

УДК 550.388.2

Ю. В. КызьюровГлавная астрономическая обсерватория Национальной академии наук Украины
03680 ГСП, Киев, ул. Академика Заболотного 27**Эффективное сечение рассеяния
для неоднородностей спорадического E-слоя,
вызванных атмосферной турбулентностью**

Получена формула для сечения обратного рассеяния электромагнитных волн на неоднородностях концентрации плазмы, которые формируются атмосферной турбулентностью в спорадическом E-слое. Выполнена оценка величины сечения для возможного среднеширотного эксперимента по обратному рассеянию радиоволн на неоднородностях слоя, расположенного вблизи высоты 100 км. Рассмотрена зависимость сечения рассеяния как от рабочей частоты передающего устройства, так и от ориентации его диаграммы направленности относительно геомагнитного поля. Показано, что величина сечения уменьшается с увеличением частоты, а также с отклонением луча радиолокатора от направления, перпендикулярного к геомагнитному полю. Последнее означает, что рассеивающие неоднородности вытянуты вдоль силовых линий поля.

ЕФЕКТИВНИЙ ПЕРЕРІЗ РОЗСІЯННЯ ДЛЯ НЕОДНОРІДНОСТЕЙ СПОРАДИЧНОГО E-ШАРУ, ВИКЛИКАНИХ АТМОСФЕРНОЮ ТУРБУЛЕНТНІСТЮ, Кизьюров Ю. В. — Одержано формулу для перерізу зворотного розсіяння електромагнітних хвиль на неоднорідностях концентрації плазми, які формуються атмосферною турбулентністю у спорадичному E-шарі. Зроблено оцінку величини перерізу для можливого середньоширотного експерименту за зворотним розсіянням радіохвиль на неоднорідностях шару, розташованому поблизу висоти 100 км. Розглянуто залежність перерізу розсіяння як від робочої частоти передавача, так і від орієнтації променя радіолокатора відносно напрямку геомагнітного поля. Показано, що величина перерізу зменшується із збільшенням частоти, а також з відхиленням променя радіолокатора від напрямку, перпендикулярного до геомагнітного поля. Останнє означає, що розсіюючі неоднорідності витягнені вздовж силових ліній поля.

EFFECTIVE SCATTERING CROSS-SECTION FOR SPORADIC-E IRREGULARITIES INDUCED BY ATMOSPHERE TURBULENCE, by Kyzuyrov Yu. V. — An expression for the cross-section of electromagnetic wave backscatter from sporadic-E plasma irregularities induced by atmosphere

turbulence is derived. Using the expression, the cross-section value is estimated for a possible radar backscatter experiment at middle latitudes in the case of sporadic-E near the 100-km altitude. Dependence of the scattering cross-section on both the transmitter frequency and the radar beam orientation relative to the geomagnetic field is considered. It is shown that the cross-section decreases with increasing the radar frequency and with deviation of the radar beam from the perpendicular direction to the geomagnetic field. The latter means that the scattering irregularities are field-aligned.

ВВЕДЕНИЕ

Методы, основанные на эффекте рассеяния радиоволн, широко используются для изучения неоднородной структуры ионосферной и космической плазмы [2, 3, 10—12, 14, 15, 18, 23—25, 27, 29—32]. В данной работе речь пойдет о рассеянии электромагнитных волн на мелкомасштабных плазменных структурах спорадического E -слоя среднеширотной ионосферы. Такие неоднородности ответственны за рассеяние на достаточно большие углы. Поскольку частоты используемых при этом радиоволн превышают плазменную частоту $\omega_p = (4\pi N_e e^2 / m_e)^{1/2}$ (e и m_e — заряд и масса электрона, N_e — концентрация электронов), то рассеянный сигнал является слабым. Это обстоятельство вынуждает использовать для измерений лишь мощные радиолокационные установки, однако для анализа результатов позволяет применять приближение однократного рассеяния [3, 8].

Важной характеристикой рассеивающих свойств среды является эффективное поперечное сечение рассеяния σ , определяемое как отношение интенсивности рассеянных волн к потоку падающей на рассеивающий объем энергии [3, 8, 9, 16, 25, 27]. При рассеянии радиоволн случайными неоднородностями концентрации N_e величина сечения рассеяния единичного объема в единичный телесный угол в направлении \mathbf{k}_s пропорциональна трехмерному пространственному спектру этих неоднородностей $S_N(\mathbf{K})$ [3, 8, 9, 25]:

$$\sigma = \frac{\pi^2}{8} k_0^4 \cos^2 \psi_E \left(\frac{\omega_p}{\omega_0} \right)^4 S_N(\mathbf{K}), \quad (1)$$

где $\mathbf{K} = \mathbf{k}_s - \mathbf{k}_0$ — волновой вектор, равный разности между волновыми векторами рассеянной и падающей волн (или изменение волнового вектора при рассеянии), ω_0 — частота падающей волны, ψ_E — угол между векторами эффективной напряженности электрического поля падающей и рассеянной волн. В случае обратного рассеяния $\mathbf{k}_s = -\mathbf{k}_0$, и тогда $\mathbf{K} = -2\mathbf{k}_0$, а $\cos^2 \psi_E = 1$.

Таким образом, задачу вычисления эффективного сечения рассеяния σ можно свести к определению спектра $S_N(\mathbf{k})$. Учитывая, что частота ω_0 достаточно высока [3, 11, 12, 14, 15, 18, 21, 23, 24, 29—32], и за обратное рассеяние ответственны неоднородности, характерный пространственный масштаб которых равен половине длины падающей волны [3, 8, 9, 11, 14, 15, 18, 21, 23—25, 29, 30], наиболее важной оказывается коротковолновая часть спектра. Определяют спектр рассеивающих неоднородностей ионосферной плазмы и соответствующее сечение рассеяния как экспериментально, так и теоретически [6, 16, 19, 22, 25—27].

Цель данной работы состоит в получении аналитического выражения для эффективного сечения обратного рассеяния радиоволн на неоднородностях электронной концентрации, вызванных атмосферной турбулентностью в среднеширотном спорадическом E -слое, а также в анализе зависимости

величины сечения от рабочей частоты передающего устройства и от ориентации его диаграммы направленности.

Важность рассмотрения таких зависимостей объясняется, в частности, проведением экспериментов по изучению неоднородностей N_e в нижней ионосфере с использованием эффекта рассеяния радиоволн на нескольких частотах [11, 15, 18, 30] и при нескольких направлениях луча радиолокатора [21, 23, 24, 29, 32].

ТРЕХМЕРНЫЙ СПЕКТР НЕОДНОРОДНОСТЕЙ ЭЛЕКТРОННОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ В СПОРАДИЧЕСКОМ E-СЛОЕ

Среднеширотный спорадический E-слой (E_s -слой) представляет собой достаточно тонкое плазменное образование в области E ионосферы с повышенным значением концентрации электронов. Появления таких слоев объясняет «теория ветрового сдвига», согласно которой E_s -слой является результатом перераспределения плазмы под действием неоднородных по высоте ветровых движений нейтрального газа в геомагнитном поле [1, 31]. Справедливость этой теории подтверждается результатами многочисленных экспериментов, причем не только для среднеширотной, но и для авроральной ионосферы (см., например, [12, 14, 15, 20—24, 28—32]). Ниже уровня турбопаузы (область высот 100—120 км [13]) существенное влияние на формирование E_s -слоя и его неоднородной структуры оказывает атмосферная турбулентность [6, 19, 31].

Чтобы записать формулу для эффективного сечения обратного рассеяния радиоволн на неоднородностях N_e , вызванных атмосферной турбулентностью в спорадическом E-слое, нужно знать трехмерную спектральную плотность таких неоднородностей $S_N(\mathbf{k})$. Отметим, что электронно-ионная плазма слоя является пассивной примесью. Это означает, что поле скорости нейтрального газа $\mathbf{u}(\mathbf{x}, t)$ можно определить независимо от исследования поля концентрации электронов $N_e(\mathbf{x}, t)$. Будем полагать поле $\mathbf{u}(\mathbf{x}, t)$ заданным. Выражение для спектральной плотности неоднородностей N_e получим в рамках упрощенного квазигидродинамического подхода без учета процесса рекомбинации. Рекомбинацией можно в данном случае пренебречь, так как в ионном составе E_s -слоя наблюдается повышенное содержание долгоживущих металлических ионов метеорного происхождения [1, 14, 21, 28—31]. При рассмотрении неоднородностей, размеры которых много больше дебаевского радиуса экранирования $r_D = v_{Te}/\omega_p$, плазму можно считать квазинейтральной $N_e \approx N_i = N$. Исходная система уравнений имеет тогда следующий вид:

$$\partial N / \partial t + \operatorname{div}(N \mathbf{v}_s) = 0, \quad (2)$$

$$v_s(\mathbf{v}_s - \mathbf{u}) = q_s \mathbf{E} / m_s + \omega_{Bs}(\mathbf{v}_s \times \mathbf{b}) - v_{Ts}^2 \operatorname{grad} N / N, \quad (3)$$

где индекс $s \equiv i, e$ обозначает ионы или электроны, \mathbf{v}_s и v_{Ts} — гидродинамическая и тепловая скорости заряженных частиц сорта s , v_s — частота столкновений частиц сорта s с нейтральными, $q_e = -q_i = -e$ — заряд электрона и иона, m_s — масса заряженных частиц, ω_{Bs} — их гирочастота, \mathbf{E} — электрическое поле, \mathbf{b} — единичный вектор вдоль направления внешнего магнитного поля.

Рассмотрим уравнения вида (3) для обоих сортов заряженных частиц с учетом следующих обстоятельств. Во-первых, в E_s -слое, который расположен ниже турбопаузы, хорошо выполняется условие изотермичности $T_e \approx T_i \approx T_n = T$. Во-вторых, справедливы неравенства $\omega_{Bi} \ll \nu_i$ и $m_e \ll m_i$, из-за высокого содержания ионов металлов в спорадическом слое. Если принять

во внимание только внутреннее электрическое поле \mathbf{E} , которое обеспечивает совместный дрейф ионов и электронов, и обозначить $\omega_{\text{ВЛ}}/\nu_i = \beta_i$, то получим выражение для скорости локального дрейфа ионов в приближении амбиполярной диффузии:

$$\mathbf{v}_i(\mathbf{x}, t) \approx \mathbf{u}(\mathbf{x}, t) + \beta_i(\mathbf{u} \times \mathbf{b}) - D_a \text{grad} N / N, \quad (4)$$

где D_a — коэффициент амбиполярной диффузии.

После подстановки (4) в (2) приходим к уравнению, связывающему концентрацию плазмы N и скорость нейтрального газа \mathbf{u} :

$$\partial N / \partial t + \text{div}[N \cdot (\mathbf{u} + \beta_i(\mathbf{u} \times \mathbf{b}))] - D_a \nabla^2 N = 0. \quad (5)$$

Представим поля скорости \mathbf{u} и концентрации N в виде суммы средних значений и отклонений от этих средних, вызванных турбулентностью:

$$\mathbf{u} = \mathbf{u}_0 + \mathbf{u}_1, \quad N = N_0 + N_1. \quad (6)$$

Здесь $\mathbf{u}_0 = \langle \mathbf{u} \rangle$, $\langle \mathbf{u}_1 \rangle = \mathbf{0}$, и $N_0 = \langle N \rangle$, $\langle N_1 \rangle = \mathbf{0}$ (угловыми скобками обозначена операция усреднения по ансамблю реализаций случайного поля). Подставив (6) в (5), выполним операцию усреднения и получим

$$\partial N_0 / \partial t + \text{div}[N_0(\mathbf{u}_0 + \beta_i(\mathbf{u}_0 \times \mathbf{b}))] + \text{div}\langle N_1(\mathbf{u}_1 + \beta_i(\mathbf{u}_1 \times \mathbf{b})) \rangle - D_a \nabla^2 N_0 = 0.$$

Вычитая полученный результат из (5), приходим к уравнению

$$\begin{aligned} & \partial N_1 / \partial t + \text{div}[N_0(\mathbf{u}_1 + \beta_i(\mathbf{u}_1 \times \mathbf{b}))] + \text{div}(N_1(\mathbf{u}_0 + \beta_i(\mathbf{u}_0 \times \mathbf{b}))) + \\ & + \text{div}(N_1(\mathbf{u}_1 + \beta_i(\mathbf{u}_1 \times \mathbf{b}))) - \text{div}\langle N_1(\mathbf{u}_1 + \beta_i(\mathbf{u}_1 \times \mathbf{b})) \rangle - D_a \nabla^2 N_1 = 0. \end{aligned} \quad (7)$$

Уравнение (7) можно упростить. Так, в рассматриваемом случае движения газа характеризуются скоростями, которые существенно меньше скорости звука, поэтому поле скорости \mathbf{u} вполне можно считать «несжимаемым», т. е. $\text{div} \mathbf{u} = \text{div} \mathbf{u}_1 = 0$. Уже отмечалось, что в ионном составе E_s -слоя преобладают ионы металлов, нередко наблюдается высокий процент содержания достаточно тяжелых ионов железа [1, 14, 21, 28—31], поэтому $\beta_i \ll 1$. Геомагнитное поле для спорадического слоя можно считать однородным, следовательно, $\text{rot} \mathbf{b} = \mathbf{0}$. Интерес представляют возмущения \mathbf{u}_1 и N_1 достаточно малых пространственных масштабов, их размеры l меньше характерного масштаба градиента средней концентрации электронов в E_s -слое $l < L_N = (|\text{grad} N_0| / N_0)^{-1}$. Будем полагать, что L_N равен толщине слоя L_s . В свою очередь, L_s меньше характерного вертикального размера L_e сдвигового течения нейтрального газа, которое формирует слой. Масштаб L_e можно считать внешним масштабом турбулентности. Кроме того, отклонения рассматриваемых возмущений от средних значений невелики: $u_1 < u_0$, $N_1 < N_0$. Принимая во внимание вышеизложенное, для ряда членов уравнения (7) можно записать следующие приближенные равенства:

$$\text{div}(N_0(\mathbf{u}_1 + \beta_i(\mathbf{u}_1 \times \mathbf{b}))) \approx \mathbf{u}_1 \text{grad} N_0 + \beta_i N_0 \mathbf{b} \text{rot} \mathbf{u}_1, \quad (8)$$

$$\text{div}(N_1(\mathbf{u}_0 + \beta_i(\mathbf{u}_0 \times \mathbf{b}))) \approx (\mathbf{u}_0 + \beta_i(\mathbf{u}_0 \times \mathbf{b})) \text{grad} N_1, \quad (9)$$

$$\text{div}(N_1(\mathbf{u}_1 + \beta_i(\mathbf{u}_1 \times \mathbf{b}))) \approx \text{div}(N_1 \mathbf{u}_1). \quad (10)$$

Слагаемое (9) описывает общий дрейф неоднородной картины со скоростью $(\mathbf{u}_0 + \beta_i(\mathbf{u}_0 \times \mathbf{b}))$, и может быть исключено выбором соответствующей движущейся системы отсчета. Внутри инерционного интервала турбулентности

$$k_e < k < k_d, \quad (11)$$

где k_e — волновое число, характеризующее ее внешний, а $k_d \approx (\mu^3/\varepsilon)^{-1/4}$ — внутренний масштаб (μ — кинематическая вязкость газа, ε — средняя скорость диссипации энергии турбулентных пульсаций в единице массы атмосферного газа), которому принадлежат рассматриваемые \mathbf{u}_1 и N_1 , турбулентность является однородной и изотропной. Известно [7], что никакое скалярное изотропное поле не может коррелировать с соленоидальным изотропным векторным полем, поэтому слагаемым в (7), содержащим коррелятор $\langle N_1(\mathbf{u}_1 + \beta_1(\mathbf{u}_1 \times \mathbf{b})) \rangle$, можно пренебречь. В результате вместо (7) получаем уравнение

$$\partial N_1 / \partial t + \operatorname{div}(N_1 \mathbf{u}_1) - D_a \nabla^2 N_1 = -\mathbf{u}_1 \operatorname{grad} N_0 - \beta_1 N_0 \mathbf{b} \operatorname{rot} \mathbf{u}_1, \quad (12)$$

которое описывает возмущения концентрации электронов N_1 в слое с турбулентным полем скорости \mathbf{u}_1 .

Для спектральных представлений случайных полей

$$u_{1j}(\mathbf{x}, t) = \int d\mathbf{k} d\omega u_{1j}(\mathbf{k}, \omega) \exp(i\mathbf{k}\mathbf{x} - i\omega t),$$

$$N_1(\mathbf{x}, t) = \int d\mathbf{k} d\omega N_1(\mathbf{k}, \omega) \exp(i\mathbf{k}\mathbf{x} - i\omega t)$$

фурье-образ уравнения (12) имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} (D_a k^2 - i\omega) N_1(\mathbf{k}, \omega) + ik_j \int d\mathbf{k}' d\omega' N_1(\mathbf{k}', \omega') u_{1j}(\mathbf{k} - \mathbf{k}', \omega - \omega') = \\ = -((\mathbf{n} \cdot \mathbf{u}_1(\mathbf{k}, \omega)) / L_N + i\beta_1 \mathbf{k} \cdot (\mathbf{u}_1 \times \mathbf{b})) N_0. \end{aligned} \quad (13)$$

Здесь $\mathbf{n} = L_N (\operatorname{grad} N_0 / N_0)$ — единичный вектор вдоль градиента N_0 , а во втором слагаемом слева по дважды повторяющемуся индексу подразумевается суммирование. Упомянутое слагаемое, содержащее свертку, отражает связь турбулентных возмущений разных масштабов в процессе генерации плазменных неоднородностей, и может быть учтено введением коэффициента турбулентной диффузии D_t . Разделив левую и правую части (13) на N_0 , приходим к выражению для флуктуаций концентрации электронов $\delta N = N_1 / N_0$ в E_s -слое:

$$\delta N(\mathbf{k}, \omega) = (-L_N^{-1} \cdot \mathbf{n} - i\beta_1 \cdot (\mathbf{b} \times \mathbf{k})) \cdot ((D_a + D_t) \cdot k^2 - i\omega)^{-1} \cdot \mathbf{u}_1(\mathbf{k}, \omega). \quad (14)$$

Для статистически однородных и изотропных случайных полей можно записать следующие соотношения [3, 7—9]:

$$\langle u_{1\alpha}(\mathbf{k}, \omega) \cdot u_{1\beta}^*(\mathbf{k}', \omega') \rangle = \Phi_{\alpha\beta}(\mathbf{k}, \omega) \delta(\mathbf{k} - \mathbf{k}') \delta(\omega - \omega'), \quad (15)$$

$$\langle \delta N(\mathbf{k}, \omega) \cdot \delta N^*(\mathbf{k}', \omega') \rangle = \Psi(\mathbf{k}, \omega) \delta(\mathbf{k} - \mathbf{k}') \delta(\omega - \omega'), \quad (16)$$

где $\Phi_{\alpha\beta}(\mathbf{k}, \omega)$ — пространственно-временной спектральный тензор поля скорости \mathbf{u}_1 , а $\Psi(\mathbf{k}, \omega)$ — пространственно-временной спектр флуктуаций плотности электронов δN .

Используя равенство (14) и соотношения (15), (16), выразим спектр $\Psi(\mathbf{k}, \omega)$ через $\Phi_{\alpha\beta}(\mathbf{k}, \omega)$. При экспоненциальном ослаблении корреляционной функции поля \mathbf{u}_1 по времени (предполагается, что ее зависимость от времени описывается простым законом $\exp(-t/\tau_k)$) тензор $\Phi_{\alpha\beta}(\mathbf{k}, \omega)$ в инерционном интервале (11) имеет следующий вид [19]:

$$\Phi_{\alpha\beta}(\mathbf{k}, \omega) = (\delta_{\alpha\beta} - k_\alpha k_\beta k^{-2}) \cdot [4\pi^2 (1 + \omega^2 \tau_k^2)]^{-1} \tau_k C_1 \varepsilon^{2/3} k^{-11/3},$$

где $\tau_k = (\mu k^2 + \varepsilon^{1/3} k^{2/3})^{-1}$ — характерное время существования турбулентного вихря с масштабом k^{-1} , C_1 — безразмерная постоянная порядка единицы. Тогда для пространственно-временного спектра δN получаем

$$\Psi(\mathbf{k}, \omega) = \frac{L_N^{-2}k^{-2}(\mathbf{n} \times \mathbf{k})^2 + \beta_1^2(\mathbf{b} \times \mathbf{k})^2}{4\pi^2((D_a + D_l)^2k^4 + \omega^2)(1 + \omega^2\tau_k^2)} \cdot \tau_k C_1 \varepsilon^{2/3} k^{-11/3}. \quad (17)$$

Зная спектральную плотность плазменных неоднородностей $\Psi(\mathbf{k}, \omega)$, определим их трехмерный пространственный спектр

$$S_N(\mathbf{k}) = \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \Psi(\mathbf{k}, \omega).$$

Отметим, что при рассмотрении поведения пассивной примеси в газообразных средах установлено, что коэффициенты диффузии и вязкости имеют одинаковый порядок [5]. Этот факт подтверждается, например, в рамках кинетической теории при исследовании явления диффузии в смеси газов, из которых один («тяжелый») состоит из молекул с массой, большой по сравнению с массой частиц другого («легкого») газа [4]. При диффузии тяжелого газа малой концентрации в легком коэффициент диффузии оказывается по порядку величины равным коэффициенту кинематической вязкости легкого газа. В случае, когда пассивной примесью является электронно-ионная плазма E_s -слоя, а легким газом — атмосферный газ, имеем $D_a \approx \mu$. Поэтому $(D_a + D_l)k^2 \approx \mu k^2 + \varepsilon^{1/3}k^{2/3} = \tau_k^{-1}$ и учитывая, что

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega}{(\tau_k^{-2} + \omega^2)^2} = \frac{\pi}{2} \tau_k^3,$$

получаем

$$S_N(\mathbf{k}) = \frac{L_N^{-2}k^{-2}(\mathbf{n} \times \mathbf{k})^2 + \beta_1^2(\mathbf{b} \times \mathbf{k})^2}{8\pi(\mu k^2 + \varepsilon^{1/3}k^{2/3})^2} \cdot C_1 \varepsilon^{2/3} k^{-11/3}. \quad (18)$$

Теперь для интервала волновых чисел $[k_1, k_2]$ можно определить средний квадрат отклонений концентрации электронов в неоднородностях от среднего значения:

$$\langle (\delta N)^2 \rangle = \int_{k_1}^{k_2} d\mathbf{k} S_N(\mathbf{k}) = \int_{k_1}^{k_2} \int \int S_N(\mathbf{k}) k^2 \sin\theta d\theta d\varphi dk = \int_{k_1}^{k_2} \frac{C_1(L_N^{-2} + \beta_1^2 k^2) dk}{3k^3(1 + (k/k_d)^{4/3})^2}. \quad (19)$$

Параметры плазмы E_s -слоя и атмосферной турбулентности вблизи высоты 100 км могут принимать следующие значения [11, 15, 17, 20, 22, 27]: $L_N = L_s = 2$ км, $N_0 = 7 \cdot 10^{10}$ м⁻³, $T = 190$ К, $r_D \approx 3.6 \cdot 10^{-3}$ м, $\nu_i = 3000$ с⁻¹, $\omega_{Bi} = 94$ с⁻¹ (так как средняя масса иона $m_i = 51$ а. е. м., если ионный состав слоя на 80 % состоит из ионов железа [14]), $D_a \approx \mu = 20.8$ м²/с, $\varepsilon = 0.17$ м²/с³, $k_d^{-1} \approx 15.2$ м. Тогда в интервале масштабов неоднородностей 400 м $< l < k_d^{-1}$ получим $\langle \delta N^2 \rangle^{1/2} \approx 8.4 \cdot 10^{-2}$.

ЭФФЕКТИВНОЕ СЕЧЕНИЕ ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ РАДИОВОЛН НА НЕОДНОРОДНОСТЯХ СПОРАДИЧЕСКОГО E -СЛОЯ

В экспериментах по обратному рассеянию радиоволн на неоднородностях нижней ионосферы используют частоты выше локальной плазменной частоты $\omega_0 > \omega_p$ [3, 11, 12, 14, 15, 18, 21, 23, 24, 29—32]. Формула (1), связывающая эффективное сечение обратного рассеяния с пространственным спектром неоднородностей электронной концентрации в ионосфере, может быть представлена в следующем виде [25]:

$$\sigma = \frac{\pi^2}{8} \left(\frac{\omega_p}{c} \right)^4 S_N(\mathbf{K}). \quad (20)$$

Величину σ называют еще дифференциальным сечением рассеяния, она имеет размерность обратной длины, сечение же рассеяния всего объема V , равное σV , измеряется в единицах площади [8].

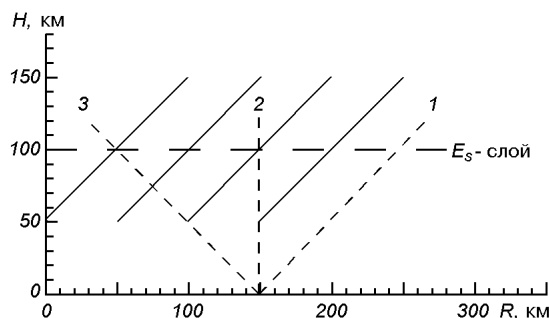
После подстановки (18) в (20) получим выражение для эффективного сечения обратного рассеяния радиоволн неоднородностями спорадического E-слоя, появление которых вызвано атмосферной турбулентностью

$$\sigma = \frac{\pi}{64} \left(\frac{\omega_p}{c} \right)^4 \frac{L_N^{-2} \sin^2 \theta_n + \beta_1^2 K^2 \sin^2 \theta_b}{(\mu K^2 + \varepsilon^{1/3} K^{2/3})^2} \cdot C_1 \varepsilon^{2/3} K^{-11/3}, \quad (21)$$

где θ_n — угол между направлениями луча радиолокатора и градиента средней концентрации электронов в слое (между \mathbf{k}_0 и \mathbf{n}), θ_b — угол между лучом радиолокатора и магнитным полем (между \mathbf{k}_0 и \mathbf{b}), $K = |\mathbf{K}| = 2|\mathbf{k}_0|$.

Оценим величину сечения σ для возможного эксперимента по обратному рассеянию радиоволн на неоднородностях среднеширотного E_s-слоя (магнитное наклонение $I = 45^\circ$), расположенного на высоте 100 км. Параметры слоя и формирующей его неоднородную структуру турбулентности приведены в конце предыдущего раздела (в данном случае плазменная частота $f_p = \omega_p/2\pi = 2.38$ МГц). Используя (15), вычислим сечение рассеяния для рабочих частот радиолокатора $f_0 = 9.21, 11.03, 12.71$ и 16.09 МГц. Именно такие частоты были использованы в эксперименте по рассеянию радиоволн на неоднородностях среднеширотного E_s-слоя (см. [15]). Они соответствуют длинам волн рассеивающих неоднородностей: 16.2, 13.6, 11.8 и 9.3 м. В каждом случае рассмотрим три варианта ориентации диаграммы направленности антенны: вдоль геомагнитного поля $\mathbf{k}_0 \parallel \mathbf{b}$ ($\theta_n = 45^\circ$; $\theta_b = 0^\circ$), вертикально $\mathbf{k}_0 \parallel \mathbf{n}$ (вдоль направления градиента средней плотности электронов в слое, $\theta_n = 0^\circ$; $\theta_b = 45^\circ$) и перпендикулярно к полю $\mathbf{k}_0 \perp \mathbf{b}$ ($\theta_n = 45^\circ$; $\theta_b = 90^\circ$) (см. рисунок). Результаты вычислений представлены в таблице. Видно, что сечение σ уменьшается с увеличением частоты падающей радиоволны, так как при этом уменьшается масштаб неоднородностей, на которых происходит рассеяние. В свою очередь неоднородности меньших масштабов менее интенсивны. Кроме того, результаты

Геометрия возможного эксперимента по рассеянию радиоволн неоднородностями E_s-слоя: пунктирными линиями 1, 2, 3 показаны варианты ориентации луча радиолокатора, а сплошными линиями — направление геомагнитного поля



Результаты вычислений величины эффективного сечения обратного рассеяния радиоволн σ на неоднородностях спорадического E-слоя для разных рабочих частот f_0 и направлений луча радиолокатора \mathbf{k}_0

| f_0 , МГц | $\mathbf{k}_0 \parallel \mathbf{b}$, 10^{-15} м^{-1} | $\mathbf{k}_0 \parallel \mathbf{n}$, 10^{-12} м^{-1} | $\mathbf{k}_0 \perp \mathbf{b}$, 10^{-12} м^{-1} |
|-------------|-----------------------------------------------------------------|-----------------------------------------------------------------|-------------------------------------------------------------|
| 9.21 | 120 | 72 | 140 |
| 11.03 | 33 | 28 | 55 |
| 12.71 | 12 | 13 | 26 |
| 16.09 | 2 | 3.6 | 7.1 |

вычислений указывают на то, что для каждой из частот величина σ максимальна в случае, когда луч радиолокатора перпендикулярен к магнитному полю и минимальна, если он направлен вдоль поля. Это, очевидно, объясняется тем, что рассеивающие мелкомасштабные неоднородности вытянуты вдоль геомагнитного поля.

ВЫВОДЫ

В работе получено аналитическое выражение для σ , эффективного сечения обратного рассеяния радиоволн на неоднородностях электронной концентрации, вызванных атмосферной турбулентностью в спорадическом E -слое. Рассмотрена зависимость величины σ от рабочей частоты радиолокатора и от ориентации его диаграммы направленности для возможного эксперимента по обратному рассеянию на таких неоднородностях.

Вычисления показали, что величина эффективного сечения σ уменьшается при увеличении частоты падающей радиоволны. Это объясняется уменьшением масштаба рассеивающих неоднородностей, формируемых атмосферной турбулентностью в E_s -слое, а чем меньше масштаб таких неоднородностей, тем меньше их интенсивность.

С изменением направления луча радиолокатора величина сечения тоже изменяется. Для каждой частоты сечение σ максимально, если луч радара перпендикулярен к геомагнитному полю и минимально, когда он направлен вдоль поля. Это позволило заключить, что рассеивающие неоднородности спорадического E -слоя вытянуты вдоль магнитного поля.

Автор благодарен рецензенту за внимательное прочтение статьи и сделанные замечания.

1. Бахметьева Н. В., Беликович В. В., Игнатьев Ю. А., Понятов А. А. Определение эффективного коэффициента рекомбинации и концентрации метеорных ионов в среднеширотном спорадическом слое E // Геомагнетизм и аэрномия.—1996.—36, № 6.—С. 36—50.
2. Власов В. И., Чашей И. В., Шишов В. И., Шишова Т. Д. Межпланетная плазма по радиоастрономическим данным // Геомагнетизм и аэрномия.—1979.—19, № 3.—С. 401—424.
3. Гершман Б. Н., Ерухимов Л. М., Яшин Ю. Я. Волновые явления в ионосфере и космической плазме. — М.: Наука, 1984.—392 с.
4. Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П. Теоретическая физика. — М.: Наука, 1979.—Т. 10: Физическая кинетика.—528 с.
5. Монин А. С., Яглом А. М. Статистическая гидромеханика. — М.: Наука, 1965.—Ч. 1.—640 с.
6. Овезельдыев О. Г., Караджаев Ю., Корсунова Л. П. О спектре амплитуды радиосигнала, отраженного от слоя E_s // Геомагнетизм и аэрномия.—1988.—28, № 6.—С. 1024—1026.
7. Рытов С. М. Введение в статистическую радиофизику. — М.: Наука, 1966.—404 с.
8. Рытов С. М., Кравцов Ю. А., Татарский В. И. Введение в статистическую радиофизику. — М.: Наука, 1978.—Ч. 2: Случайные поля.—464 с.
9. Ситенко А. Г. Флуктуации и взаимодействие волн в плазме. — К.: Наук. думка, 1977.—248 с.
10. Чашей И. В., Коджима М., Шимизу И. Уровень мелкомасштабных флуктуаций концентрации и скорость солнечного ветра // Геомагнетизм и аэрномия.—2002.—42, № 1.—С. 7—16.
11. Fejer B. G., Kelley M. C. Ionospheric irregularities // Rev. Geophys. and Space Phys.—1980.—18, N 2.—P. 401—454.
12. Fukao S., Yamamoto M., Tsunoda R. T., et al. The SEEK (Sporadic-E Experiment over Kyushu) campaign // Geophys. Res. Lett.—1998.—25, N 11.—P. 1761—1764.
13. Fukao S., Yamanaka M. D., Ao N., et al. Seasonal variability of vertical eddy diffusivity in the middle atmosphere. 1. Three-year observations by the middle and upper atmosphere radar // J. Geophys. Res.—1994.—99, N D9.—P. 18973—18987.
14. Haldoupis C., Farley D. T., Schlegel K. Type-1 echoes from the mid-latitude E-region ionosphere // Ann. Geophys.—1997.—15, N 7.—P. 908—917.

15. *Hussey G. C., Delloue J., Haldoupis C., Bourdillon A.* E-region mid-latitude irregularities observed at four radar frequencies. Experiment and first results // *Ann. Geophys.*—1997.—**15**, N 7.—P. 918—924.
16. *Gurevich A. V., Borisov N. D., Zybin K. P.* Ionospheric turbulence induced in the lower part of the E region by the turbulence of the neutral atmosphere // *J. Geophys. Res.*—1997.—**102**, N A1.—P. 379—388.
17. *Justus C. G.* The spectrum and scales of upper atmospheric turbulence // *J. Geophys. Res.*—1967.—**72**, N 7.—P. 1933—1940.
18. *Koehler J. A., Haldoupis C., Schlegel K., Virvilis V.* Simultaneous observations of E region coherent radar echoes at 2-m and 6-m radio wavelengths at midlatitude // *J. Geophys. Res.*—1997.—**102**, N A8.—P. 17255—17265.
19. *Kyzyurov Yu. V.* On the spectrum of mid-latitude sporadic-E irregularities // *Ann. Geophys.*—2000.—**18**, N 10.—P. 1283—1292.
20. *Larsen M. F., Fukao S., Yamamoto M., et al.* The SEEK chemical release experiment: Observed neutral wind profile in a region of sporadic E // *Geophys. Res. Lett.*—1998.—**25**, N 11.—P. 1789—1792.
21. *Maruyama T., Fukao S., Yamamoto M.* A possible mechanism for echo striation generation of radar backscatter from midlatitude sporadic E // *Radio Sci.*—2000.—**35**, N 5.—P. 1155—1164.
22. *Mori H., Oyama K.-I.* Sounding rocket observation of sporadic-E layer electron-density irregularities // *Geophys. Res. Lett.*—1998.—**25**, N 11.—P. 1785—1788.
23. *Ogawa T., Yamamoto M., Fukao S.* Middle and upper atmosphere radar observations of turbulence and movement of midlatitude sporadic E irregularities // *J. Geophys. Res.*—1995.—**100**, N A7.—P. 12173—12188.
24. *Rao P. B., Yamamoto M., Uchida A., et al.* MU radar observations of kilometer-scale waves in the midlatitude lower E-region // *Geophys. Res. Lett.*—2000.—**27**, N 22.—P. 3667—3670.
25. *Royrvik O., Smith L. G.* Comparison of mesospheric VHF radar echoes and rocket probe electron concentration measurements // *J. Geophys. Res.*—1984.—**89**, N A10.—P. 9014—9022.
26. *Schlegel K.* Measurements of electron density fluctuations during the ROSE rocket flights // *J. Atmos. Terr. Phys.*—1992.—**54**, N 6.—P. 715—723.
27. *Schlegel K., Gurevich A. V.* Radar backscatter from plasma irregularities of the lower E region induced by neutral turbulence // *Ann. Geophys.*—1997.—**15**, N 7.—P. 870—877.
28. *Steinweg A., Krankowsky D., Lammerzahn P., Anweiler B.* Metal ion layers in the auroral E-region measured by mass spectrometers // *J. Atmos. Terr. Phys.*—1992.—**54**, N 6.—P. 703—714.
29. *Tsunoda R. T., Fukao S., Yamamoto M.* On the origin of quasi-periodic radar backscatter from midlatitude sporadic E // *Radio Sci.*—1994.—**29**, N 1.—P. 349—365.
30. *Tsunoda R. T., Fukao S., Yamamoto M., Hamasaki T.* First 24.5-MHz radar measurements of quasi-periodic backscatter from field-aligned irregularities in midlatitude sporadic E // *Geophys. Res. Lett.*—1998.—**25**, N 11.—P. 1765—1768.
31. *Whitehead J. D.* Recent work on mid-latitude and equatorial sporadic-E // *J. Atmos. Terr. Phys.*—1989.—**51**, N 5.—P. 401—424.
32. *Yamamoto M., Komoda N., Fukao S., et al.* Spatial structure of the E region field-aligned irregularities revealed by the MU radar // *Radio Sci.*—1994.—**29**, N 1.—P. 337—347.

Поступила в редакцию 15.11.04