

пример при увеличении R , то $N(R)$ уменьшится и будут наблюдаться отдельные локализованные в пространстве рассеиватели, которые могут быть интерпретированы как эхо-сигналы точечного типа [9]

Т а б л и ц а

$P(S/\langle S \rangle \geq y)$				
y	$D^2=0$	0,5	1,3	2,2
1	$3,7 \cdot 10^{-1}$	$3,0 \cdot 10^{-1}$	$2,4 \cdot 10^{-1}$	$1,9 \cdot 10^{-1}$
3	$5,0 \cdot 10^{-2}$	$6,9 \cdot 10^{-2}$	$7,3 \cdot 10^{-2}$	$6,9 \cdot 10^{-2}$
5	$6,7 \cdot 10^{-3}$	$2,4 \cdot 10^{-2}$	$3,5 \cdot 10^{-2}$	$3,8 \cdot 10^{-2}$
10	$4,5 \cdot 10^{-3}$	$3,8 \cdot 10^{-3}$	$1,1 \cdot 10^{-2}$	$1,5 \cdot 10^{-2}$
15	$3,1 \cdot 10^{-7}$	$1,0 \cdot 10^{-3}$	$4,6 \cdot 10^{-3}$	$7,8 \cdot 10^{-3}$
20	$2,1 \cdot 10^{-9}$	$3,4 \cdot 10^{-4}$	$2,5 \cdot 10^{-3}$	$4,9 \cdot 10^{-3}$

Наблюдения флуктуаций радиолокационного сигнала могут быть использованы для изучения перемежаемости турбулентности в атмосфере.

Автор благодарен В. И. Татарскому за ценные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Обухов А. М. — J. Fluid Mech, 1962, 13, № 1, p. 77.
2. Kholmogorov A. N. — J. Fluid Mech., 1962, 13, № 1, p. 82.
3. Корчашкин Н. П. — Изв. АН СССР. Сер. Физика атмосферы и океана, 1970, 6, № 9, с. 947.
4. Татарский В. И. Распространение волн в турбулентной атмосфере. — М.: Наука, 1967 — 548 с.
5. Обухов А. М. — Изв. АН СССР. Сер. Геофиз. и геогр., 1949, 13, № 1, с. 58
6. Ван Атта Ч. У. — Изв. АН СССР. Сер. Физика атмосферы и океана, 1974, 10, № 7, с. 712.
7. Van Atta C. W. — J. Fluid Mech., 1970, 44, № 1, p. 145.
8. Gurvich A. S., Yaglom A. M. — Phys. Fluid Suppl., 1967, p. 59.
9. Черинков А. А. Радиолокационные отражения от ясного неба — Л.: Гидрометиздат, 1979: — 46 с.

Институт физики атмосферы
АН СССР

Поступила в редакцию
21 мая 1984 г.

УДК 550.388

РЕЗОНАНСНОЕ РАССЕЯНИЕ РАДИОВОЛН В ВЫСОКОШИРОТНОЙ НИЖНЕЙ ИОНОСФЕРЕ

В. К. Галайдыч, С. И. Мартыненко, В. А. Мисюра, Л. А. Пивень,
И. А. Сергиенко, В. Г. Сомов, Л. Ф. Черногор

Известно, что в поле мощной стоячей волны образуются искусственные квази-периодические неоднородности [1-3]. Такие неоднородности резонансно рассеивают пробные радиоволны, если выполняется условие резонанса $\lambda_1 = \lambda_2$, где $\lambda_{1,2}$ — длины возмущающей и пробной радиоволн в среде.

Впервые резонансное рассеяние радиоволн в среднеширотной ионосфере обнаружили авторы работы [4]. Несколько позже было предложено использовать метод резонансного рассеяния (РР) для получения профилей электронной концентрации $N(z)$ [5, 6].

В данной работе сообщается об обнаружении РР сигналов в обладающей рядом особенностей высокоширотной нижней ионосфере в ночное время, а также приводятся профили $N(z)$, полученные одновременно методами РР, частичных отражений (ЧО) и вертикального зондирования (ВЗ).

Эксперимент проводился в феврале—марте 1978 г. в районе г. Мончегорска. Для возмущения ионосферы применялась установка Полярного геофизического института, непрерывно излучающая линейно поляризованную радиоволну с частотой $f_1 \approx 3,3$ МГц и эффективной мощностью (РГ), ≤ 10 МВт [7]. Вследствие магнитоионного расщепления в ионосфере образовались две стоячие волны.

Для диагностики использовался подвижный радиотехнический ионосферный комплекс Харьковского госуниверситета [8]. Его параметры следующие: диапазон частот $f_2 = 1,7 \div 3,5$ МГц, длительность импульса $\tau = 25$ мкс, эффективная мощность в импульсе $(PG)_2 \approx 9$ МВт. Регистрировались амплитуды частично и зеркально отраженных сигналов обеих компонент. Частота съемки составляла 1 кадр в секунду.

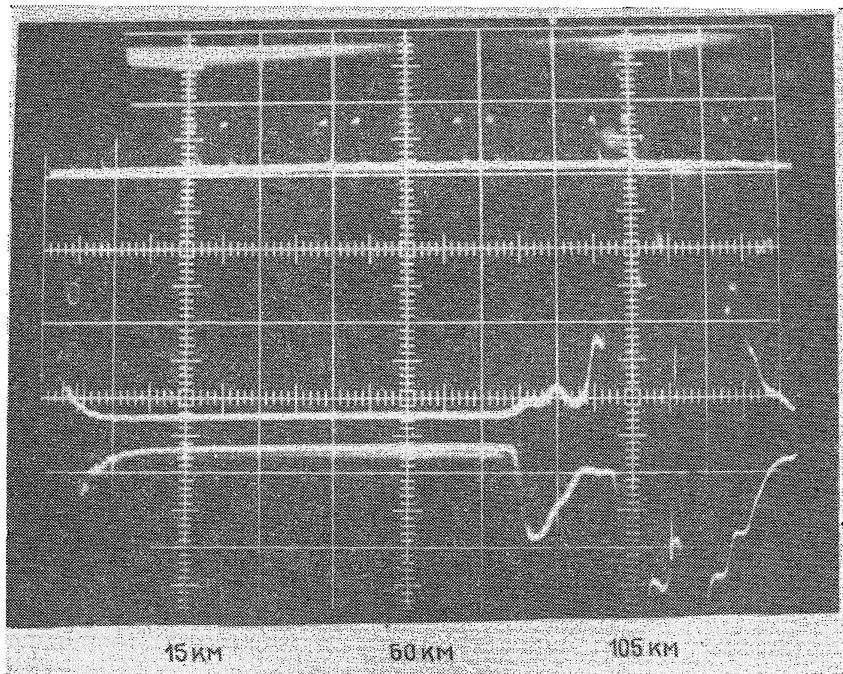


Рис 1.

Резонансно-рассеянные сигналы (см., например, рис 1) наблюдались в диапазоне высот $z \sim 80 - 100$ км лишь в случае слабого поглощения в нижней части ионосферы. Как правило, при этом отсутствовали или оставались слабыми естественные геомагнитные возмущения, которые контролировались при помощи магнитометрической сети на Кольском полуострове (г. Апатиты, пос. Лопарское, пос. Умба, п-ов Рыбачий). Замечено, что амплитуда РР сигнала флуктуирует во времени. Кроме того, флуктуируют почти синхронно высоты, с которых приходят РР и зеркально отраженные сигналы (разница в действующих высотах ~ 10 км). Коэффициент корреляции указанных процессов $\sim 0,8$. Обе волны при этом обычно отражались в E -области (действующая высота $z \sim 100 \div 120$ км).

Высотная зависимость амплитуд обыкновенной (верхний луч) и необыкновенной (нижний луч) компонент пробной волны проиллюстрирована на рис. 1. Приведенная здесь осциллограмма снята 02.03 78 г. в 01^h25^m11^s московского времени. Частота пробной волны $f_2 = 2,85$ МГц, индекс геомагнитной активности $f_H \approx 160$ нТл.

Из рис. 1 видно, что с высот $z \sim 80 \div 95$ км и $z \sim 95 \div 100$ км приходят частично отраженные (ЧО) и резонансно-рассеянные сигналы соответственно. Затем наблюдается зеркально отраженный сигнал: обыкновенная (верхний луч) и необыкновенная (нижний луч) компоненты приходят с высот $z \sim 100 \div 120$ км и $z \sim 100 \div 110$ км соответственно. Часто за зеркально отраженным появляется еще один сигнал обыкновенной поляризации ($z \sim 120 \div 125$ км), являющийся, по-видимому, аналогом M -отражения РР сигнала, которое наблюдали авторы работы [4]. Амплитуда РР сигнала обычно в 5—10 раз превышала амплитуду ЧО сигнала.

Как отмечалось в работах [5, 6], при постоянных частотах используемых передатчиков можно получить значение N лишь на одной высоте z^* . Покажем, что, измеряя протяженность РР сигнала Δz , можно получить $N(z)$ и в окрестности высоты z^* .

Для плазмы без потерь (на практике для $z > 80$ км) и кусочно-экспоненциального профиля $N(z)$ можно получить следующее выражение для протяженности области рассеяния по высоте (Δz_p):

$$x - 1 + e^{-x} = a, \quad (1)$$

где $x = \Delta z_p / 2l$, $l = (Ndz/dN)^*$, $a = f_x n_x^* c / 4l (f_x^2 - f_0^2)$, f_x, n_x — частота необыкновенной и обыкновенной волн, $n_x^* = n_x(z^*)$ — показатель преломления необыкновенной волны, c — скорость света в вакууме

При $x \ll 1$ $\Delta z_p \approx 2l \sqrt{2a}$ и при $x \gg 1$ $\Delta z_p \approx 2la$. По известным из эксперимента значениям Δz определяется $\Delta z_p = \Delta z - (c\tau/2)$. Данная формула справедлива до тех пор, пока импульс можно считать квазимонохроматическим в смысле $(f_x - f_0)\tau \gg 1$. Знание Δz_p позволяет из выражения (1) рассчитать l , а значит, и $(dN/dz)^*$. Имея величину градиента $(dN/dz)^*$, вычисляем $N(z)$ на высотах от $z^* - (c\tau/2)$ до $z^* + (c\tau/2)$. В наших экспериментах $\Delta z \sim 7 \div 20$ км, $l \approx 10 \div 100$ км.

Минимальная регистрируемая величина $\Delta z_p = \Delta/2$, где Δ — цена деления регистрирующего прибора. Поэтому максимальный градиент, измеряемый по данной методике, $(dN/dz)_{\max}^* = (dN/dz)^* |_{z_p = \Delta/2}$. Обычно $\Delta \approx 1$ км, тогда $(dN/dz)_{\max}^* = 5 \cdot 10^4 \div 5 \cdot 10^5$ см⁻³·км⁻¹ для $f_{1,2} \sim 2 \div 5$ МГц соответственно. С учетом немонохроматичности сигнала для $\tau = 25$ мкс $(dN/dz)_{\max}^* = 3 \cdot 10^4 \div 3 \cdot 10^6$ см⁻³·км⁻¹ при $N^* \sim 10^4 \div 10^6$ см⁻³ соответственно.

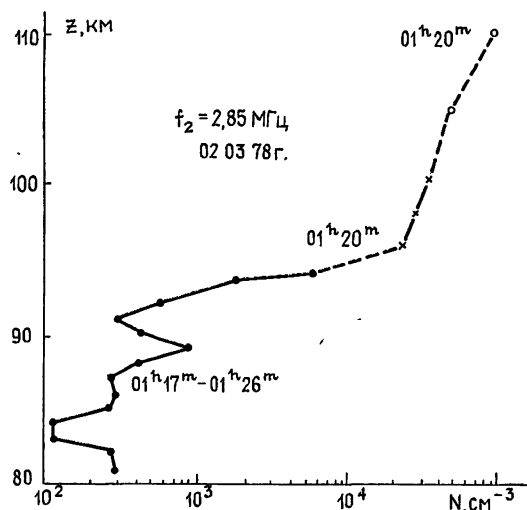


Рис. 2.

На рис. 2 приведены примеры профилей электронной концентрации, полученные методами РР (крестики) и ЧО (точки). Пунктирная линия соединяет участки профиля, полученные методами ЧО и РР, и значения N , вычисленные из условия зеркального отражения пробных радиопульсов (кружки). (Условия эксперимента те же (см. рис. 1).)

При $f_{1x} = f_1 = 3,3$ МГц, $f_{20} = f_2 = 2,85$ МГц для РР сигнала справедливо квазипродольное приближение. Тогда плазменная частота f_p на высоте z^* равна [5]

$$f_p = [(f_{1x} - f_{20})(f_{1x} - f_L)(f_{20} + f_L)f_L^{-1}]^{1/2}.$$

Для $f_L = 1,4$ МГц получаем $f_p \approx 1,6$ МГц, $N \approx 3,2 \cdot 10^4$ см⁻³. Поскольку $\Delta z_p \approx 3$ км, то из формулы (1) находим $l \approx 15$ км и $(dN/dz)^* \approx 2,1 \cdot 10^3$ см⁻³·км⁻¹. Обыкновенная компонента зондирующего сигнала отражается на высоте $z \approx 110$ км, где $f_{20} = f_p$ и $N \approx 10^5$ см. В то же время необыкновенная компонента зондирующей волны отражается на высоте $z \approx 105$ км, где f_p определяется из уравнения

$$f_p = (f_{2x}^2 - f_{2x}f_N)^{1/2}.$$

Вычисляя, получим $f_p \approx 2$ МГц, $N \approx 4,7 \cdot 10^4$ см⁻³. Иногда отражение на необыкновенной компоненте раздваивается (см. рис. 1), в этом случае высоту отражения определяем по устойчивому сигналу.

В эксперименте отсутствовали абсолютные измерения амплитуды РР сигнала. Поэтому для выяснения энергетики РР сигнала в предположении теплового механизма образования квазипериодических неоднородностей проведены теоретические оценки его коэффициентов отражения и амплитуд, которые затем сравнивались с аналогичными характеристиками ЧО сигнала.

Оказалось, что для относительной интенсивности естественных неоднородностей $(\Delta N/N)^2 \approx 10^{-3}$ амплитуда РР сигнала в среднем должна превышать амплитуду ЧО сигнала в 2,5—20 раз для $(PG)_{1x} \sim 1 \div 5$ МВт соответственно. Это не противоречит эксперименту, где указанное отношение составляет ~ 5 —10.

Авторы благодарны Е. А. Бенедиктову за полезную критику, И. П. Капустину, А. М. Ройзену, А. А. Ульянченко за обеспечение работы возмущающей установки.

ЛИТЕРАТУРА

1. Беликович В. В., Бенедиктов Е. А., Иткина М. А., Митяков Н. А., Терина Г. И., Толмачева А. В., Шавин П. В. — Изв. вузов — Радиофизика, 1977, 20, № 12, с. 1821.
2. Беликович В. В., Бенедиктов Е. А., Терина Г. И. — Изв. вузов — Радиофизика, 1978, 21, № 10, с. 1418.
3. Толмачева А. В. — Изв. вузов — Радиофизика, 1980, 23, № 3, с. 278.
4. Беликович В. В., Бенедиктов Е. А., Гетманцев Г. Г., Игнатъев Ю. А., Комраков Г. П. — Письма в ЖЭТФ, 1975, 22, № 10, с. 497.
5. Беликович В. В., Бенедиктов Е. А., Гетманцев Г. Г., Иткина М. А., Терина Г. И., Толмачева А. В. — Изв. вузов — Радиофизика, 1978, 21, № 8, с. 1220.
6. Беликович В. В., Бенедиктов Е. А., Гуляева Т. Л., Терина Г. И. — Геомагнетизм и аэронавигация, 1979, 19, № 6, с. 1012.
7. Капустин И. Н., Перцовский Р. А., Ульянченко А. А. Исследование ионосферы и магнитосферы методами активного воздействия. — Апатиты, 1977, с. 3.
8. Мисюра В. А., Шлюгер И. С., Часовитин Ю. К., Пивень Л. А., Черногор Л. Ф., Сомов В. Г. Космические исследования на Украине. — Киев: Наукова думка, 1974, с. 63.

Харьковский государственный университет

Поступила в редакцию
2 апреля 1984 г.,
в окончательном варианте
5 июля 1984 г.

УДК 621.396.24

О ВОЗМОЖНОСТИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПОГЛОЩЕНИЯ В ОТКЛОНЯЮЩЕЙ ОБЛАСТИ ИОНОСФЕРЫ ПО ИЗМЕРЕНИЮ ПОЛЯ ВБЛИЗИ МЕРТВОЙ ЗОНЫ

А. П. Аютин, В. Г. Галушко, Ю. М. Ямпольский

Экспериментальные исследования полей КВ радиосигналов в окрестности пространственной каустики (границы мертвой зоны) показывают, что в ряде случаев их структура имеет регулярный характер и влиянием случайных возмущений ионосферы можно пренебречь [1, 2]. При интерпретации получаемых в этом случае результатов возникают две проблемы. Первая из них связана с определением метода расчета, наиболее полно (точно) описывающего поле в этой области. Вторая — это выбор адекватной реальности модели высотного профиля электронной концентрации $N(z)$.

Поскольку поле вблизи мертвой зоны в радиоосвещенной области образуется лучами, отражающимися в области максимума $N(z)$ ионосферы, то естественно ожидать, что параболическая аппроксимация достаточно точно соответствует истинному профилю электронной концентрации. В рамках такой модели поле отраженной цилиндрической волны E может быть представлено интегралом Фурье по плоским волнам [3]:

$$E(x) = \frac{i}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{R(\alpha)}{\sqrt{1-\alpha^2}} \exp\left(-i\alpha \frac{\omega}{c} x - 2i \frac{\omega}{c} z_0 \sqrt{1-\alpha^2}\right) d\alpha. \quad (1)$$

Здесь z_0 — координата границы ионосферного слоя, $R(\alpha)$ — коэффициент отражения плоской волны от параболического слоя, равный в ВКБ-приближении следующей величине:

$$R(\alpha) = \exp\left\{\left[-2i \frac{\omega}{c} \int_{z_0}^{z_n} \sqrt{\varepsilon(z) - \alpha^2} dz\right] - i \frac{\pi}{2}\right\}, \quad (2)$$

где z_n — корень уравнения $\varepsilon(z) = \alpha^2$, c — скорость света, $\varepsilon(z) = 1 - \omega_p^2 / \omega^2$ — относительная диэлектрическая проницаемость плазменного слоя, ω_p — плазменная частота слоя, ω — рабочая частота.