

Методика дистанционной диагностики ионосферных возмущений в мощном мезосферном электрическом поле

С. И. Мартыненко

*Харьковский национальный университет им. В. Н. Каразина,
Украина, 61077, Харьков, пл. Свободы, 4
E-mail: Sergey.I.Martynenko@univer.kharkov.ua*

Статья поступила в редакцию 5 сентября 2002 г.

Предлагается апробированная методика одновременной дистанционной диагностики напряженности мощного мезосферного электрического поля (ММЭП) и возникающих в этом поле возмущений основных параметров D-области ионосферы, базирующаяся на регистрации частично отраженных от ионосферы радиосигналов СЧ диапазона. Использовалось модельное представление источника ММЭП в виде мезосферного источника тока. В качестве примера приведены полученные по измерениям в районе г. Харькова высотные профили напряженности ММЭП, возмущений эффективной частоты соударений и концентрации электронов, относительных возмущений температуры электронов, эффективной частоты прилипания электронов, эффективного коэффициента электрон-ионной рекомбинации, коэффициента потерь энергии электроном при одном соударении с тяжелой частицей, низкочастотной проводимости плазмы, концентраций положительных и отрицательных ионов в нижней части D-области. Получены оценки суммарной погрешности определения вышеуказанных параметров.

Запропоновано апробовану методику одночасної дистанційної діагностики напруженості потужного мезосферного електричного поля (ПМЕП) та збурень основних параметрів D-області іоносфери, що виникають у цьому полі, яка базується на реєстрації частково відбитих від іоносфери радіосигналів СЧ діапазону. Використовувалось модельне представлення джерела ПМЕП у вигляді мезосферного джерела струму. Як приклад наведено одержані за вимірюваннями у районі м. Харкова висотні профілі напруженості ПМЕП, збурень ефективної частоти зіткнень та концентрації електронів, відносних збурень температури електронів, ефективної частоти прилипання електронів, ефективного коефіцієнта електрон-іонної рекомбінації, коефіцієнта втрат енергії електроном при одному зіткненні з важкою частинкою, низькочастотної провідності плазми, концентрацій позитивних та негативних іонів у нижній частині D-області. Одержано оцінки сумарної похибки визначення вищевказаних параметрів.

1. Введение

Геоэлектрические поля играют основополагающую роль в электродинамике околоземной среды (см., например, [1, 2]). Открытие в 70-х годах с помощью прямых ракетных измерений существования мощных мезосферных электрических полей (ММЭП) с напряженностью поля от единиц до десятка В/м положило

начало развитию представлений о мезосфере, как об активном элементе глобальной атмосферной электродинамической системы [3, 4]. При этом ММЭП могут существенно (до нескольких раз и более) возмущать основные параметры нижней ионосферы [5], что также влечет за собой изменение условий ионосферного распространения радиоволн различных диапазонов. С точки зрения макропроцессов

учет ММЭП открывает дополнительные возможности в моделировании электродинамических связей между нижними и верхними слоями атмосферы (особенно в возмущенных условиях [5-10]), а также в уточнении существующих механизмов развития в средней атмосфере крупномасштабных оптико-электрических явлений типа “red sprites” и “elves”, открытых в последнее десятилетие (см., например, обзор [11]).

Хотя возможный механизм генерации ММЭП, основанный на развитии в мезосфере двухпоточковой неустойчивости, был предложен еще в работе [12], удовлетворительной модели пространственно-временного распределения ММЭП пока разработать не удалось. Одной из основных причин этого является эпизодичность и высокая стоимость прямых ракетных измерений ММЭП, что делает затруднительным создание необходимого банка экспериментальных данных (см., например, [13]). В последние годы в работах [5, 14, 15] была разработана и апробирована методика дистанционного определения напряженности ММЭП по регистрациям частично отраженных (ЧО) радиосигналов в диапазоне высот 60 ÷ 70 км, которая позволила увеличить объем сведений о мезосферном электричестве. К сожалению, к существенному недостатку предложенной методики можно отнести сравнительно узкий высотный диапазон ее применимости. Это объясняется некорректностью пренебрежения влиянием дифференциального поглощения обыкновенной и необыкновенной компонент ЧО сигнала на отношение интенсивностей этих компонент во всей D-области. В работе [16] на основании анализа материального уравнения для вертикальных квазистационарных ММЭП с учетом усредненной по ансамблю реализаций экспериментальной высотной зависимости напряженности ММЭП был сделан важный вывод о том, что для ионосферной нагрузки источник ММЭП представляет собой источник тока (по крайней мере для высот $z > 60$ км). Таким образом, появилась принципиальная возможность использовать модельное представление источника ММЭП как мезосферного источника тока существенно расширить пределы применимости и возмож-

ности методики дистанционной диагностики ионосферных возмущений при наличии ММЭП с помощью регистраций ЧО сигналов, чему и посвящена данная работа.

2. Основные положения методики

Для конкретизации функциональных связей между характеристиками ММЭП, ионосферной плазмы и ЧО радиосигналов в качестве исходной используем следующую квазистационарную систему уравнений (см., например, [5]):

$$R(z) = \frac{\overline{A^2}}{A_+^2} = \frac{[(\omega + \omega_L)^2 + v_e^2]^2}{[(\omega - \omega_L)^2 + v_e^2]^2} \times \frac{(\omega - \omega_L)^2 K_\epsilon^2 \left(\frac{\omega - \omega_L}{v_e} \right) + v_e^2 K_\sigma^2 \left(\frac{\omega - \omega_L}{v_e} \right)}{(\omega + \omega_L)^2 K_\epsilon^2 \left(\frac{\omega + \omega_L}{v_e} \right) + v_e^2 K_\sigma^2 \left(\frac{\omega + \omega_L}{v_e} \right)} \times \exp\{4K_+(z) - 4K_-(z)\}, \quad (1)$$

$$K_\pm(z) = \frac{2\pi}{c} \int_{z_0}^z \sigma_{e\pm}(z) dz, \quad (2)$$

$$\sigma_{e\pm}(z) = \frac{e^2 N(z) v_e(z)}{m [(\omega \pm \omega_L)^2 + v_e^2(z)]} K_\sigma \left(\frac{\omega \pm \omega_L}{v_e(z)} \right), \quad (3)$$

$$q_i + v_d \lambda N - v_a N - \alpha_r (1 + \lambda) N^2 = 0, \quad (4)$$

$$q_i - \alpha_r (1 + \lambda) N^2 - \alpha_i \lambda (1 + \lambda) N^2 = 0, \quad (5)$$

$$\frac{2Q_e}{3kN} - \delta v_e (T_e - T_n) = 0, \quad (6)$$

$$j_e = \sigma_e E = \text{const}, \quad (7)$$

где $\overline{A_-^2}$ и $\overline{A_+^2}$ – усредненные интенсивности необыкновенной и обыкновенной компонент ЧО сигналов соответственно; $K_{\pm}(z)$ – интегральное поглощение ЧО радиосигнала для обыкновенной (индекс “+”) и необыкновенной (индекс “-”) компонент ($K_-(z) > K_+(z)$); $\sigma_{e\pm}$ – соответствующая высокочастотная электронная проводимость для обыкновенной или необыкновенной компоненты; $\omega = 2\pi f$ (f – частота зондирующей радиоволны); $\omega_L = 2\pi f_L$ (f_L – продольная составляющая гирочастоты электронов, для средних широт

$$f_L \approx 1.35 \text{ МГц}); K_{\epsilon}^2 \left(\frac{\omega \pm \omega_L}{v_e} \right) \text{ и } K_{\sigma}^2 \left(\frac{\omega \pm \omega_L}{v_e} \right) -$$

кинетические коэффициенты для высокочастотных диэлектрической проницаемости и проводимости плазмы в D-области ионосферы (см., например, [17]); e – заряд электрона; m – масса покоя электрона; c – скорость света в вакууме; z_0 – высота нижней границы ионосферы (в большинстве случаев полагается $z_0 = 60$ км днем и $z_0 = 75 \div 80$ км ночью); q_i – скорость ионообразования; v_d – эффективная частота отлипания электронов от отрицательных ионов; N – концентрация электронов; $\lambda = N^-/N$ – отношение концентрации отрицательных ионов к концентрации электронов; N^- – концентрация отрицательных ионов; v_a – эффективная частота прилипания электронов к нейтральным частицам; α_r – эффективный коэффициент электрон-ионной рекомбинации; α_i – эффективный коэффициент ион-ионной рекомбинации; Q_e/N – средняя энергия, сообщаемая электрону внешним источником нагрева (например, внешним электрическим полем); k – постоянная Больцмана; T_e – температура электронов; T_n – температура нейтральных частиц; δ – относительная доля энергии, теряемая электроном при одном соударении с тяжелой частицей; v_e – эффективная частота соударений электронов с нейтральными частицами; j_e – плотность тока, которая обеспечивается внешним атмосферным источником тока; σ_e – низкочастотная электронная проводимость плазмы в D-области; E – напряженность квазистационарного мезосферного вертикального электрического поля.

Функция $R(z)$ в (1) описывает связь между отношением усредненных интенсивностей необыкновенной и обыкновенной компонент ЧО сигналов при квазипродольном распространении и параметрами возмущенной D-области. Уравнения (4) – (6) являются уравнениями баланса для концентрации электронов, концентрации положительных ионов и температуры электронов соответственно, а уравнение (7) – нелинейным материальным уравнением для ММЭП в квазистационарном случае (закон Ома в дифференциальной форме). При записи уравнений (4) – (6) полагалось, что слабоионизированная ионосферная плазма квазинейтральна, температура положительных и отрицательных ионов равна температуре нейтральных частиц, а влиянием процессов переноса на локальные плазменные возмущения можно пренебречь (см., например, [5]). В D-области

$$Q_e = j_e E = j_e / \sigma_e. \quad (8)$$

Учтем также, что (см., например, [17, 18])

$$\sigma_e = K_{\sigma}(0) \frac{e^2 N}{m v_e}, \quad (9)$$

$$v_e = 5.8 \cdot 10^{-11} N_n T_e^{5/6}, \quad (10)$$

$$\delta = \delta_0 (T_n/T), \quad (T_e/T_n < 4), \quad (11)$$

$$\delta = 0.2\delta_0, \quad (4 < T_e/T_n < 15),$$

$$v_a = (1.4 \cdot 10^{-29} (300/T_e) \exp(100/T_n) \exp(-700/T_e) \times N(O_2) + 1.0 \cdot 10^{-31} N(N_2)) N(O_2), \quad (12)$$

$$\alpha_r \approx 6.0 \cdot 10^{-6} \left(\frac{300}{T_n} \right)^{1/2} \left(\frac{T_n}{T_e} \right)^{1/2}, \quad (13)$$

где $K_\sigma = 1.42$ [17]; N_n – концентрация нейтральных частиц; $N(O_2)$ – концентрация молекулярного кислорода, см^{-3} ; $N(N_2)$ – концентрация молекулярного азота, см^{-3} ; T_e и T_n приводятся в К, v_a в с^{-1} , α_r в $\text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$; индексом “0” здесь и далее обозначаются параметры ионосферной плазмы в отсутствие ММЭП.

Пренебрегая дифференциальным поглощением нормальных мод ЧО радиосигналов для 1-го нижнего слоя (обычно в дневных условиях это пренебрежение справедливо при высоте $z_1 < 66 \div 69$ км, см., например, [19, 20]), из (1) получаем следующее соотношение для определения возмущенной частоты $\nu_e(z_1)$ по экспериментальному значению $R(z_1)$ [5, 14, 15]:

$$R(z_1) = \frac{[(\omega + \omega_L)^2 + \nu_e^2(z_1)]^2}{[(\omega - \omega_L)^2 + \nu_e^2(z_1)]^2} \times \frac{(\omega - \omega_L)^2 K_\epsilon^2 \left(\frac{\omega - \omega_L}{\nu_e(z_1)}\right) + \nu_e^2(z_1) K_\sigma^2 \left(\frac{\omega - \omega_L}{\nu_e(z_1)}\right)}{(\omega + \omega_L)^2 K_\epsilon^2 \left(\frac{\omega + \omega_L}{\nu_e(z_1)}\right) + \nu_e^2(z_1) K_\sigma^2 \left(\frac{\omega + \omega_L}{\nu_e(z_1)}\right)}. \quad (14)$$

Далее, из (6) – (11) легко получить выражение, связывающее $\nu_e(z_1)$ с $E(z_1)$ [5, 14, 15]:

$$E^2 = \frac{km\delta_0 T_{e0}(z_1)}{0.97e^2} \nu_e^2(z_1) \left\{ 1 - \left(\frac{\nu_{e0}(z_1)}{\nu_e(z_1)}\right)^{6/5} \right\}, \quad (15)$$

$(T_e/T_{e0} \leq 4),$

$$E^2 = \frac{km\delta_0 T_{e0}(z_1)}{4.85e^2} \nu_e^2(z_1) \left\{ \left(\frac{\nu_e(z_1)}{\nu_{e0}(z_1)}\right)^{6/5} - 1 \right\}, \quad (16)$$

$(T_e/T_{e0} > 4),$

где $T_{e0}(z_1)$ и $\nu_{e0}(z_1)$ связаны соотношением (10).

Принципиальным шагом перед переходом ко 2-му слою является определение тока j_e источника ММЭП с помощью (4) – (16). В результате для возмущенного значения $N(z_1)$ получаем:

$$N(z_1) = q_i^{1/2}(z_1) \left\{ (1 + \lambda(\theta_1)) (\alpha_r(\theta_1) + \lambda(\theta_1) \alpha_f(z_1)) \right\}^{-1/2}. \quad (17)$$

Выражение (17) позволяет конкретизировать j_e с помощью (7), (9). Здесь

$$\theta_1 = T_e(z_1)/T_{e0}(z_1) = (\nu_e(z_1)/\nu_{e0}(z_1))^{6/5}.$$

Далее, для 2-го слоя из (6) – (9) для $N(z_2)$ получаем:

$$N(z_2) = j_e \left\{ 2.1 \cdot k \frac{e^2}{m} T_{e0}(z_2) \delta(\theta_2) (\theta_2 - 1) \right\}^{-1/2}. \quad (18)$$

Приравнявая (18) и выражение для $N(z_2)$, определяемое из (1), получаем в результате следующее уравнение относительно $\nu_e(z_2)$ с учетом нелинейного дифференциального поглощения ЧО сигналов:

$$j_e \left\{ 2.1 \cdot k \frac{e^2}{m} T_{e0}(z_2) \delta(\theta_2) (\theta_2 - 1) \right\}^{-1/2} = \ln \left\{ R^{-1}(z_2) \frac{[(\omega + \omega_L)^2 + \nu_e^2(z_2)]^2}{[(\omega - \omega_L)^2 + \nu_e^2(z_2)]^2} \times \frac{(\omega - \omega_L)^2 K_\epsilon^2 \left(\frac{\omega - \omega_L}{\nu_e(z_2)}\right) + \nu_e^2(z_2) K_\sigma^2 \left(\frac{\omega - \omega_L}{\nu_e(z_2)}\right)}{(\omega + \omega_L)^2 K_\epsilon^2 \left(\frac{\omega + \omega_L}{\nu_e(z_2)}\right) + \nu_e^2(z_2) K_\sigma^2 \left(\frac{\omega + \omega_L}{\nu_e(z_2)}\right)} \right\} \times \left[\frac{8\pi e^2}{mc} \nu_e(z_2) \Delta z \left(\frac{K_\sigma \left(\frac{\omega - \omega_L}{\nu_e(z_2)}\right)}{(\omega - \omega_L)^2 + \nu_e^2(z_2)} - \frac{K_\sigma \left(\frac{\omega + \omega_L}{\nu_e(z_2)}\right)}{(\omega + \omega_L)^2 + \nu_e^2(z_2)} \right) \right]^{-1}, \quad (19)$$

где Δz – шаг по высоте. Правая и левая части уравнения (19) равны $N(z_2)$, поэтому определив $\nu_e(z_2)$, из (19) легко найти $N(z_2)$.

Переходя к 3-му слою, получаем следующее уравнение для определения $v_e(z_3)$:

$$\begin{aligned}
 & j_e \left\{ 2.1 \cdot k \frac{e^2}{m} T_{e0}(z_3) \delta(\theta_3) (\theta_3 - 1) \right\}^{-1/2} = \\
 & = \left\{ \ln \left[R^{-1}(z_3) \frac{[(\omega + \omega_L)^2 + v_e^2(z_3)]^2}{[(\omega - \omega_L)^2 + v_e^2(z_3)]^2} \times \right. \right. \\
 & \times \left. \frac{(\omega - \omega_L)^2 K_\epsilon^2 \left(\frac{\omega - \omega_L}{v_e(z_3)} \right) + v_e^2(z_3) K_\sigma^2 \left(\frac{\omega - \omega_L}{v_e(z_3)} \right)}{(\omega + \omega_L)^2 K_\epsilon^2 \left(\frac{\omega + \omega_L}{v_e(z_3)} \right) + v_e^2(z_3) K_\sigma^2 \left(\frac{\omega + \omega_L}{v_e(z_3)} \right)} \right\} - \\
 & - 4(K_-(z_2) - K_+(z_2)) \left\{ \frac{8\pi e^2}{mc} v_e(z_3) \Delta z \times \right. \\
 & \times \left. \left(\frac{K_\sigma \left(\frac{\omega - \omega_L}{v_e(z_3)} \right)}{(\omega - \omega_L)^2 + v_e^2(z_3)} - \frac{K_\sigma \left(\frac{\omega + \omega_L}{v_e(z_3)} \right)}{(\omega + \omega_L)^2 + v_e^2(z_3)} \right) \right\}^{-1}, \quad (20)
 \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned}
 & 4(K_-(z_2) - K_+(z_2)) = \\
 & = \ln \left\{ R^{-1}(z_2) \frac{[(\omega + \omega_L)^2 + v_e^2(z_2)]^2}{[(\omega - \omega_L)^2 + v_e^2(z_2)]^2} \times \right. \\
 & \times \left. \frac{(\omega - \omega_L)^2 K_\epsilon^2 \left(\frac{\omega - \omega_L}{v_e(z_2)} \right) + v_e^2(z_2) K_\sigma^2 \left(\frac{\omega - \omega_L}{v_e(z_2)} \right)}{(\omega + \omega_L)^2 K_\epsilon^2 \left(\frac{\omega + \omega_L}{v_e(z_2)} \right) + v_e^2(z_2) K_\sigma^2 \left(\frac{\omega + \omega_L}{v_e(z_2)} \right)} \right\},
 \end{aligned}$$

как следует из (1) – (3), (19). По определен-

ному значению $v_e(z_3)$ из (20) легко получить $N(z_3)$.

Далее предлагаемая процедура последовательно повторяется до тех пор, пока относительные возмущения эффективной частоты соударений и температуры электронов не станут гораздо меньшими единицы. Тогда для вышележащих практически невозмущенных слоев значения N определяются из (1), (2) с помощью классической методики дифференциального поглощения ЧО радиосигналов с априорным заданием v_{e0} [19, 20].

Необходимо отметить, что приведенная выше методика позволяет не только одновременно получать высотные профили возмущенных эффективной частоты соударений, температуры и концентрации электронов, а также соответствующих напряженностей возмущающих мезосферных электрических полей, но и одновременно экспериментально оценивать возмущенные значения основных параметров микропроцессов в D-области (а именно: v_a/v_{a0} , δ/δ_0 , α_r/α_{r0} , λ/λ_0 , σ/σ_{e0} , N^-/N_0^- и N^+/N_0^+). Т. е. можно проводить комплексную дистанционную диагностику возмущенной D-области в присутствии ММЭП и экспериментально исследовать электродинамические свойства мезосферы как активного элемента атмосферной электрической цепи. К сожалению, существенным недостатком этой методики является ее применимость только при условии надежного приема ЧО сигналов от нижней части D-области (60 ÷ 70 км), что на практике осуществимо далеко не всегда.

3. Результаты эксперимента

Проиллюстрируем возможности предлагаемой методики на примере обработки результатов эксперимента, проведенного 24.11.84 г. на радиофизической обсерватории Харьковского национального университета (пос. Гайдары Харьковской обл.) с помощью радиотехнического комплекса частичных отражений (см., например, [21]). В эксперименте для зондирования нижней ионосферы использовались рабочая частота 2.3 МГц, зондирующие импульсы длительностью 25 мкс, частота повторений импульсов составляла 1 Гц. На основа-

нии предварительного анализа данных был выбран пятиминутный интервал регистрации ЧО сигналов (09:54 – 09:59 LT), который характеризовался отсутствием временного тренда интенсивности ЧО сигналов с высот 66 ÷ 84 км и отношением сигнал/шум, превышающим 8. После проверки на однородность исходных статистических рядов интенсивностей сигнала+шума и шума по критерию трех среднеквадратических отклонений и последующего выделения интенсивностей ЧО сигналов формировалась экспериментальная высотная зависимость усредненных значений функции $R(z)$ с соответствующими оценками выборочных дисперсий $S^2(R)$ (см., например, [22]):

$$S^2(R) = \left(\frac{A_-^2}{A_+^2} \right)^2 \left\{ \frac{S^2(A_-^2)}{(A_-^2)^2} + \frac{S^2(A_+^2)}{(A_+^2)^2} - 2\rho_{\pm} \frac{S(A_-^2)S(A_+^2)}{A_-^2 A_+^2} \right\}, \quad (21)$$

где $S^2(A_-^2)$, $S^2(A_+^2)$, ρ_{\pm} – выборочные дисперсии и коэффициент взаимной корреляции интенсивностей необыкновенной и обыкновенной компонент ЧО сигналов соответственно. Оцененные с помощью (21) по уровню доверительной вероятности 0.99 доверительные интервалы для $R(z)$ лежали в пределах от $\pm 2.4\%$ (для 66 км) до $\pm 16\%$ (для 78 км).

Далее экспериментальная зависимость $R(z)$ использовалась для одновременного определения высотных зависимостей основных параметров возмущенной D-области и характеристик возмущающих ММЭП (см. таблицу, здесь в скобках указаны соответствующие статистические доверительные интервалы по уровню доверительной вероятности 0.99). Сначала для $z = 66$ км из (14) определялась $v_e(z)$ при $v_{e0}(z) = 1.68 \cdot 10^7 \text{ c}^{-1}$, что соответствует невозмущенной температуре электронов $T_{e0} = 240$ К в изотермической ионосферной плазме (использовались модельные параметры невозмущенной среды из работ [17, 18, 23-29]). Затем по известным v_e , v_{e0} с использованием (10)–(13), (15) были получены E , T_e/T_{e0} , δ/δ_0 , α/α_0 , v/v_0 , λ/λ_0 при $z = 66$ км.

Принимая во внимание высокую стабильность в спокойных геомагнитных условиях основного источника ионизации на высоте 66 км, каковым являются космические лучи (см., например, [1, 23-25, 29]), можно задать $N_0 = 60 \text{ см}^{-3}$ при $z = 60$ км, $q_i = 0.05 \text{ см}^{-3} \cdot \text{c}^{-1}$ (см. также [16]). Тогда из (4), (5), (12), (13) при $\alpha_{r0} = 6.7 \cdot 10^{-6} \text{ см}^{-3} \cdot \text{c}^{-1}$, $\alpha_i = 6.8 \cdot 10^{-8} \text{ см}^{-3} \cdot \text{c}^{-1}$, $v_{a0} = 0.7 \text{ c}^{-1}$, $v_d = 0.7 \text{ c}^{-1}$, $\lambda_0 = v_{a0}/v_d = 1.0$ получаем N при $z = 66$ км, а также из (7), (9) находим не зависящую от высоты при $z \geq 66$ км характеристику мезосферного источника тока $j_e = 3.58 \cdot 10^{-8} \text{ А/м}^2$. Процедура получения возмущенных параметров ионосферной плазмы на следующих высотах уже была описана выше. При этом полагалось $v_{e0}(z) = 1.1 \cdot 10^7 \text{ c}^{-1}$, $T_{e0}(z) = 230$ К для $z = 69$ км; $v_{e0}(z) = 6.8 \cdot 10^6 \text{ c}^{-1}$, $T_{e0}(z) = 210$ К для $z = 72$ км; $v_{e0}(z) = 4.2 \cdot 10^6 \text{ c}^{-1}$ для $z = 75$ км; $v_{e0}(z) = 2.5 \cdot 10^6 \text{ c}^{-1}$ для $z = 78$ км.

Из таблицы 1 видно, что относительная статистическая погрешность определения ионосферных параметров в эксперименте лежала в пределах от единиц процентов при $z = 66$ км до 23 % при $z = 78$ км по уровню доверительной вероятности 0.99, т. е. была относительно небольшой. Однако существуют источники систематических погрешностей, анализировать которые необходимо в каждом конкретном случае. Так, например, для данного эксперимента дополнительная погрешность за счет пренебрежения дифференциальным поглощением при $z \leq 66$ км составила 2 %. В общем случае вариациям подвержены также априорно задаваемые величины v_{e0} и связанные с ними T_{e0} (см. (10)), источниками которых могут быть сезонные, суточные, региональные зависимости атмосферных параметров, а также атмосферные возмущения, вызываемые акустико-гравитационными волнами (см., например, [30]). Нельзя также полностью исключать аппаратные погрешности при получении v_e (например, неточное определение высоты ЧО сигналов). Проконтролировать и учесть все возможные источники подобных погрешностей весьма затруднительно. Однако анализ

Таблица. Параметры D-области, возмущенной мощными мезосферными электрическими полями

z, км	66	69	72	75	78
$v_e, \text{ c}^{-1}$	$\left[3.15 \begin{pmatrix} +0.07 \\ -0.07 \end{pmatrix} \right] \cdot 10^7$	$\left[2.51 \begin{pmatrix} +0.22 \\ -0.29 \end{pmatrix} \right] \cdot 10^7$	$\left[6.90 \begin{pmatrix} +0.10 \\ -0.10 \end{pmatrix} \right] \cdot 10^6$	$4.2 \cdot 10^6$	$2.5 \cdot 10^6$
$E, \text{ В/м}$	$0.46 \begin{pmatrix} +0.02 \\ -0.02 \end{pmatrix}$	$0.40 \begin{pmatrix} +0.04 \\ -0.07 \end{pmatrix}$	$0.02 \begin{pmatrix} +0.01 \\ -0.01 \end{pmatrix}$	0	0
v_e/v_{e0}	$1.88 \begin{pmatrix} +0.05 \\ -0.05 \end{pmatrix}$	$2.29 \begin{pmatrix} +0.19 \\ -0.27 \end{pmatrix}$	$1.01 \begin{pmatrix} +0.01 \\ -0.01 \end{pmatrix}$	1.0	1.0
T_e/T_{e0}	$2.13 \begin{pmatrix} +0.06 \\ -0.06 \end{pmatrix}$	$2.70 \begin{pmatrix} +0.28 \\ -0.38 \end{pmatrix}$	$1.01 \begin{pmatrix} +0.01 \\ -0.01 \end{pmatrix}$	1.0	1.0
δ/δ_0	$0.47 \begin{pmatrix} +0.01 \\ -0.01 \end{pmatrix}$	$0.37 \begin{pmatrix} +0.06 \\ -0.03 \end{pmatrix}$	$0.99 \begin{pmatrix} +0.01 \\ -0.01 \end{pmatrix}$	1.0	1.0
$N, \text{ см}^{-3}$	$60 \begin{pmatrix} +1 \\ -2 \end{pmatrix}$	$60 \begin{pmatrix} +5 \\ -12 \end{pmatrix}$	$350 \begin{pmatrix} +50 \\ -60 \end{pmatrix}$	$400 \begin{pmatrix} +90 \\ -80 \end{pmatrix}$	$\left[1.2 \begin{pmatrix} +0.28 \\ -0.25 \end{pmatrix} \right] \cdot 10^3$
v_a/v_{a0}	$1.95 \begin{pmatrix} +0.06 \\ -0.06 \end{pmatrix}$	$2.15 \begin{pmatrix} +0.03 \\ -0.05 \end{pmatrix}$	1.0	1.0	1.0
α_r/α_{r0}	$0.69 \begin{pmatrix} +0.01 \\ -0.01 \end{pmatrix}$	$0.61 \begin{pmatrix} +0.05 \\ -0.03 \end{pmatrix}$	1.0	1.0	1.0
λ/λ_0	$1.95 \begin{pmatrix} +0.06 \\ -0.06 \end{pmatrix}$	$2.15 \begin{pmatrix} +0.03 \\ -0.05 \end{pmatrix}$	1.0	1.0	1.0
N/N_0	$1.00 \begin{pmatrix} +0.01 \\ -0.03 \end{pmatrix}$	$1.11 \begin{pmatrix} +0.09 \\ -0.22 \end{pmatrix}$	1.0	1.0	1.0
N^-/N_0^-	$1.95 \begin{pmatrix} +0.01 \\ -0.04 \end{pmatrix}$	$2.39 \begin{pmatrix} +0.13 \\ -0.45 \end{pmatrix}$	1.0	1.0	1.0
N^+/N_0^+	$1.50 \begin{pmatrix} +0.01 \\ -0.04 \end{pmatrix}$	$1.47 \begin{pmatrix} +0.11 \\ -0.28 \end{pmatrix}$	1.0	1.0	1.0
σ_e/σ_{e0}	$0.53 \begin{pmatrix} +0.02 \\ -0.03 \end{pmatrix}$	$0.48 \begin{pmatrix} +0.01 \\ -0.04 \end{pmatrix}$	$0.99 \begin{pmatrix} +0.01 \\ -0.01 \end{pmatrix}$	1.0	1.0

уравнения (1) показывает, что для каждого конкретного экспериментального значения R существует свой диапазон возможных вариаций v_{e0} , который соответствует положительным значениям N в (1). Поэтому физическое требование $N \geq 0$ фактически налагает ограничения на величину суммарной максимально возможной систематической погрешности при определении либо заданной v_{e0} . Например, в данном эксперименте такая погрешность не превышает 16 % (соответствует $N = 0$ при $z = 69$ км). Анализ экспериментальных данных из [14, 15] показывает, что за период наблюдений с 1979 по 1994 г. в районе г. Харькова погрешность только один раз достигла 38 % (вероятность 0.005). Среднее ее значение составило около 19 %. Справедливо и обратное утверждение – реально существующему диапазону значений $v_{e0} \pm \Delta v_{e0}$ соответствует ограниченный диапазон реально возможных $R \pm \Delta R$, что в каждом конкретном случае ограничивает максимально возможную систематическую экспериментальную погрешность в определении R (в эксперименте максимально возможное значение $\Delta R/R$ составляло около 16 %). Таким образом, в конкретном эксперименте всегда существуют физические основания для ограничения и уточнения возможной суммарной методической погрешности. Например, в данном эксперименте она не превышает 30 % при $z \leq 69$ км и 50 % при $69 < z \leq 78$ км, что согласуется с результатами работ [14-16].

В целом из таблицы видно, что ММЭП вызывают значительные (до двух раз и более) возмущения практически всех основных параметров плазмы, кроме электронной концентрации в нижней части D-области. Последнее объясняется взаимной компенсацией процессов уменьшения N за счет активизации прилипания электронов к нейтральным частицам и увеличения N за счет уменьшения эффективного коэффициента электрон-ионной рекомбинации под действием ММЭП (см. (4) – (7), (12), (13)).

4. Обсуждение и выводы

Таким образом, приведенные в данной работе результаты исследований свидетельствуют о том, что предлагаемая методика позволяет проводить комплексную дистанционную диагностику процессов взаимодействия электрически активной мезосферы с ионосферной плазмой D-области с точностью, не уступающей точности аналогичных прямых ракетных измерений (см., например, [3, 4, 13]), но с гораздо меньшими материальными затратами. Существенное расширение возможностей этой методики по сравнению с дистанционной методикой, предложенной ранее в работах [14, 15] (расширение высотного диапазона применимости практически на всю D-область, возможность одновременного получения характеристик ММЭП и возмущенных концентраций заряженных частиц в плазме), было достигнуто с помощью модельного представления источника ММЭП в виде источника тока [16]. Суммарная минимальная погрешность предлагаемой методики, по-видимому, составляет около 20 %, а максимальная может достигать 40 ÷ 50 %. Конкретные значения погрешностей нуждаются в уточнении в каждом отдельном эксперименте. Вышеуказанные погрешности могут быть уменьшены приблизительно в 2 раза путем привлечения к анализу данных результатов одновременных независимых измерений температуры нейтральных частиц в мезосфере (например, лидарными методами [2, 26]).

Итак, есть все основания надеяться, что дальнейшее развитие и внедрение дистанционных методов одновременной диагностики характеристик ММЭП и параметров возмущенной нижней ионосферы позволит уменьшить существующий острый дефицит экспериментальных данных об электродинамических процессах в электрически активной мезосфере во взаимосвязи с состоянием других областей атмосферы и ионосферы.

Работа выполнена при поддержке Научно-технологического центра Украины, грант № 1773.

Литература

1. H. Volland. Atmospheric electrodynamics. Berlin, Springer-Verlag, 1984, 205 pp.
2. Coupling, energetic and dynamics of atmospheric regions: CEDAR (Phase III). Executive summary. Bolder, CO, Philip Tobias Enterprises, 1996, 40 pp.
3. Ю. А. Брагин, А. А. Тютин, А. А. Кочеев, А. А. Тютин. Космич. исслед. 1974, **12**, вып. 2, с. 306-308.
4. R. A. Goldberg. J. Atmos. Terr. Phys. 1984, **46**, No. 11, pp. 1083-1101.
5. S. I. Martynenko. J. Atmos. Electricity. 1999, **19**, No. 1, pp. 1-9.
6. С. И. Мартыненко, И. М. Фукс, Р. С. Шубова. Геомагнетизм и аэрономия. 1994, **34**, №2, с. 121-129.
7. S. I. Martynenko, I. M. Fuks, R. S. Shubova. J. Atmos. Electricity. 1996, **16**, No. 3. pp. 259-269.
8. I. M. Fuks, R. S. Shubova, S. I. Martynenko. J. Atmos. Solar-Terr. Phys. 1997, **59**, No. 9, pp. 961-965.
9. S. I. Martynenko. Conf. Proceedings 2000 Intern. Conf. on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory. Vol. 2. Kharkov, KONTRAST Publ. Center, 2000, pp. 627-629.
10. A. M. Gokov, S. I. Martynenko, V. T. Rozumenko, O. F. Tyrnov. Conf. Proceedings 2000 Intern. Conf. on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory. Vol. 2. Kharkov, KONTRAST Publ. Center, 2000, pp. 655-657.
11. C. J. Rodger. Rev. Geophys. 1999, 37, No. 3, pp. 317-336.
12. С. В. Поляков, В. О. Рапопорт, В. Ю. Трахтенгерц. Геомагнетизм и аэрономия. 1990, **30**, №5, с. 869-871.
13. R. A. Goldberg. Adv. Space Res. 1990, **10**, No. 10, pp. 209-217.
14. А. М. Гоков, С. И. Мартыненко. Геомагнетизм и аэрономия. 1997, **37**, №2, с. 76-80.
15. S. I. Martynenko, V. T. Rozumenko, A. M. Tsymbal, O. F. Tyrnov, A. M. Gokov. J. Atmos. Electricity. 1999, **19**, No. 2, pp. 81-86.
16. S. I. Martynenko, V. T. Rozumenko, O. F. Tyrnov. Adv. Space Res. 2001, **27**, No. 6-7, pp. 1127-1132.
17. A. V. Gurevich. Nonlinear phenomena in the ionosphere. New York, Springer-Verlag, 1978, 370 pp.
18. A. A. Tomko, A. J. Ferraro, H. S. Lee, A. P. Mitra. J. Atmos. Terr. Phys. 1980, **42**, No. 3, pp. 275-285.
19. J. S. Belrose, M. J. Burke. J. Geophys. Res. 1964, **69**, No. 13, pp. 2799-2818.
20. В. А. Иванов. Исследование D-области ионосферы методом частичных отражений. Москва, изд-во ВИНТИ, 1985, 196 с.
21. О. Ф. Tyrnov, К. П. Garmash, А. М. Gokov, А. И. Gritchin, V. L. Dorohov, L. G. Kontzevaya, L. S. Kostrov, S. G. Leus, S. I. Martynenko, V. A. Misyura, V. A. Podnos, S. N. Pokhilko, V. T. Rozumenko, V. G. Somov, A. M. Tsymbal, L. F. Chernogor, A. S. Shemet. Turkish J. Phys. 1994, **18**, No. 11, pp. 1260-1265.
22. Д. Худсон. Статистика для физиков. Москва, Мир, 1970, 296 с.
23. М. Мак-Ивен, Л. Филлипс. Химия атмосферы. Москва, Мир, 1978, 375 с.
24. И. А. Кринберг, В. И. Выборов, В. В. Кошелев, В. В. Попов, Н. А. Сутырин. Адаптивная модель ионосферы. Москва, Наука, 1986, 132с.
25. R. W. Schunk, A. F. Nagy. Ionospheres – physics, plasma physics, and chemistry. Cambridge, UK, Cambridge University Press, 2000, 554 pp.
26. M. F. Larsen. The CEDAR Post. January 2001, **41**, pp. 13-15.
27. Г. Месси Отрицательные ионы. Москва, Мир, 1979, 754 с.
28. J. Ingels, D. Nevejans, P. Frederick, E. Arijis. Aeron. acta. 1986, **A**, No. 304, pp. 1-23.
29. Л. И. Дорман, И. Д. Козин. Космическое излучение в верхней атмосфере. Москва, Наука, 1983. 151с.
30. R. A. Vincent. Adv. Space Res. 1987, **7**, No. 10, pp. (10)163-(10)169.

A Method for Remote Sensing of Ionospheric Disturbances from Large Mesospheric Electric Fields

S. I. Martynenko

A method is developed and tested for simultaneous remote sensing the intensity of large mesospheric electric field (LMEF) and the disturbances of basic parameters of ionosphere D-region that arise in this field by using data records of the MF radio signals partially reflected from the ionosphere. The model representation of the LMEF source as the current source has been used. As an example, the height profiles of LMEF intensity, electron number density and effective collision frequency, relative disturbances in electron

temperature, effective rate at which the negative ions are formed by attachment of electrons to neutral constituents, effective rate of electron-ion recombination, fractional loss of energy per electron collision with a heavy particle, low-fre-

quency conductivity of the ionospheric D-region plasma, positive and negative ion number density, are presented as observed near Kharkiv. The estimates of the total error in the above-mentioned parameters have been calculated.