

УДК 551.510 535

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ИОНОСФЕРНЫХ ПАРАМЕТРОВ В F-ОБЛАСТИ МЕТОДОМ РЕЗОНАНСНОГО РАССЕЯНИЯ

*В. В. Беликович, Е. А. Бенедиктов, Ю. К. Гольцова, Г. М. Жислин,
Г. П. Комраков, А. В. Толмачева*

Рассмотрен вопрос об определении температуры электронов T_e , ионов T_i и частоты соударений ионов с молекулами ν_{im} в F-области ионосферы методом резонансного рассеяния радиоволн на искусственных периодических неоднородностях электронной концентрации. Проведены расчеты частоты и затухания ионно-звуковых волн в плазме в зависимости от T_e/T_i ($1 < T_e/T_i < 5$) и ν_{im} . Определены величины T_e , T_i и ν_{im} при заданных отношении T_e/T_i и среднем молекулярном весе ионов m_i для июля 1983 г. на высотах 160—210 км.

Обратное рассеяние пробных радиоволн на периодических искусственных неоднородностях плазмы (ПИН) является источником информации о различных ионосферных параметрах [1—3]. Как известно, ПИН образуются в поле стоячей волны, возникающей ниже точки отражения мощного радиоизлучения наземного передатчика. Механизм образования периодических неоднородностей электронной концентрации и их релаксации отличается на разных высотах. В частности, в F-области ионосферы ПИН образуются под действием поперечной стрикционной силы; при этом в процессах установления возбуждаются быстрозатухающие ионно-звуковые волны [2, 4, 5]. Длина ионно-звуковых волн соответствует размерам периодической структуры, т. е.

$$\Lambda = \lambda_B/2 = c/2f_B n_B. \quad (1)$$

Здесь f_B и λ_B — частота и длина волны, излучаемой мощным передатчиком, n_B — коэффициент преломления возмущающей волны в ионосферной плазме, c — скорость света.

Затухание ионно-звуковых волн связано с двумя факторами: с поглощением их энергии заряженными частицами (бесстолкновительное затухание, γ) и с передачей энергии ионов молекулам вследствие соударений. Частота ионного звука Ω и его декремент затухания Γ зависят от параметров среды: от соотношения электронной и ионной температур T_e/T_i , частоты соударений ионов с молекулами ν_{im} , среднего молекулярного веса ионов. В работе [2] была обоснована возможность определения T_e и T_i путем сравнения экспериментально измеренных Ω и Γ и теоретически рассчитанных величин.

В данной работе рассмотрена методика определения T_e , T_i и ν_{im} при априорно заданных значениях T_e/T_i и m_i по результатам измерений рассеянных сигналов пробных волн на периодических искусственных неоднородностях.

1. Описание эксперимента. Известно [1], что обратно рассеянный сигнал на ПИН приходит с высот, где выполняется условие синхронизма для длин волн возмущающего и пробного излучений: $k_B = k_{пр}$, или

$$f_B n_B = f_{пр} n_{пр}. \quad (2)$$

В июле 1983 г. были проведены измерения рассеянных сигналов пробных волн на ПИН в F-области ионосферы. Воздействие на ионо-

сферу осуществлялось с помощью двух передатчиков стенда Сура [6], работавших на частоте 5,455 МГц (необыкновенная компонента) с эффективной мощностью около 80 МВт. Передатчики включались периодически на 0,4 с с паузой такой же длительности. Для излучения пробных волн использовался третий передатчик стенда Сура, работающий в импульсном режиме на частоте 4,7 МГц (обыкновенная компонента). Длительность зондирующего импульса составляла 50 мкс, частота повторения 100 Гц.

Регистрация рассеянных сигналов проводилась на многоканальный самописец одновременно с нескольких действующих высот. На одном из каналов самописца прописывался возмущающий импульс.

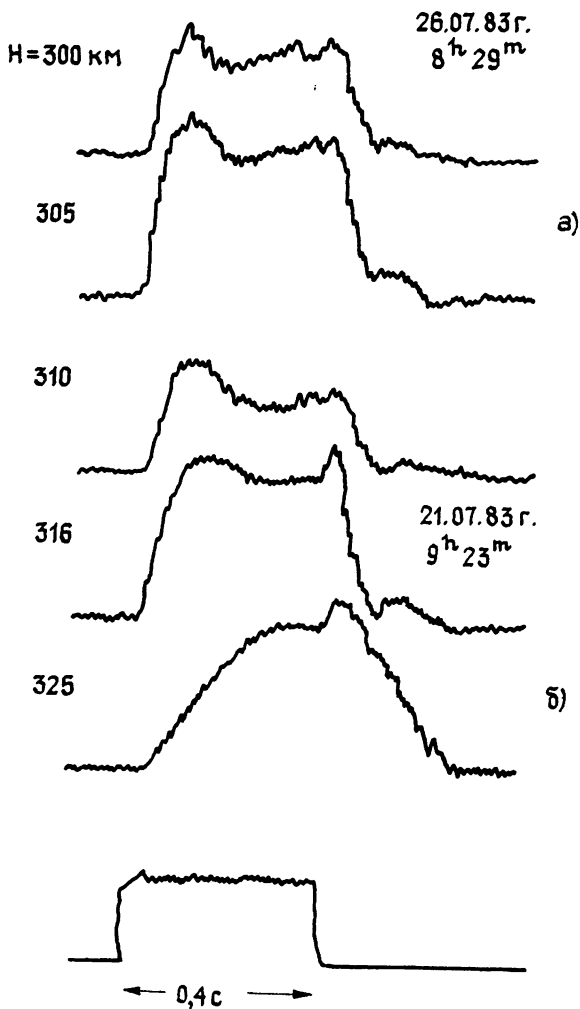


Рис. 1.

Рассеянные сигналы регистрировались в периоды нагрева на действующих высотах $H \sim 290\text{--}330$ км вблизи уровня зеркального отражения ($F1$ -слой ионосферы). Их амплитуда была на 40—70 дБ ниже уровня зеркального отражения. На рис. 1а и 1б показаны примеры записи амплитуд рассеянных сигналов для 26.07.83 г. 8^h 29^m и 21.07.83 г. 9^h 23^m московского летнего времени. Из рисунка видно, что при включении и выключении возмущающего поля возникали быстро затухающие колебания амплитуды рассеянного сигнала, которые связаны с ионно-звуковыми волнами. Период колебаний при $H = 300$ км составлял около 240 мс ($\Omega = 2\pi/T \approx 26$ Гц). При увеличении действующей высоты, с которой регистрировался рассеянный сигнал, этот период возрастал, иногда до значений, превышающих продолжи-

тельность возмущающего импульса. Этот рост был связан с приближением к области отражения, в которой коэффициент преломления волны быстро убывал и, следовательно, возрастала длина волны*. Такой случай показан на рис. 16.

Отметим еще одну интересную особенность регистрируемых сигналов. Из рис. 1 видно, что при выключении мощного передатчика амплитуда рассеянного сигнала в первый момент времени возрастала. Это увеличение сигнала в среднем составляло 8—12% (а в отдельных случаях — до 15—20%) и обусловлено эффектом кроссмодуляции в нижней ионосфере.

2. Результаты расчета частоты и затухания ионно-звуковых волн.

Определенные из эксперимента значения частоты Ω и декремента затухания Γ ионного звука были сопоставлены с рассчитанными теоретически. Заметим, что обычно ионно-звуковые волны рассматриваются в условиях лабораторной плазмы при $T_e \gg T_i$. В этом случае дисперсионное соотношение для низкочастотных волн имеет простой вид, бесстолкновительное затухание ионного звука мало, Ω и декремент затухания γ выражаются аналитически (см., например, [7]). В F -области ионосферы $T_e/T_i \leq 2,5$ и ионно-звуковая волна затухает в течение одного-двух периодов. Дисперсионное уравнение выражается через более сложные функции, а для определения Ω и γ необходим численный расчет.

Расчеты Ω и γ в зависимости от T_e/T_i ($1 \leq T_e/T_i \leq 4$) были сделаны в [2] для конкретных ионосферных условий: $T_i = 1000^\circ$, массовое число ионов $M = 20$. При этом расчетные величины Ω превышали экспериментальные значения примерно на 15%. В дальнейшем было показано, что необходимо одновременно учитывать также поглощение ионно-звуковой волны вследствие соударений ионов с молекулами [8]. В работе [8] получено следующее дисперсионное уравнение для ионно-звуковых волн вида $A \exp(-i\Omega't)$ в условиях F -области ионосферы:

$$2(T_i/T_e)[1 + isZ(\xi)] - Z'(\xi) = 0. \quad (3)$$

Здесь $Z(\xi)$ — функция дисперсии: $Z(\xi) = \pi^{1/2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp(-t^2) dt}{t - \xi}$ при

$\text{Im } \xi < 0$, $Z(\xi) = Z^*(\xi^*) + 2i\pi^{1/2} \exp(-\xi^2)$ при $\text{Im } \xi \geq 0$ **.

$\xi = x - iy = (\Omega' + iv_{im})/\omega_i$, $\Omega' = \Omega - i\Gamma$ — комплексная частота, Γ — декремент затухания волны, $\omega_i = kv_{Ti} \cos \theta$, $v_{Ti} = (2\kappa T_i/m_i)^{1/2}$ — тепловая скорость, κ — постоянная Больцмана, θ — угол между волновым вектором k и магнитным полем Земли, $s = v_{im}/\omega_i$. При выводе уравнения (3) было учтено, что длина волны $\Lambda \gg d_\alpha$, $r_{H\alpha}$ (d_α и $r_{H\alpha}$ — радиус Дебая и гирорадиус частиц сорта α).

В более общем случае дисперсионное уравнение имеет вид

$$2 \frac{T_i}{T_e} \left[1 + k^2 d_e^2 + i(\zeta - is)\mu \left(\frac{T_e}{T_i} \right)^{1/2} \right] (1 + isZ(\zeta)) - Z'(\zeta) = 0, \quad (4)$$

где $\mu = (\pi m_e/m_i)^{1/2}$, m_e и m_i — массы электронов и ионов. Уравнение (4) решалось при $k^2 d_e^2 = 0$. Выделяя действительную и мнимую части в (4), переходим к системе двух трансцендентных уравнений с двумя неизвестными. Решение этой системы проводилось методом прямого поиска [10]. В качестве начального приближения использовались значения x и y для $\mu = 0$, $s = 0$, известные из [2]. Контроль точности счета $Z(\xi)$ проводился по таблицам [9]. Погрешность определения x и y была менее одного процента. Таким образом, были рассчитаны безразмерные вели-

* Рассеяние в непосредственной близости к точке отражения должно рассматриваться с учетом особенностей структуры поля волны в этой области и в настоящей работе не анализировалось.

** Выражение для $Z(\xi)$ при $\text{Im } \xi > 0$ дает аналитическое продолжение функции $Z(\xi)$ при $\text{Im } \xi < 0$ в верхнюю полуплоскость [9].

чины, пропорциональные частоте волны $x = \Omega/\omega_i$ и декременту затухания $y + s = \Gamma/\omega_i$, а также их отношение $(y + s)/x = \Gamma/\Omega$. Эти величины зависят от параметров, входящих в коэффициенты уравнения (4): T_e/T_i , s , μ . Расчеты проводились для $0 \leq s \leq 1,5$; $1 \leq T_e/T_i \leq 5$ с шагом $\Delta s = 0,02$ и $\Delta T_e/T_i = 0,2$ при значениях $\mu_1 = 9,283 \cdot 10^{-3}$ ($M_1 = 20$) и $\mu_2 = 1,038 \cdot 10^{-2}$ ($M_2 = 16$).

Таблица 1

T_e/T_i	s	x	y	$y+s$	$\frac{y+s}{x} = \frac{\Gamma}{\Omega}$
3	0	1,855	0,297	0,297	0,160
	0,1	1,830	0,268	0,368	0,201
	0,2	1,802	0,238	0,438	0,243
	0,3	1,773	0,207	0,507	0,286
	0,4	1,742	0,177	0,577	0,332
	0,5	1,708	0,146	0,646	0,379
	0,6	1,672	0,115	0,715	0,428
	0,7	1,632	0,0847	0,783	0,480
	0,8	1,590	0,0532	0,853	0,537
	0,9	1,553	0,0205	0,920	0,593
	1,0	1,494	-0,0125	0,988	0,662
	1,1	1,445	-0,0454	1,055	0,730
	1,2	1,388	-0,0818	1,118	0,806
	1,3	1,328	-0,1072	1,193	0,898
	1,4	1,263	-0,1398	1,260	0,998
1,5	1,191	-0,1677	1,333	1,119	
4	0	2,004	0,2221	0,2221	0,111
	0,1	1,984	0,1905	0,2905	0,146
	0,2	1,962	0,1583	0,3583	0,183
	0,3	1,939	0,1257	0,4257	0,219
	0,4	1,910	0,0953	0,4953	0,259
	0,5	1,883	0,0622	0,5622	0,298
	0,6	1,853	0,0298	0,6298	0,340
	0,7	1,821	-0,0040	0,6960	0,382
	0,8	1,789	-0,0377	0,7623	0,426
	0,9	1,753	-0,0718	0,8282	0,472
	1,0	1,713	-0,1030	0,8970	0,524
	1,1	1,674	-0,1437	0,9563	0,571
	1,2	1,629	-0,1704	1,0296	0,632
	1,3	1,582	-0,2042	1,0958	0,693
	1,4	1,532	-0,2381	1,1619	0,758
1,5	1,474	-0,2635	1,2365	0,839	
5	0	2,131	0,1697	0,1697	0,079
	0,1	2,115	0,1368	0,2368	0,112
	0,2	2,097	0,1035	0,3035	0,145
	0,3	2,075	0,0713	0,3713	0,179
	0,4	2,054	0,0376	0,4376	0,213
	0,5	2,029	0,0050	0,5050	0,249
	0,6	2,006	-0,0310	0,5690	0,284
	0,7	1,980	-0,0660	0,6340	0,320
	0,8	1,951	-0,1004	0,6996	0,358
	0,9	1,923	-0,1386	0,7614	0,396
	1,0	1,888	-0,1692	0,8308	0,440
	1,1	1,854	-0,2044	0,8956	0,483
	1,2	1,817	-0,2396	0,9604	0,528
	1,3	1,778	-0,2748	1,0252	0,577
	1,4	1,737	-0,3100	1,0900	0,627
1,5	1,701	-0,3392	1,1610	0,682	

Результаты расчетов для $M=20$ показаны на рис. 2 для $1 \leq T_e/T_i \leq 2$ и в табл. 1 для $T_e/T_i=3, 4$ и 5. Частота ионного звука увеличивается, а затухание уменьшается с ростом T_e/T_i при данном s . В отсутствие соударений соответствующие величины были приведены в [2], а также в [11] при $1 \leq T_e/T_i \leq 10$ для ионного звука в водородной плазме.

Значения безразмерных величин, пропорциональных частоте и затуханию волны, которые рассчитаны в [11], хорошо согласуются с приведенными здесь; различие не превышает двух процентов*.

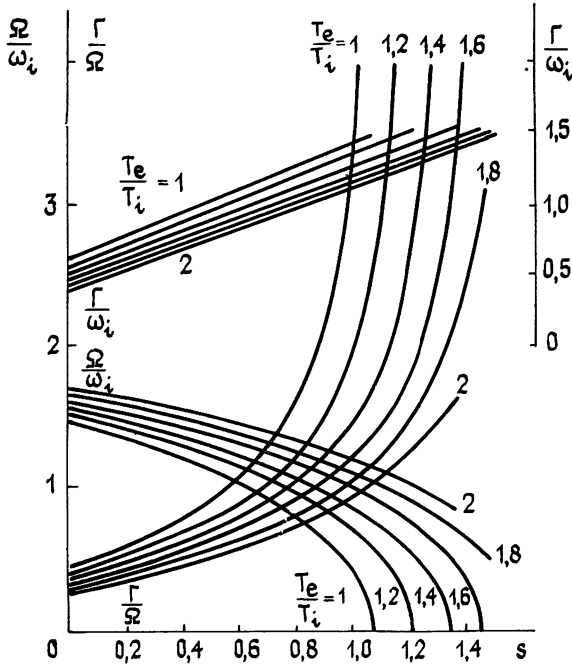


Рис. 2.

Зависимость x и y от s была проиллюстрирована в [8] для конкретного значения $T_e/T_i=1,3$. Здесь приводятся расчеты для разных значений параметра T_e/T_i ; на рис. 2 показаны величины $\frac{\Omega}{\omega_i}(s), \frac{\Gamma}{\omega_i}(s)$

и их отношение Γ/Ω . Оказалось, что зависимость Γ/ω_i можно аппроксимировать прямыми линиями, следовательно,

$$\Gamma(v_{im}) = \gamma + \alpha v_{im}, \quad (5)$$

где γ характеризует затухание Ландау в отсутствие соударений, γ и α зависят от T_e/T_i .

Зависимость коэффициента α от отношения T_e/T_i приведена на рис. 3 (кривая 1): значение α уменьшается от $\alpha = 0,81$ при $T_e/T_i = 1$ до $\alpha = 0,66$ при $T_e/T_i = 5$, на рис. 3 также показана зависимость γ/ω_i от T_e/T_i (кривая 2).

При дальнейшем возрастании T_e/T_i значение α должно стремиться к 0,5, а соотношению (5) — стать аналогичным выражению для декремента затухания плазменных волн [12]:

$$\Gamma = \gamma + v_{эфф}/2. \quad (6)$$

* Заметим, что значения x и y слабо зависят от малого параметра μ ($m_e \ll m_i$). Поэтому величины x и y , определенные для $M=20$ и для $M=16$, отличаются несущественно: при $s \lesssim 1$ это различие составляет доли процента. Таким образом, в ионосфере, где M меняется не более чем в два раза на высотном интервале от 150 до 300 км, можно пользоваться для расчетов более простым уравнением (3).

Как видно из рис. 2, с ростом s частота ионного звука уменьшается, а декремент затухания возрастает. При больших ν_{im} ($\nu_{im} \sim \omega_i$) ионный звук существовать не может, поскольку $\Gamma \gtrsim \Omega$.

3. Определение ионосферных параметров. Как было показано выше, характеристики ионно-звуковых волн должны зависеть от нескольких параметров ионосферной плазмы: T_e, T_i, M и ν_{im} . Экспериментальным путем мы можем определить две величины: период волны T (или частоту $\Omega = 2\pi/T$) и время затухания волны, обратно пропорциональное декременту затухания ($\Gamma = 1/\tau$). Следовательно, при сопоставлении результатов теории и эксперимента возможно определение только двух из указанных ионосферных параметров при условии, что остальные будут заданы априорно.

Для определенности мы предположили, что известны отношение T_e/T_i и массовое число ионов M на данной высоте. Модельная зависимость $M(z)$ была взята из [13]. Значения T_e/T_i принимались, исходя из известных экспериментальных данных [14–16].

Величины Ω и Γ нельзя непосредственно сравнить с теоретически рассчитанными, поскольку расчетные значения Ω и Γ отнесены к величине ω_i , зависящей от T_i и M . Поэтому из эксперимента определялось отношение Ω/Γ и сравнивалось с теоретически рассчитанным (см. рис. 2) для заданного отношения T_e/T_i , что позволяло найти значение s , соответствующее определенным значениям Γ/Ω и T_e/T_i . По известным s и T_e/T_i находились расчетные значения $x = \Omega/\omega_i$ или $y + s = \Gamma/\omega_i$. (Это можно сделать, в частности, воспользовавшись рис. 2.) Остается выразить величину ω_i через известные, например через частоту ионного звука:

$$\omega_i = k(2\kappa T_i/m_i)^{1/2} \cos \vartheta = \Omega/x, \quad (7)$$

где $\Omega = 2\pi/T$ определяется из экспериментальных данных. Волновое число k равно:

$$k = 4\pi f_B n_B / c, \quad (8)$$

поскольку длина ионно-звуковой волны связана с размером периодической структуры соотношением (1). Коэффициент преломления, входящий в (8), находится из условия синхронизма*.

Подставив k в (7), выразим T_i через известные величины:

$$T_i = \left(\frac{c\Omega}{4\pi f_B n_B x \cos \vartheta} \right)^2 \frac{m_i}{2\kappa}. \quad (9)$$

Зная T_i и соотношение T_e/T_i , легко найти T_e . Воспользовавшись уже известной величиной ω_i , определяем частоту ионно-молекулярных соударений:

$$\nu_{im} = s\omega_i = s\Omega/x. \quad (10)$$

Необходимо также найти истинную высоту, с которой приходят рассеянные сигналы, поскольку в F -области ионосферы существенно групповое запаздывание. С этой целью по стандартной программе определялся $N(z)$ -профиль по соответствующим ионограммам, затем для полученного профиля рассчитывался групповой путь $H(z)$, который сопоставлялся с действующей высотой наблюдаемого сигнала.

В табл. 2 показаны значения T_i, T_e и ν_{im} , полученные для нескольких дней июля 1983 г. в утренние часы.

Таблица 2

Дата	Время	$z, км$	M	T_e/T_i	$T_i, К$	$T_e, К$	$\nu_{im}, с^{-1}$
20 07 83	8 ^h 15 ^m	210	20	1,7	740	1260	7,5
21.07 83	9 ^h 35 ^m	165	27	1,3	701	911	8
26 07 83	8 ^h 20 ^m	177	26	1,4	826	1156	7

* Заметим, кстати, что из соотношения (2) можно определить также электронную концентрацию на соответствующей высоте (см., например, [1]).

Значения T_i и T_e согласуются с известными экспериментальными данными [14–17]. Значения ν_{im} близки к модельным [13]; лишь для 21.07.83 г. величина ν_{im} несколько занижена.

Остановимся на вопросе о точности определения параметров в условиях данного эксперимента. Заметим здесь, что высоты, с которых принимались рассеянные сигналы, находились близко к области отражения нагревной и пробной волн. В этой области коэффициент преломления n быстро уменьшается с ростом высоты и точность определения n ухудшается. В частности, в этой области высот на величину n существенно влияет значение гирочастоты электронов (принятое нами равным $f_H=1,33$). В связи с этим ошибка в определении температуры могла достигать 30%. При выборе оптимальных условий точность измерений может быть улучшена до 5–10%.

Еще один фактор является важным для обсуждаемой проблемы. Известно, что под действием мощного радиоизлучения температура электронов в ионосфере возрастает. Теоретические [18] и экспериментальные [19] значения характерного времени возрастания T_e в F -области составляют 15–25 с. При значительной напряженности поля возмущающей волны ($E \sim E_p$) и непрерывном режиме нагрева электронная температура может возрастать на 40% по сравнению с первоначальной. Оценки соответствующих значений ΔT_e для условий нашего эксперимента (импульсный режим работы греющего передатчика, наблюдения в дневные часы, когда существенно поглощение радиоволн в ионосфере) дают значения $\Delta T_e/T_e$, не превышающие 4–8%. Эти значения меньше или порядка ошибок проведенных измерений. Величину $\Delta T_e/T_e$ можно еще уменьшить, совершенствуя методику эксперимента (например, увеличивая скважность работы возмущающего передатчика).

Таким образом, описанная методика позволяет определить ряд важных ионосферных параметров и может быть использована в дальнейших ионосферных исследованиях.

В заключение авторы выражают благодарность И. Г. Зарницыной, Т. Н. Федосеевой, Н. Д. Крупеня за проведение расчетов на БЭСМ-6.

ЛИТЕРАТУРА

1. Беликович В. В., Бенедиктов Е. А. и др. — Изв. вузов — Радиофизика, 1978, 21, № 8, с. 1220.
2. Беликович В. В., Бенедиктов Е. А. и др. — Изв. вузов — Радиофизика, 1977, 20, № 12, с. 1821.
3. Беликович В. В., Бенедиктов Е. А., Терина Г. И. — В сб: Эффекты искусственного воздействия мощным радиоизлучением на ионосферу Земли. — М.: ИЗМИРАН СССР, 1983, с. 41; 102.
4. Варшавский И. И. — Геомагнетизм и аэрономия, 1978, 18, № 6, с. 1022.
5. Борисов Н. Д., Варшавский И. И. — Геомагнетизм и аэрономия, 1979, 19, № 5, с. 806.
6. Белов И. Ф., Бычков В. В. и др. Препринт НИРФИ №167, Горький, 1983.
7. Михайловский А. Б. Теория плазменных неустойчивостей. I — М.: Атомиздат, 1975.
8. Толмачева А. В. — Изв. вузов — Радиофизика, 1980, 23, № 4, с. 499
9. Fried B. D., Conte S. D. The plasma dispersion function, the Hilbert transform of Gaussian. — N. Y. — London: Academic Press, 1961.
10. Агеев М. И., Грюнберг М. Г., Марков Ю. И., Иванова Г. М. Алгоритмы (151–200). — М.: ИПУ ВЦ АН СССР, 1970.
11. Barnard A. J., Gulizia C. — Can. J. Phys., 1980, 58, № 4, p. 565.
12. Гинзбург В. Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. — М.: Наука, 1967, с. 114.
13. Фаткуллин М. Н., Зеленова Г. И. и др. Эмпирические модели среднеширотной ионосферы. — М.: Наука, 1981.
14. Эванс Дж. В. — УФН, 1967, 92, № 2.
15. Roble R. G., Stewart A. I., Torr M. R., Rusch D. W., Wand R. H. — J. Atm. Terr. Phys., 1978, 40, № 1, p. 21.
16. Таран В. И. — Ионосферные исследования, 1979, № 27, с. 7.

17. Справочная модель распределения концентрации, температуры и эффективной частоты соударений электронов в ионосфере на высотах ниже 200 км. — Обнинск: ИЭМ, 1983.
18. Гуревич А. В., Шварцбург А. Б. Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере. — М.: Наука, 1973.
19. Duncan L. M. and Gordon W. E. — J. Atm. Terr. Phys., 1982, 44, № 12, p. 1009.

Научно-исследовательский
радиофизический институт

Поступила в редакцию
13 июля 1984 г.

DEFINITION OF IONOSPHERIC PARAMETERS IN F-REGION BY THE METHOD OF RESONANCE SCATTERING

*V. V. Belikovich, E. A. Benediktov, Yu. K. Gol'tsova, G. M. Zhislin,
G. P. Komrakov, A. V. Tolmacheva*

A problem is considered on definition of the temperature of ions (T_i), electrons (T_e) and ion collisions with molecules (ν_{im}) in F-region of the ionosphere by the method of resonance scattering of radio waves by artificial periodic irregularities of the electron concentration. Calculations have been made for frequency and damping of ion sonic waves in a plasma as a function of T_e/T_i ($1 \leq T_e/T_i \leq 5$) and ν_{im} . Values T_e , T_i and ν_{im} have been found with the given relation T_e/T_i and m_i (the mean molecular weight of ions) for July, 1983 at 160—210 km heights.

И Н Ф О Р М А Ц И Я

ГЕОМАГНЕТИЗМ И АЭРОНОМИЯ, т. XXV, № 3, 1985 г.

Аннотации статей, представляющих интерес для читателей «Радиофизики»

Фаткуллин М. Н., Васильев К. Н., Зеленова Т. И., Савина О. Н. Явление E-рассеяния в среднеширотной ионосфере

Приведены некоторые результаты экспериментальных исследований методом наземного вертикального зондирования на ст. Москва явления E-рассеяния. Обнаружение данного явления в среднеширотной ионосфере указанным методом стало возможным благодаря расширению у ионозонда СП-3 полосы приемника до 100 кГц и уменьшению длительности импульса передатчика до 30 мкс. Дана полуколичественная интерпретация явления.