

NONLINEAR THERMAL REFLECTION OF LIGHT IN A NEMATIC LIQUID CRYSTAL

L. S. ASLANYAN, A. E. BAGDASARYAN, N. N. BADALYAN,
A. A. PETROSYAN, M. A. KHURSHUDYAN, YU. S. CHILINGARYAN

Experimental investigations of nonlinear thermal reflection of light near the TIR angle in ethanol and nematic liquid crystal 5CB were carried out. For p- and s-polarization of probing radiation, the characteristic dependences of the reflection coefficient and of the value of TIR angle shift on the incident radiation power and the absorption coefficient of the medium were obtained.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 22, вып. 5, 276—280 (1987)

УДК 550.388.2

ОСНОВНЫЕ ВОПРОСЫ СТАЦИОНАРНОЙ ЭЛЕКТРОДИНАМИКИ НИЖНИХ СЛОЕВ ИОНОСФЕРЫ

Ю. С. ВАРДАНЯН

Институт радиофизики и электроники АН АрмССР

(Поступила в редакцию 8 мая 1986 г.)

Рассмотрено явление ионосферного динамо в E -слое. Вычислены электрические поля, возмущения плотности заряженных частиц.

В электродинамике ионосферы важную роль играют физические процессы, которые происходят в ее нижних слоях — на высотах 90—135 км. Именно здесь «сосредоточена» динамо-область, откуда электрические поля и токи, возбуждаемые движением нейтральной компоненты слабоионизированного газа, вследствие высокой проводимости вдоль геомагнитных силовых линий передаются с одной высоты на другую и в целом сильно воздействуют на ионосферу.

Однако решение исходной системы уравнений на этом уровне ионосферы, обычно называемом E -слоем, сталкивается с большими математическими трудностями из-за неоднородности самой ионосферы [1]. Тем не менее задачу удается несколько упростить, если учесть, что на рассматриваемых высотах, в отличие от F_2 -слоя, процессы, связанные с амбиполярной диффузией, малозначительны.

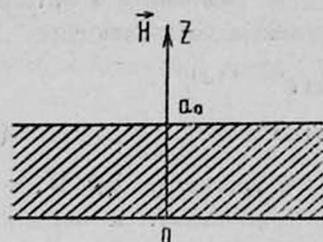
В настоящей работе показано, что при пренебрежении членами, ответственными за амбиполярную диффузию, решение системы квазигидродинамических уравнений с учетом неоднородности (изменения физических параметров с высотой) ионосферы, условий $\lambda_i(z) \leq 1$ и $\lambda_e(z) > 1$, типичных для рассматриваемого E -слоя, силы тяжести заряженных частиц, а также генерирующей электродинамические процессы в ионосфере скорости нейтрального газа W можно представить в аналитическом виде. Здесь $\lambda_{i,e} = \omega_{i,e} / \gamma_{i,e}$ — отношения ларморовской частоты ионов и электронов к частоте их соударений с частицами нейтрального газа.

Рассмотрим слой слабоионизированного газа между поверхностями $z = 0$ и $z = a_0$ в магнитном поле \mathbf{H} , перпендикулярном границам раздела (см. рисунок). Будем считать, что слабоионизированный газ состоит из электронов, положительных ионов одного сорта с единичным зарядом и нейтральных молекул с возмущающей горизонтальной постоянной скоростью \mathbf{W} (такое геострофическое движение, известное из наблюдений, может быть вызвано соответствующими физическими факторами).

Если предположить, что выполнено условие квазинейтральности ($N_{oi, e} = N_0$) и равенство ионной и электронной температур ($T_i = T_e$), то нетрудно получить выражение для «фонового» электрического поля при диффузионном равновесии [2] —

$$E_0 = \frac{1}{2} \frac{1}{e} g (m_i - m_e). \quad (1)$$

Уравнения движения, линеаризованные относительно возмущения физических величин, соответственно для ионов и электронов с учетом «фо-



нового» электрического поля E_0 , возникающего за счет разделения зарядов в отсутствие скорости нейтралов, и в пренебрежении членами в соответствии с необходимыми условиями, которые хорошо выполняются в ионосфере, будут иметь вид

$$e \left\{ -\nabla\psi + \frac{1}{c} [\mathbf{v}_i \mathbf{H}] \right\} = \gamma_{in} (\mathbf{v}_i - \mathbf{W}) + \frac{n_i}{2N_0} (m_i + m_e) g, \quad (2)$$

$$-e \left\{ -\nabla\psi + \frac{1}{c} [\mathbf{v}_e \mathbf{H}] \right\} = \gamma_{en} (\mathbf{v}_e - \mathbf{W}) + \frac{n_e}{2N_0} (m_i + m_e) g.$$

Здесь m_i , m_e — массы соответственно иона и электрона, \mathbf{v}_i , \mathbf{v}_e — их скорости, n_i , n_e — возмущения концентрации заряженных частиц N_0 , ψ — потенциал электрического поля, g — ускорение силы тяжести, $\gamma_{in}(z)$, $\gamma_{en}(z)$ — частоты соударений соответственно ионов и электронов с нейтралами, \mathbf{W} — скорость нейтральных частиц.

К этим уравнениям необходимо добавить еще уравнения сохранения числа заряженных частиц. В рассматриваемой области высот, которую иногда называют чепменовским слоем, основным фактором ионообразования является фотоионизация и преобладают молекулярные ионы. Поэтому линеаризованные уравнения непрерывности записываются в виде

$$\operatorname{div} N_0 \mathbf{v}_i = -\alpha N_0 (n_i + n_e), \quad (3)$$

$$\operatorname{div} N_0 \mathbf{v}_e = -\alpha N_0 (n_i + n_e),$$

где α — коэффициент рекомбинации.

Будем считать силу тяжести и температуру всех сортов частиц, составляющих слабоионизированный газ, не зависящими от высоты z .

Тогда частоты столкновений $\gamma_{i, en}$ (пропорциональные плотности нейтральных молекул, выраженной барометрической формулой $N_n = N_n^0 e^{-z/H_n}$) и невозмущенная плотность заряженных частиц N_0 будут иметь вид

$$\gamma_{i, en} = \gamma_{i, e0} e^{-z/H_n}, \quad N_0 = N^0 e^{z/H_m}.$$

Здесь $H_n = kT_n/m_n g$ — высота однородной атмосферы, T_n и m_n — температура и масса нейтральных частиц, $\gamma_{i, e0}$, N^0 — соответственно частоты столкновений и концентрация заряженных частиц на высоте $z = 0$, H_m — постоянная аппроксимации экспонентой концентрации заряженных частиц.

Подставляя в (3) скорости v_i и v_e , найденные из (2), получаем уравнения, составляющие вместе с уравнением Пуассона — $\Delta\psi = 4\pi e(n_i - n_e)$ замкнутую систему для определения потенциала ψ и n_i , n_e .

Если учесть, что по условию задачи регулярные ионосферные параметры изменяются лишь по высоте z , то можно потенциал ψ , возмущения плотности n_i , n_e и заданную скорость нейтралов W разложить в интеграл Фурье по координатам x , y и рассмотреть отдельные составляющие

$$\begin{aligned} \psi &= \psi_k(z) e^{i(k_1 x + k_2 y)}, \quad W = W_k(z) e^{i(k_1 x + k_2 y)}, \\ n_i &= n_i^k(z) e^{i(k_1 x + k_2 y)}, \quad n_e = n_e^k(z) e^{i(k_1 x + k_2 y)}. \end{aligned} \quad (4)$$

Пусть скорость нейтралов не зависит от z и составляющая $W_z = 0$. Тогда, используя уравнение непрерывности для несжимаемой жидкости $\text{div } W = 0$, можно члены разложения Фурье W_x , W_y разбить на пары и решать задачу для каждой пары отдельно [4]. Электрический потенциал ψ и n_i , n_e можно представить в виде

$$\begin{aligned} \psi &= f_1 \sin k_1 x \cos k_2 y, \\ n_i &= f_2 \sin k_1 x \cos k_2 y, \quad n_e = f_3 \sin k_1 x \cos k_2 y. \end{aligned}$$

Учитывая квазинейтральность плазмы, в (3) можно положить $f_2 = f_3$ после чего получим систему из двух уравнений относительно неизвестных функций f_1 , f_3 , которая вместе с уравнением Пуассона позволяет определить и f_2 [3].

Произведя замены

$$\begin{aligned} f_1 &= u(t) t^{-1}, \quad f_3 = N^0 e^{z/H_m} u_1(t) t^{-1}, \\ t &= e^{-2z}, \quad \zeta = z/H_n, \quad t = q^{-4} \end{aligned}$$

и используя (2) и (3), легко можно исключить $u(t)$ и получить уравнение

$$\frac{\partial^3 u_1}{\partial q^3} + \frac{\alpha}{q^2} \frac{\partial^2 u_1}{\partial q^2} [4a(1 + 3\lambda_{io}^2 q^4) + bq] \frac{1}{q^3} \frac{1}{(1 + \lambda_{io}^2 q^4)} \frac{\partial u_1}{\partial q} + \quad (5)$$

$$+ \left[-4a \left(-7\lambda_{io}^2 q^8 - \frac{b}{4} \frac{1}{\lambda_{io}^2} (1 + \lambda_{io} \lambda_{eo} q^4) \right) \frac{1}{q^8} \frac{1}{(1 + \lambda_{io}^2 q^4)} \right] u_1 = 0,$$

где

$$\alpha = - \frac{8aN^0 H_n (\lambda_{io} + \lambda_{eo})}{m_i g \lambda_{eo}} \gamma_{io}, \quad k_0^2 = k_1^2 + k_2^2, \quad b = - \frac{4k_0^2 H_n^2 \lambda_{io}^2}{\lambda_{eo}^2}$$

член, характеризующий соотношение между характерными размерами движения нейтрального газа и высотой однородной атмосферы. Если характерные размеры изучаемого явления малы по сравнению с радиусом Земли, но больше или порядка величины высоты однородной атмосферы, этим членом можно пренебречь. Именно такой случай и рассматривается в настоящей работе.

В таких предположениях и при условиях $\lambda_i(z) \leq 1$, $\lambda_e(z) > 1$, которые имеют место в рассматриваемом E -слое, решение (5) находим в виде

$$u_1 = C_6 F(q) + C_7 q + C_8,$$

$$F(q) = q^2/2 - aq \ln \left| \frac{a}{q} \right| - \frac{1}{2} a^2 \ln q - \\ - q^2 \sum_{n=2}^{\infty} \left(\frac{1}{-n+1} \right) \frac{1}{n} \frac{1}{(n+1)!} \left(\frac{a}{q} \right)^{n+1},$$

C_6, C_7, C_8 — произвольные постоянные, определяемые из граничных условий.

Далее, используя (2), (3) и уравнение Пуассона, можно найти потенциал ψ и объемный заряд ($n_i - n_e$) в следующем виде:

$$f_1 = \frac{H}{c} \frac{1}{k_0^2} \frac{1}{\lambda_{i0} \lambda_{e0}} \frac{1}{(\lambda_{i0}^2 - \lambda_{e0}^2)} t^2 (1 + \lambda_{i0}^2 t^{-1}) (1 + \lambda_{e0}^2 t^{-1}) \times \\ \times \left\{ \left[-\frac{7}{4} \frac{1}{H_n} \frac{1}{\gamma_{i0}} \frac{1}{\gamma_{e0}} m_i g (\omega_e + \omega_i) t^{-2} + 2z N^0 (\lambda_{i0} + \lambda_{e0}) t^{-7/4} \right] u_1 + \right. \\ \left. + \frac{1}{H_n} \frac{1}{\gamma_{i0}} \frac{1}{\gamma_{e0}} m_i g (\omega_e + \omega_i) t^{-1} u_{1t} \right\} + \frac{H}{c} \frac{W_0}{k_1 k_2}, \\ f_2 - f_3 = \frac{1}{4\pi e} \left\{ k_0^2 f_1 - \left(\frac{2}{H_n} \right)^2 \left[t^2 \frac{d^2 f_1}{dt^2} + t \frac{df_1}{dt} \right] \right\}.$$

Таким образом, из (6) видно, что электрический потенциал и объемный заряд зависят от фотохимических условий и скорости движения нейтрального газа в ионосфере. При этом вклад, вносимый каждым из этих факторов, зависит от численных соотношений соответствующих физических параметров задачи.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гершман Б. Н. Динамика ионосферной плазмы. Изд. Наука, М., 1974.
2. Данжи Дж. Космическая электродинамика. Госиздат литературы в области атомной науки и техники, М., 1961.
3. Брагинский С. И. Сб. «Вопросы теории плазмы», т. 1. Госатомиздат, М., 1963, с. 183.
4. Варданян Ю. С. Геомагнетизм и аэрономия, 17, 1012 (1977).
5. Варданян Ю. С. Изв. АН АрмССР, Физика, 16, 268 (1981).

ԻՈՆՈՂՈՐՏԻ ՍՏՈՐԻՆ ՇԵՐՏԵՐԻ ՍՏԱՑԻՈՆԱՐ ԷԼԵԿՏՐԱԴԻՆԱՄԻԿԱՅԻ
ՀԻՄՆԱԿԱՆ ՀԱՐՑԵՐԸ

ՅՈՒ. Ս. ՎԱՐԴԱՆՅԱՆ

Աշխատանքում ուսումնասիրված են իոնոլորտի E-շերտում տեղի ունեցող էլեկտրադինամիկական պրոցեսները, պայմանավորված դինամո-մեխանիզմով: Հաշվված են էլեկտրական դաշտերը, հոսանքները, նրանցով ստեղծված մագնիսական դաշտերը և իոնոլորտի անհամասեռությունները դիտարկվող շերտերում:

MAIN ASPECTS OF STATIONARY ELECTRODYNAMICS OF
LOWER LAYERS OF IONOSPHERE

YU. S. VARDANYAN

The problem of ionospheric dynamo in the E-layer is considered. Electric fields and currents, the magnetic field generated by these currents as well as ionospheric inhomogeneities were calculated.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 22, вып. 5, 280—284 (1987)

УДК 621.371;551.574.1

ВЛИЯНИЕ КРУПНЫХ И СВЕРХКРУПНЫХ КАПЕЛЬ
В ОБЛАКАХ НА ОСЛАБЛЕНИЕ МИЛЛИМЕТРОВЫХ
И СУБМИЛЛИМЕТРОВЫХ ВОЛН

Г. М. АЙВАЗЯН

Институт радиофизики и электроники АН АрмССР

(Поступила в редакцию 7 апреля 1986 г.)

С помощью точных формул Ми исследуется влияние крупных и сверхкрупных капель на распространение миллиметровых и субмиллиметровых волн в облаках различных типов при однократном рассеянии.

Благодаря развитию техники эксперимента, в последние годы в облаках обнаружены неизвестные до сих пор крупные (радиусами от 20 до $85 \div 100$ мкм) и сверхкрупные (размерами от $85 \div 100$ до 1500 и более мкм) капли. Хотя их концентрация мала и резко зависит от типа облака, эти капли оказывают существенное влияние на рассеяние и поглощение миллиметровых (ММ) и субмиллиметровых (СММ) волн.

В настоящей работе используются эти последние сведения о микроструктуре облаков [1—3] для вычисления по точным формулам Ми [4] (программа расчетов из [5] с учетом «двойного» контроля точности) и приближенной формуле Рэллея [4] (Γ_n^*) зависимости коэффициентов: ослабления — Γ_0 , поглощения — Γ_n и рассеяния — Γ_p ($\Gamma_0 = \Gamma_n + \Gamma_p$)