во времени t и в пространстве (z) амплитуд исходной (A_0) и рассеянной (A_1) свистовых волн, а также амплитуды звуковой волны (B). Здесь γ_i — декременты волн, а $\tau_i = z/v_{g\,i}$ — нормированные координаты, α, β — коэффициенты распадного взаимодействия, b — фон звука. В отличие от ряда других работ [9] мы не можем пренебречь зависимостью амплитуд от координаты, более того, мы будем считать, что область взаимодействия $z = (0, z_k)$ достаточно узкая, так что длительность исходного импульса $\tau_и \gtrsim \tau_k = z_k/v_{g\,0}$. Это связано с тем, что характерный нелинейный инкремент взаимодействия $\gamma_п = \sqrt{\alpha\beta A_0^2 - \gamma_1\gamma_2}$ (это соотношение будет получено дальше) имеет максимум в области, где величина $\gamma_н^2 = \alpha\beta A_0^2$ растет из-за трансформации свистовых волн в электростатический мод, а затухание этих волн (γ_0, γ_1) еще невелико и пороговые значения $A_{0,\,кр} = (\gamma_0\gamma_1/\alpha\beta)^{1/2}$ легко достижимы. Действительно, довольно трудоемкие, но в принципе простые вычисления, подобные изложенным в работах [9, 10], с учетом показателя преломления в формуле (2) с естественным предположением $\theta_1 = \pi - \theta_0$, $\Omega = \omega_0 - \omega_1 \ll \omega_0$, $|K_0| = |K_1|$ приводят к соотношениям

$$\begin{aligned}
&\alpha = 2(e/m)\,(K_0\,\omega_0/\mu\Omega^2)\cos\theta\,(\sin^2\theta + 2\Delta\,x^2)^{1/2},\\
&\beta = 2(e/m)\,(\Omega/\omega_0)\,K_0/[\omega_B(\sin^2\theta + 2\Delta\,x^2)]. \qquad (11)
\end{aligned}$$

С учетом сохранения потока энергии в лучевой трубке можно, кроме того, получить

$$\mu A_0^2 = \mu_0 E_0^2 K_{тр}\,\frac{S_0}{S}\,\frac{(\sin^2\theta + 2\Delta\,x^2)\exp\left(-2\int \gamma_0\,dz/v_{g\,0}\right)}{(\sin^2\theta + 4\Delta\,x^2)^{1/2}\,\Delta\,x}, \qquad (12)$$

где μ_0, E_0, S_0 — показатель преломления, амплитуда и сечение лучевой трубки в ионосфере, $K_{тр}$ — коэффициент прохождения через нее, $M = m_i/m_e$. Принимая во внимание условие синхронизма $\Omega = 2K_0\,v_s\cos\theta$ и предполагая магнитную дефокусировку лучевых траекторий ($S_0/S \sim \omega_B/\omega_{B\,0}$), получим соотношение для оценок

$$\gamma_н^2 = 2\,(l/m)^2\,(M\,\omega/c\,\omega_{B0})\,\mu_0\,E_0^2\,K_{тр}\exp\left(-2\int\gamma_0 dz/v_g\right)(1/v_s\,\Delta\,x). \qquad (13)$$

Видно, что в области трансформации ($\Delta\,x \sim \beta_1 \ll 1$) $\gamma_н^2$ имеет значительный максимум до тех пор, пока интегральное затухание мало.

Будем решать уравнения (10), учитывая $v_{g0} \approx v_{g1}$ и, следовательно, $\tau_0 = \tau_1 = \tau$ и $v_{g2} \ll v_{g0}$. Последнее соотношение дает возможность пренебречь членом $\partial B/\partial \tau_2$, т. е. выносом звуковых волн из области взаимодействия. Исходя из изложенного выше, пренебрежем затуханием исходной волны γ_0 и будем считать, что коэффициенты α, β — постоянные в области $(0, z_k)$ и равны нулю вне ее. Время $t=0$ определим как момент прихода фронта исходной волны в точку $z = 0$. Рассмотрим два случая:

А) $A_1 \ll A_0$, $B(\alpha/\beta)^{1/2}$. В этом случае изменением A_0 можно пренебречь и

$$A_0 = A \cdot u(t - \tau), \tag{14}$$

где u — единичная функция Хевисайда. Начальные и граничные условия примем такими:

$$A_1(t - \tau) = A_1(\tau = \tau_k) = 0, \quad B(t - \tau) = B(\tau = \tau_k) = b + \Delta b, \tag{15}$$

где Δb — начальное возмущение звука.

Решение находим методом Лапласа, используя (14). В итоге

$$\begin{aligned} A_1(t, \tau) = \frac{\alpha A_0}{2} b u(t - \tau) \Bigg\{ \frac{\gamma}{P_1 P_2} \Bigg[1 - e^{-\gamma_1 \Delta\tau} u(C) \gamma \times \\ \times \int_0^C I_0(2\sqrt{kt'}) e^{-\gamma t'} dt' \Bigg] + \frac{P_1(l+1)+\gamma}{P_1(P_1 - P_2)} e^{P_1(t-\tau)} \times \\ \times \Bigg[1 - e^{-(\gamma_1 + 2P_1)\Delta\tau} u(C)(P_1 + \gamma) \int_0^C I_0(2\sqrt{kt'}) e^{-(P_1+\gamma)t'} dt' \Bigg] + \\ + \frac{P_2(l+1)\gamma}{P_2(P_2 - P_1)} e^{P_2(t-\tau)} \Bigg[1 - e^{-(\gamma + 2P_2)\Delta\tau} u(C)(P_2 + \gamma) \times \\ \times \int_0^C I_0(2\sqrt{kt'}) e^{-(P_2+\gamma)t'} dt' \Bigg] \Bigg\}, \end{aligned} \tag{16}$$

где $\Delta\tau = \tau_k - \tau$, $C = t - \tau - 2\Delta\tau = t + \tau - 2\tau_k$, I_0 — модифицированная функция Бесселя, $\gamma \equiv \gamma_2$, $k = \gamma_{\text{н}}^2 \Delta\tau$, $l = \Delta b/b$, а P_1, P_2 — корни характеристического уравнения

$$P_1, P_2 = -\frac{(\gamma + 2\gamma)}{4} \pm \sqrt{\frac{(\gamma_1 + 2\gamma)^2}{16} + \frac{\gamma_{\text{п}}^2}{2}}.$$

Отсюда, между прочим, следует, что корень, характеризующий нарастающее со временем решение $P_2 > 0$, только если $\gamma_{\text{п}}^2 = \gamma_{\text{н}}^2 - \gamma_1 \gamma_0 > 0$. Будем рассматривать решение на выходе волны A_1 из области взаимодействия ($\tau = 0$). В случае длинного ($t \gg 2\tau_k$) или короткого ($t < 2\tau_k$) импульса и слабозатухающей свистовой накачки ($\gamma \gg \gamma_1$) (16) можно упростить:

$$\begin{aligned} A_1(t < 2\tau_k) \approx \frac{(b + \Delta b)\alpha A_0}{(\sqrt{2\gamma_{\text{н}}^2 + \gamma^2} - \gamma)} \exp\left[\frac{t}{2}\left(\sqrt{\gamma^2 + 2\gamma_{\text{н}}^2} - \gamma\right)\right], \\ A_1(t \gg 2\tau_k) = (\alpha A_0 b/\gamma_{\text{н}}^2)\gamma \exp\left[(\gamma_{\text{н}}^2/\gamma)\tau_k\right]. \end{aligned} \tag{17}$$

Отсюда следует, что процесс имеет вид переходного с максимумом для $t = 2\tau_k$, при этом асимптотический уровень A_1 «забывает» начальное возмущение Δb. Аналогичный результат мы имеем для $B(t)$. При тех же упрощениях

$$B(t) = b\cdot u(t-2\tau_k)\exp[(\gamma_н^2/\gamma)\tau_k] + (b+\Delta b)\times$$
$$\times\exp\left[(t/2)\left(\sqrt{\gamma^2+2\gamma_н^2}-\gamma\right)\right][1-u(t-2\tau_k)]. \tag{18}$$

Этот результат подобен полученному в работе [6]. Одним из важных следствий указанного обстоятельства является то, что импульсное периодическое воздействие с длительностью импульсов $\tau_и \sim 2z_k/v_g$ и общей длительностью T может стать более эффективным для рассеяния, чем непрерывное воздействие такой же длительности. Действительно, если пренебречь неоднородностью распределения Δb в области взаимодействия, считая $\langle\Delta b\rangle = (1/2)\Delta b_{\max}$, положить $\tau_и = \tau_п$ (длительности паузы) и взять $\tau_и \gtrsim 2\tau_k$, то при $T = 2n(\tau_и + \tau_п)$, $n \gg 1$,

$$\Delta b_n(T) \approx (1/2^n)\{\exp[n(\sqrt{\gamma^2+2\gamma_н^2}-3\gamma)\tau_k]-1\},$$
$$\Delta b_n \gg \Delta b_1 \quad \text{при } \gamma_н > 2\gamma. \tag{19}$$

Формула (17) показывает, что накопление уровня звука должно с неизбежностью привести к повышению интенсивности рассеяния.

Б). Рассмотрим теперь влияние изменения амплитуды исходной волны A_0 в результате взаимодействия. Для достаточно длинных импульсов, как показано выше, задачу можно решать в квазистационарном приближении. Кроме того, как и раньше, считаем γ_0, $\gamma_1 \ll \gamma$, тогда из (10) получаем

$$\partial A_0/\partial\tau = -\alpha A_1 B, \quad -\partial A_1/\partial\tau = \alpha A_0 B, \quad \gamma_2(B-b) = \beta A_0 A_1. \tag{20}$$

Граничные условия возьмем следующим образом:

$$A_0(0) = A, \quad A_1(\tau_k) = 0, \quad B(\tau_k) = b. \tag{21}$$

Из (20) сразу же получаем закон сохранения

$$A_0^2 - A_1^2 = A_0^2(\tau_k) = \text{const}. \tag{22}$$

Если обозначить $A_0^2(\tau_k)/A^2 = d$ коэффициент «прохождения» исходной волны и $g = A_1^2(0)/A^2$ — коэффициент отражения рассеянной волны, то (22) с учетом (21) имеет простой физический смысл сохранения энергии, т. е. $d + g = 1$. Введем обозначения $x_1 = A_1^2/A^2$, $q = \beta A^2/2\gamma b$, $\gamma_н^2 = \alpha\beta A^2$, $u = [1 + 2q\sqrt{x_1(x_1+d)}]^{-1}$, тогда после несложных вычислений получим решение

$$u = (1+q^2d^2)^{-1}[1 + (qd/2)(F - 1/F)],$$
$$F = (qd + \sqrt{1+q^2d^2})\exp\left[-(\gamma_н^2/\gamma q)\sqrt{q^2d^2+1}\,\Delta\tau\right]. \tag{23}$$

В этом решении неизвестным является параметр d. Напомним, однако, что $d = 1 - g$, а $x_1(0) = g$. Используя это, получаем уравнение для g, в котором фигурируют только известные параметры:

$$\sqrt{g} = \frac{1-g}{2}\,\frac{q(1-g) - z_k}{1 + q(1-g)z_k}, \quad z_k = \frac{1}{2}\left(F_k - \frac{1}{F_k}\right),$$
$$F_k = F(\tau = 0). \tag{24}$$

Решив это уравнение относительно g, мы получаем возможность найти общее решение (23). Ограничимся, однако, анализом (24).

а) При $q \ll 1$, т. е. $(\gamma_н/\gamma)A/b \ll \sqrt{\alpha/\beta}$ — сильном звуковом фоне,

$$g \approx \text{th}^2\,\gamma_н^2\tau_k^2/2\gamma q = \text{th}^2(\alpha b\tau_k), \tag{25}$$

где th — гиперболический тангенс. Решение описывает рассеяние на звуковом фоне в слое толщиной τ_k и аналогично [11].

б) При $q \gg 1$, т. е. $(\gamma_н/\gamma) A/b \gg \sqrt{\alpha/\beta}$ — слабом звуковом фоне, при $g \ll 1$

$$\sqrt{g} \sim (1/2q)(\exp(\gamma_н^2 \tau_k/\gamma) - 1). \tag{26}$$

Решение весьма напоминает асимптотику (17).

График $g(q)$, т. е. зависимость $g(A^2)$ при некоторых значениях параметров, приведен на рис. 4, где $A^2_{кр} = 2\gamma b/\beta$, $P = 2\alpha b$. Приведем некоторые численные оценки.

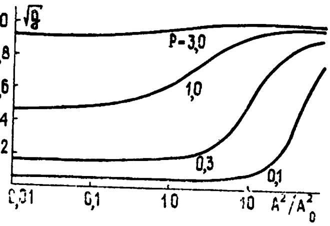

Рис. 4.

Даже при сравнительно большом поглощении в ионосфере $K_{тр} \sim 10^{-2}$ и слабом зондирующем сигнале $E_0 \sim \sim 10^{-3}$ *В/м* при $\omega \sim 10^4$ *Гц* и $v_g \sim 10^7$ *м/с* получаем $\gamma_н^2 \sim 10^4$ и параметр усиления $\gamma_н^2/\gamma\tau_k \sim 10^2$ — велик даже при сильно затухающей звуковой турбулентности. Кроме того, такие черты явления, как повышение эффективности рассеяния с течением времени, особенно при импульсной работе, а также «разбухание» рассеивающей области со скоростью, близкой к ионно-звуковой, по-видимому, не противоречат предложенной схеме.

Авторы благодарны А. Ю. Щекотову в проведении эксперимента и В. К. Михайловой за оформление работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Helliwell R. A.— In.: Wistlers and related ionospheric phenomena — Stanford: Stanford Univ. Press, 1965.
2. Ахиезер А. И., Ахиезер И. А., Половин Р. В. и др. Электродинамика плазмы. — М: Наука, 1974. — С. 190.
3. Мальцева О. А., Молчанов О. А., Резников А. Е. — В сб.: Низкочастотные волны и сигналы в магнитосфере Земли — М.: Наука, 1980 — С. 105.
4. Молчанов О. А. и др. — В сб.: Исследование процессов в авроральной магнитосфере методами активного воздействия. — Апатиты, изд-во Кольского филиала АН СССР, 1978. — С. 106.
5. Рапопорт В. О., Трахтенгерц В. Ю., Череповицкий В. А. — Изв. вузов — Радиофизика, 1976, **19**, № 12, с. 1904.
6. Горбунов Л М. — ЖЭТФ, 1972, **62**, № 6, с. 2141.
7. Willet J. E., Sinan B.— Plasma Phys., 1978, **20**, № 12, p. 63.
8. Тэмойкин В. В, Файнштейн С М — ЖЭТФ, 1971, **60**, № 5, с. 1969.
9. Котик Д. С, Трахтенгерц В. Ю. — Геомагнетизм и аэрономия, 1973, **13**, № 5, с. 871.
10. Пустовалов В. В., Силин В. П. — Труды ФИАН, 1972, **61**, с. 42.
11. Виноградова М. Б., Руденко О. В., Сухоруков А. П. Теория волн. — М.: Наука, 1979. — С. 383.

Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн АН СССР

Поступила в редакцию 26 августа 1980 г.

VLF DIAGNOSTICS OF ELECTRON CONCENTRATION VARIATION INSIDE THE MAGNETOSPHERE

O. A. Molchanov, V. V. Krechetov, O. A. Mal'tseva

It is shown that an analysis of delay of pulses of ground-based VLF emitter which reflected from the absorption region at $\omega \sim \omega_B \cos\psi$ gives data on electron concentration in the magnetosphere. Some experimental data and theoretical conclusions supporting such a possibility are given.