

Сравнивая (4) с формулой для критического угла в горизонтально-неоднородном слое

$$\text{ctg } \psi_{\text{кр}}(L) = -\sqrt{\frac{1 - \varepsilon_m(L\nu)}{\varepsilon_m(L\nu)}} + \frac{1}{\varepsilon_m(L\nu)} \left\{ \frac{\partial z_m(L\nu)}{\partial x} - \frac{z_m(L\nu)}{2d(L\nu)} \frac{\partial d(L\nu)}{\partial x} \right\}, \quad (5)$$

полученной в работе [9] методом пограничных функций, можно убедиться (разлагая (5) в ряд по степеням ν) в эквивалентности (4) и (5) с точностью до членов $O[(L/L)^2]$, где L — наименьший из характерных масштабов изменения параметров слоя (3). Для плавно-неоднородного ионосферного слоя F отсюда следует, что применимость метода возмущений нарушается только для траекторий, у которых имеются участки внутри слоя длиной, превышающей несколько тысяч километров. Сильная расходимость таких лучей приводит к большому ослаблению поля [10]. Поэтому эти лучи не имеют большого практического значения за исключением некоторых случаев возбуждения ионосферных волноводов [11, 12]. Если исключить последние случаи, то полученные результаты говорят о возможности применения метода возмущений для описания скользящих (квазикритических) лучей в горизонтально-неоднородной ионосфере в двухточечной постановке траекторной задачи. Об этом же говорит численная проверка метода возмущений [13].

ЛИТЕРАТУРА

1. В. И. Татарский, Распространение волн в турбулентной атмосфере, изд. Наука, М., 1967.
2. В. Д. Гусев, Н. А. Махмутов, А. Хури, Радиотехника и электроника, 19, № 9, 1809 (1974).
3. В. А. Баранов, Ю. А. Кравцов, Изв. вузов — Радиофизика, 18, № 1, 52 (1975).
4. В. А. Баранов, Автореферат диссертации, ИЗМИРАН, М., 1977.
5. М. В. Тинин, сб. Исследования по геомагнетизму, аэронауке и физике Солнца, вып. 39, изд. Наука, М., 1976, стр. 166.
6. М. В. Тинин, Изв. вузов — Радиофизика, 20, № 12, 1906 (1977).
7. М. В. Тинин, сб. Исследования по геомагнетизму, аэронауке и физике Солнца, вып. 41, изд. Наука, М., 1977, стр. 40.
8. А. Б. Васильева, В. Ф. Бутузов, Асимптотические разложения решений сингулярно возмущенных уравнений, изд. Наука, М., 1973.
9. М. В. Тинин, сб. Исследования по геомагнетизму, аэронауке и физике Солнца, вып. 44, изд. Наука, М., 1978, стр. 33.
10. В. М. Поляков, Ю. А. Семеней, М. В. Тинин, сб. Исследования по геомагнетизму, аэронауке и физике Солнца, вып. 29, изд. Наука, М., 1973, стр. 145.
11. В. И. Сажин, М. В. Тинин, Изв. вузов — Радиофизика, 18, № 9, 1389 (1975).
12. Ю. А. Кравцов, М. В. Тинин, Ю. Н. Черкашин, О механизмах дальнего распространения коротких радиоволн в ионосфере Земли, Препринт № 30 (229), ИЗМИРАН, М., 1978.
13. Н. Т. Афанасьев, М. В. Тинин, сб. Исследования по геомагнетизму, аэронауке и физике Солнца, вып. 46, изд. Наука, М., 1979.

Иркутский государственный университет

Поступила в редакцию
4 апреля 1979 г.

УДК 621.371.25

К ВОПРОСУ О ЗАТУХАНИИ ИОННО-ЗВУКОВЫХ ВОЛН В F-ОБЛАСТИ ИОНОСФЕРЫ

А. В. Толмачева

В работе [1] было показано, что при воздействии на ионосферу мощного КВ излучения ниже точки отражения возникают искусственные периодические неоднородности, причем в F -области возникновение и исчезновение этих неоднородностей связано с возбуждением быстрозатухающего ионного звука с характерным временем релаксации ~ 20 — 30 мс.

Затухание ионного звука может быть связано с передачей энергии волн молекулам вследствие соударений с заряженными частицами (характерное время затухания $\tau_c \ll 0,2$ с), с поглощением этой энергии заряженными частицами (бесстолкновительное затухание с $\tau_r \sim 20$ мс) и, наконец, с уходом волн из исследуемой области (радиаци-

онное затухание; $\tau_L \sim$ несколько секунд). Основной вклад в ослабление волн в F -области ионосферы, как и указывалось в [1], должно давать бесстолкновительное затухание, величина которого, в частности, зависит от соотношения электронной T_e и ионной T_i температур. Сопоставление расчетных значений τ_L с экспериментально измеренными временами может дать полезную информацию об этих ионосферных параметрах.

Распространение ионно-звуковых волн рассматривалось, как правило, в условиях лабораторной плазмы, когда $T_e \gg T_i$ (см., например, [2]). В [1] приведен численный расчет частоты и декремента бесстолкновительного затухания ионного звука при конкретных значениях $T_i = 1000^\circ$, $M = 20$ (массовое число ионов) для изотропной плазмы. В данной работе, исходя из известного дисперсионного уравнения, проанализируем особенности ионного звука при наличии геомагнитного поля и соударений ионов с молекулами, учет которых необходим в нижней части F -слоя.

Обратимся к дисперсионному уравнению, полученному в [2] кинетическим методом с использованием интегралов соударений в форме Батнагара — Гросса — Крука. После незначительных преобразований это уравнение можно представить в виде

$$1 - \frac{1}{\sqrt{\pi}} \sum_{\alpha=e, i} \frac{1}{k^2 d_\alpha^2} L_\alpha^{-1} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left(G_{1n} - \frac{n \omega_{H\alpha}}{k v_{T\alpha} \cos \vartheta} G_{0n} \right) \times \\ \times \exp \left(-\frac{1}{2} k^2 \lambda_{H\alpha}^2 \sin^2 \vartheta \right) I_n \left(\frac{1}{2} k^2 \lambda_{H\alpha}^2 \sin^2 \vartheta \right) = 0, \quad (1)$$

где

$$L_\alpha = 1 - i \frac{\nu_{\alpha m}}{k v_{T\alpha} \cos \vartheta} \frac{1}{\sqrt{\pi}} \sum_n I_n G_{0n}, \\ G_{kn} = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{t^k e^{-t^2} dt}{z_n - t}, \quad z_n = \frac{\omega + i \nu_{\alpha m} + n \omega_{H\alpha}}{k v_{T\alpha} \cos \vartheta}.$$

При выводе выражения (1) предполагалось, что функция распределения пропорциональна $e^{-i(\omega t - k r)}$. В уравнении (1) I_n — модифицированная функция Бесселя, ϑ — угол между направлениями геомагнитного поля и волновым вектором k , d_α — радиусы Дебая для электронов и ионов, $r_{H\alpha}$ — гирорадиусы, $\omega_{H\alpha}$ — гирочастоты ($\omega_{He} > 0$, $\omega_{Hi} < 0$), $v_{T\alpha} = \sqrt{2 T_\alpha / m_\alpha}$ — тепловые скорости, T_α и m_α — температуры и массы частиц, $\nu_{\alpha m}$ — частоты соударений электронов и ионов с молекулами.

В ионосфере $d_\alpha \lesssim 1$ см, $r_{Hi} \sim 0,5$ м; при $\lambda \sim 50 \div 100$ м [1] можно считать, что $\lambda \gg d_\alpha, r_{H\alpha}$. Предположим также, что выполняются условия

$$\frac{\omega}{k} < v_{Te} \cos \vartheta \quad \text{и} \quad \nu_{em} \ll k v_{Te} \cos \vartheta. \quad (2)$$

Первое из этих условий означает, что рассматриваются медленные волны, т. е. их фазовая скорость меньше тепловой скорости электронов ($v_{Te} \sim 10^7$). Второе позволяет пренебречь электронно-молекулярными соударениями и выполняется выше ~ 150 — 160 км (при $\vartheta \lesssim \pi/3$). Учитывая также, что $m_e \ll m_i$, из (1) можно получить следующее уравнение:

$$2 \frac{T_i}{T_e} [1 + i s_i Z(z_{0i})] - Z'(z_{0i}) = 0, \quad (3)$$

в котором $s_i \equiv \frac{\nu_{im}}{k v_{Ti} \cos \vartheta}$, $z_{0i} = x - iy = \frac{\omega' + i \nu_{im}}{k v_{Ti} \cos \vartheta}$, $\omega' = \omega - i\Gamma$ — комплексная частота, а Γ — декремент затухания волны; $Z(z_{0i}) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-t^2}}{t - z_{0i}} dt$ — функция дисперсии, а $Z'(z_{0i}) = -2[1 + z_{0i} Z(z_{0i})]$ — ее производная; обе функции табулированы в [4].

Выше уровня 200—220 км выполняется условие $\nu_{im} \ll k v_{Ti} \cos \vartheta$, аналогичное (2), и справедливо простое соотношение

$$2 \frac{T_i}{T_e} - Z'(z_{0i}) = 0 \quad (4)$$

Приравняв к нулю действительную и мнимую части, из уравнения (4) можно определить параметры

$$x = \frac{\omega}{kv_{Tl} \cos \vartheta} \quad \text{и} \quad y = \frac{\Gamma - \nu_{im}}{kv_{Tl} \cos \vartheta}, \quad (5)$$

характеризующие частоту и затухание волн при $\nu_{am} \ll kv_{Ta} \cos \vartheta$. На рис. 1 показаны зависимости $x(T_e/T_i)$ — верхняя кривая и $y(T_e/T_i)$ — нижняя кривая, рассчитанные с помощью (4). Из соотношений (5) легко определить ω и Γ , пользуясь вычисленными значениями x и y для заданных величин T_e , T_i , M и ϑ . Зависимости ω и Γ от T_e/T_i , рассчитанные указанным образом, совпадают с приведенными в работе [1] для соответствующих значений параметров.

Обозначим частоту и декремент затухания волны при $\vartheta = 0$ и $\nu_{im} = 0$ через ω_0 и γ_0 . При возбуждении волны под углом ϑ к магнитному полю ($\nu_{im} = 0$) частота и декремент затухания равны

$$\omega = \omega_0 \cos \vartheta, \quad \gamma = \gamma_0 \cos \vartheta. \quad (6)$$

Таким образом, фактор $\cos \vartheta$ позволяет учесть влияние магнитного поля на рассматриваемые волны.

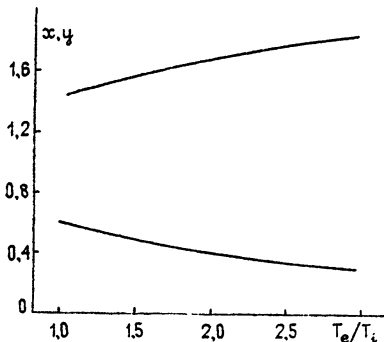


Рис. 1.

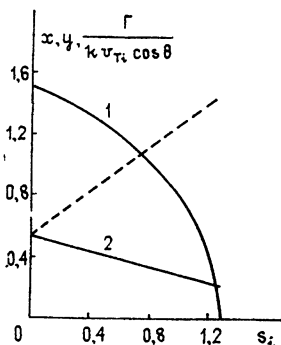


Рис. 2.

Анализируя распространение волн ниже уровня 200—220 км, воспользуемся уравнением (3), позволяющим учесть влияние ионно-молекулярных соударений на частоту и декремент затухания волн. Аналогично определяя параметры x и y (5), получим их зависимость от s_i при заданном T_e/T_i . На рис. 2 показаны $x(s_i)$ — кривая 1 и $y(s_i)$ — кривая 2 при $T_e/T_i = 1, 3$. Из рис. 2 видно, что частота волны падает с ростом ν_{im} и, как и следовало ожидать, при больших ν_{im} ($\nu_{im} \geq 1,3 kv_{Tl} \cos \vartheta$) ионный звук пропадает. Оказалось, что рассчитанные значения $y(\nu_{im})$ можно аппроксимировать пропорциональной зависимостью:

$$y = \frac{\gamma + \frac{\nu_{im}}{4}}{kv_{Tl} \cos \vartheta}. \quad (7)$$

Сопоставляя (5) и (7), получим простое соотношение для декремента затухания:

$$\Gamma = \gamma_0 + \frac{3}{4} \nu_{im}. \quad (8)$$

(На рис. 2 параметр $\Gamma(s_i)/kv_{Tl} \cos \vartheta$ показан пунктиром.) Заметим, что при $s_i \geq 0,8$ величина $\Gamma \geq \omega$, т. е. ионный звук практически не распространяется. Для ионосферных параметров, принятых в [6], и $k \sim 10^{-3}$ высота, соответствующая $s_i \sim 0,8$, лежит между 160 и 170 км. Квазигидродинамический расчет дает границу возможного возбуждения ионного звука примерно на 30 км ниже (см., например, [6]).

Для волн, распространяющихся под углом ϑ к магнитному полю, можно получить из (5) и (8) более общее выражение для декремента затухания:

$$\Gamma = \gamma_0 \cos \vartheta + \nu_{im} \left(1 - \frac{1}{4} \cos \vartheta\right). \quad (9)$$

При $\vartheta = 0$ $\Gamma = \gamma_0 + \frac{3}{4} \nu_{im}$, при $\nu_{im} = 0$ получаем соотношение (6).

Сопоставляя рассчитанные и измеренные экспериментально величины ω и Γ , мы

можем определить 2 ионосферных параметра. На высотах 250—300 км могут быть определены T_e и T_i при заданном M (либо T_e/T_i и M). В области высот 180—220 км могут быть найдены соотношение T_e/T_i и ν_{im} .

В заключение выражаю благодарность В. В. Беликовичу, Е. А. Бенедиктову и Б. Н. Гершману за обсуждение результатов работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. В. Беликович, Е. А. Бенедиктов, М. А. Иткина, Н. А. Митяков, Г. И. Терина, Л. В. Толмачева, П. Б. Шавин, Изв. вузов — Радиофизика, 20, № 12, 1821 (1977).
2. А. Б. Михайловский, Теория плазменных неустойчивостей, 1, Атомиздат, М., 1975.
3. Б. Н. Гершман, Ю. А. Игнатъев, Г. Х. Каменецкая, Механизмы образования ионосферного спорадического слоя на различных широтах, изд. Наука, М., 1976.
4. V. D. Fried, S. D. Conte, The plasma dispersion function, the Hilbert transform of the Gaussian, Academic Press, N. Y.—London, 1961.
5. А. В. Гуревич, А. Б. Шварцбург, Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере, изд. Наука, М., 1973.
6. А. В. Толмачева, Изв. вузов — Радиофизика, 23, № 3, 278 (1980).

Горьковский государственный университет

Поступила в редакцию
10 июля 1979 г.

УДК 621.371.25

ВЛИЯНИЕ ИСКУССТВЕННО ВОЗМУЩЕННОЙ ОБЛАСТИ ИОНОСФЕРЫ НА АМПЛИТУДУ СИГНАЛОВ КВ ДИАПАЗОНА

Е. А. Бенедиктов, Н. А. Горохов, Ю. А. Игнатъев, С. Н. Матюгин, Ю. В. Митихин

Как известно, вблизи уровня отражения мощного коротковолнового радиоизлучения происходит интенсивный нагрев ионосферной плазмы, который приводит к повышению электронной температуры. В F -слое ионосферы этот нагрев должен сопровождаться уменьшением концентрации электронов [1]. В результате образуется область возмущения (ОВ) с вертикальными размерами порядка нескольких десятков километров и с горизонтальными размерами, определяемыми диаграммой направленности антенны нагревного передатчика. Для существующих передатчиков расчетные относительные изменения электронной концентрации в ОВ могут достигать значений $\Delta N/N \approx 10 \div 20\%$ [1—3].

Такая область возмущения воздействует на проходящие через нее радиоволны подобно фокусирующей линзе. Оценки коэффициента усиления амплитуды пробного сигнала, проходящего через ОВ, приведены в [4]. При расположении приемного пункта вне области фокусировки должно наблюдаться уменьшение амплитуды пробных волн. Линзовым эффектом такого рода может быть объяснено, в частности, замеченное понижение уровня сигнала в эксперименте [5].

В настоящей работе приведены результаты измерений амплитуд КВ сигналов на односкатковой среднеширотной трассе длиной около 3000 км, проходящей через край ОВ. Возмущающий передатчик с эквивалентной мощностью около 20 МВт, расположенный в районе г. Горького, осуществлял вертикальный нагрев ионосферы на частотах 4,6 и 5,75 МГц. Излучался немодулированный сигнал в двух режимах: I — 5 минут работа, 5 минут пауза и II — 10 минут работа, 10 минут пауза. Передатчик пробных волн излучал импульсные сигналы на частоте вблизи 20 МГц в направлении возмущенной области. Эксперимент проводился в течение 10 дней в марте — апреле 1978 г. в утреннее и дневное время суток.

Детально были проанализированы результаты наблюдений в течение тех 4 дней, когда рабочая частота была ниже МПЧ, и в месте приема регистрировались зеркально отраженные от ионосферы сигналы. Для выделения линзовых эффектов на фоне значительных естественных флуктуаций амплитуды сигнала было проведено усреднение полученных данных за каждый из 4 дней наблюдений. На рис. 1 и 2 показаны зависимости от времени средней нормированной амплитуды сигнала в паузах и в периоды работы передатчика нагрева, которые отмечены штриховкой. На рисунках указано также число n усреднявшихся сеансов.