

УДК 550.388.2

ГЕОФИЗИКА

А. Г. ХАНТАДЗЕ

О РАСПРЕДЕЛЕНИИ ЭЛЕКТРОННО-ИОННОГО ГАЗА В F -ОБЛАСТИ ИОНОСФЕРЫ

(Представлено академиком А. М. Обузовым 26 IX 1974)

Сходство формы регулярного распределения концентрации заряженных частиц в F -области ионосферы с чепменовской формой неоднократно отмечалось многими авторами (¹⁻⁴), однако до сих пор отсутствует ясное физическое объяснение вопроса, должны ли реально формироваться такие чепменовские слои в F -области ионосферы. В (⁵) было показано, что стационарное решение уравнения диффузии для ночного F -слоя ионосферы естественно включает в себя распределение чепменовского типа.

В настоящей работе довольно простым аналитическим путем показывается, что общее нестационарное решение уравнения амбиполярной диффузии плазмы для дневного F -слоя ионосферы также выражается через модифицированные функции Чепмена.

Будем исходить из уравнения диффузии вида (^{1, 2})

$$\frac{\partial N}{\partial t} = D_0 \frac{\partial}{\partial h} \left[e^{(h-h_0)/H} \left(\frac{\partial N}{\partial h} + \frac{N}{2H} \right) \right] \sin^2 I - \beta N + q_0 \exp \left[1 - \frac{h-h_0}{H} - \sec \chi e^{-(h-h_0)/H} \right], \quad (1)$$

удовлетворяющего предельным условиям

$$N(h, 0) = f(h), \quad N(\infty, t) = 0, \quad N(-\infty, t) = 0, \quad (2)$$

где N — число диффундирующих частиц в единице объема, D_0 — коэффициент амбиполярной диффузии на уровне h_0 , q_0 и h_0 — значения максимальной ионизации и высоты максимума при вертикальном падении излучения ($\chi=0$), I — магнитное наклонение, H — шкала высот атомарного кислорода, χ — зенитный угол Солнца, который в общем случае является функцией времени, широты и склонения Солнца. Коэффициент рекомбинации β предполагается постоянным, а за начальную функцию $f(h)$ выбирается стационарное решение однородного уравнения (1) при граничных условиях (2) (⁵)

$$N_{ст}(h) = f(h) = A \exp \left[1 - \frac{h-h_0}{2H} - 2 \left(\frac{\beta}{d_0} \right)^{1/2} e^{-(h-h_0)H} \right], \quad (3)$$

где A — произвольная постоянная, $d_0 = \frac{D_0}{H^2} \sin^2 I$.

Замена переменных

$$x = 2 \left(\frac{\beta}{d_0} \right)^{1/2} e^{-(h-h_0)/2H}, \quad N(h, t) = \frac{1}{2} \left(\frac{d_0}{\beta} \right)^{1/2} x U(x, t),$$

преобразует уравнение (1) и условия (2) к виду

$$\frac{\partial U}{\partial t} = \beta \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} - \beta U + Q_0 x e^{-\alpha x^2}, \quad (4)$$

$$U(x, 0) = U_1 e^{-x}, \quad U(0, t) = U_2, \quad U(\infty, t) = 0, \quad (5)$$

где

$$Q_0 = \frac{q_0 e}{4} \left(\frac{d_0}{\beta} \right)^{1/2}, \quad a = \frac{d_0 \sec \chi}{4\beta}, \quad U_1 = eA, \quad U_2 = eB, \quad B = \text{const.}$$

Общее решение уравнения (4) при условии (5), записанное с помощью функции Грина, полностью интегрируется по пространству и имеет вид

$$U(x, t) = U_1 e^{-x} + \frac{U_2 - U_1}{2(\pi\beta)^{1/2}} \int_0^t \frac{\exp \left[-\frac{x^2}{4\beta(t-T)} - \beta(t-T) \right]}{(t-T)^{1/2}} x dT + \\ + Q_0 \int_0^t \frac{\exp \left[-\frac{ax^2}{1+4a\beta(t-T)} - \beta(t-T) \right]}{[1+4a\beta(t-T)]^{1/2}} x dT. \quad (6)$$

Что касается интегрирования по времени, то первый интеграл в выражении (6) является табличным и выражается через функции ошибок Гаусса. Второй интеграл для произвольного зенитного угла χ можно решить лишь численно. При постоянном сек χ (например, для широты $\varphi = 90^\circ$ и склонения Солнца $\delta = 23^\circ, 5$) этот интеграл также выражается через функции ошибок. В последнем случае общее решение (6) принимает вид

$$U(x, t) = U_1 e^{-x} + \frac{U_2 - U_1}{2} \left\{ e^{-x} \operatorname{erfc} \left[\frac{x}{2(\beta t)^{1/2}} - (\beta t)^{1/2} \right] + \right. \\ + e^x \operatorname{erfc} \left[\frac{x}{2\sqrt{\beta t}} + (\beta t)^{1/2} \right] \left. \right\} + \frac{Q_0 e^{1/4a} \pi^{1/2}}{8a^{3/2}} \left\{ e^{-x} \operatorname{erf} \left[xa^{1/2} - \frac{1}{2a^{1/2}} \right] - \right. \\ - e^{-x} \operatorname{erf} \left[\frac{xa^{1/2}}{(1+4a\beta t)^{1/2}} - \frac{(1+4a\beta t)^{1/2}}{2a^{1/2}} \right] + e^x \operatorname{erf} \left[xa^{1/2} + \frac{1}{2a^{1/2}} \right] - \\ \left. - e^x \operatorname{erf} \left[\frac{xa^{1/2}}{(1+4a\beta t)^{1/2}} + \frac{(1+4a\beta t)^{1/2}}{2a^{1/2}} \right] \right\}, \quad (7)$$

где

$$\operatorname{erfc}(\alpha) = 1 - \operatorname{erf}(\alpha), \quad \operatorname{erf}(\alpha) = \frac{2}{\pi^{1/2}} \int_0^\alpha e^{-\alpha^2} d\alpha.$$

Анализ выражения (7) показывает, что за время релаксации происходит полное рассасывание начального распределения и формирование стационарного регулярного слоя F . Предельными случаями данного слоя являются: для малых высот «бета-распределение Чепмена»⁽³⁾, обусловленное фотохимическим механизмом, с характерным максимумом на высоте 167 км; для больших высот распределение (3), обусловленное диффузионно-рекомбинационным механизмом, с характерным максимумом на высоте ~310 км.

Для физической наглядности полученных результатов при произвольном сек χ выражение для электронной концентрации N удобно записать с помощью решения (6) в виде

$$N(h, t) = q_1(h) - \int_0^t q_2(h, T) dT + \int_0^t q_3(h, T) dT + \int_0^t q_4(h, T) dT; \quad (8)$$

здесь функции q_1 , q_2 , q_3 и q_4 определяются формулами

$$q_1(h) = q_{01} \exp \left[1 - \frac{h - h_{01}}{2H} - \operatorname{cosec} I e^{-(h - h_{01})/2H} \right]; \quad (9)$$

$$q_2(h, T) = q_{02}(T) \exp \left[1 - \frac{h - h_{02}}{H} - \operatorname{cosec} I e^{-(h - h_{02})/H} \right]; \quad (10)$$

$$q_3(h, T) = q_{03}(T) \exp \left[1 - \frac{h - h_{03}}{H} - \operatorname{cosec} I e^{-(h - h_{03})/H} \right]; \quad (11)$$

$$q_4(h, T) = q_{04}(T) \exp \left[1 - \frac{h - h_{04}}{H} - \sec \chi e^{-(h - h_{04})/H} \right], \quad (12)$$

где

$$q_{01} = A \left(\frac{d_0}{4\beta} \right)^{1/2} \operatorname{cosec} I, \quad h_{01} = h_0 - 2H \ln \left(\frac{d_0}{4\beta} \right)^{1/2} \operatorname{cosec} I;$$

$$q_{02} = A \left(\frac{d_0}{\pi} \right)^{1/2} \frac{e^{-\beta(t-T)}}{(t-T)^{1/2}} \operatorname{cosec} I, \quad h_{02} = h_0 - H \ln [d_0(t-T) \operatorname{cosec} I];$$

$$q_{03} = B \left(\frac{d_0}{\pi} \right)^{1/2} \frac{e^{-\beta(t-T)}}{(t-T)^{1/2}} \operatorname{cosec} I, \quad h_{03} = h_{02};$$

$$q_{04} = q_0 \frac{e^{-\beta(t-T)}}{[1 + d_0(t-T) \sec \chi]^{1/2}}, \quad h_{04} = h_0 - H \ln [1 + d_0(t-T) \sec \chi].$$

Сравнение выражений (9)–(12) с классическим решением Чепмена для функции ионообразования

$$q(h, t) = q_0 \exp \left[1 - \frac{h - h_0}{H} - \sec \chi e^{-(h - h_0)/H} \right]$$

показывает, что общее решение $N(h, t)$ действительно выражается через модифицированные функции Чепмена q_1 , q_2 , q_3 и q_4 . При этом, как было это показано для частного случая $\sec \chi = \text{const}$ и в общем случае для больших времен интеграл от $q_2(h, T)$ должен компенсировать $q_1(h)$, чтобы влияние начальных условий исчезало, а интегралы от $q_3(h, T)$ и $q_4(h, T)$ с течением времени должны формировать стационарный регулярный слой F .

Полный анализ полученных выше результатов и исследование решения для переменного коэффициента рекомбинации β будут проведены позже.

Институт геофизики
Академии наук ГрузССР
Тбилиси

Поступило
3 IX 1974

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

¹ V. G. Ferraro, I. Özdoğan, J. Atm. Terr. Phys., v. 12, 140 (1957). ² J. E. Gliddon, Quart. J. Mech., v. 12, 347 (1959). ³ В. М. Поляков, Л. А. Щепкин и др., Ионосферные процессы, 1968. ⁴ А. А. Львова, В. М. Поляков, В. В. Рыбин, Сб. Исследования по геомагнетизму, аэрономии и физики Солнца, в. 18, 1971, стр. 3. ⁵ А. Г. Хангадзе Сообщ. АН ГрузССР, в. 3, 72 (1973).