АКАДЕМИЯ НАУК СССР

КОМИССИЯ ПО ИССЛЕДОВАНИЮ И ИСПОЛЬЗОВАНИЮ
КОСМИЧЕСКОГО ПРОСТРАНСТВА

ИССЛЕДОВАНИЯ КОСМИЧЕСКОГО ПРОСТРАНСТВА

(Отдельный оттиск)

ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА»

Москва 1965

Л. Л. Горышник, А. Н. Дюкалов

УСИЛЕНИЕ ВНЕШНЕГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА ПОВЕРХНОСТИ БОЛЬШОГО ТЕЛА В ИОНОСФЕРЕ

Вычисляется коэффициент усиления слабого электрического поля на поверхности большого тела в ионосфере.

В работах [1—3] описаны эксперименты по измерению напряженности электрического поля в ионосфере. В качестве величины, характеризующей напряженность поля, использовалась полуразность показаний двух электростатических флюксметров, расположенных в диаметрально противоположных точках цилиндрического участка ракеты. При этом измеряемая величина оказалась аномально высока. Причинами такой асимметрии напряженности поля на поверхности ракеты могут являться внешнее электрическое поле, направленная скорость ракеты и магнитное поле Земли. Влияние направленного движения ракеты и магнитного поля Земли исследовано в работе [4].

В данной работе изучается зависимость напряженности поля на поверхности тела в ионосфере от слабого внешнего электрического поля. Интерес к такой постановке задачи объясняется тем, что в ряде указанных экспериментов [1] магнитное поле было перпендикулярно к поверхности датчиков и, следовательно, не могло быть причиной столь высокой асимметрии напряженности поля на поверхности тела. Кроме того, в этих экспериментах геофизические ракеты запускались по вертикальным траекториям, что почти полностью исключало влияние направленной скорости. Таким образом, причиной асимметрии напряженности поля на поверхности тела в этих экспериментах могло быть только внешнее электрическое поле.

Весь дальнейший анализ проводится для неподвижного тела, помещенного в неограниченную плазму, в которой отсутствует магнитное поле, но имеется слабое постоянное электрическое поле. Это поле не нарушает нейтральности плазмы, а приводит лишь к появлению постоянного тока. Как известно, изолированное тело, помещенное в нейтральную плазму, заряжается до некоторого потенциала, причем разность потенциалов между телом и невозмущенной плазмой однозначно определяется из условия равенства нулю полного (электронного и ионного) тока на тело.

Будем считать, что фотоэффектом и вторичной эмиссией можно пренебречь. Тогда в силу большей подвижности электронов изолированное тело приобретает отрицательный потенциал, причем разность потенциалов между телом и невозмущенной плазмой значительно превышает среднюю тепловую энергию электронов. В результате, вблизи тела образуется слой пространственного заряда, в котором будут преобладать положительно заряженные ионы. Толщина этого слоя порядка дебаевского радиуса. Вне слоя плазма квазинейтральна.

Рассмотрим область пространственного заряда. Так как дебаевский радиус в ионосфере значительно меньше характерного размера ракеты R, слой в каждой точке может считаться плоским.

В одномерном случае уравнение Пуассона для распределения потенциала, обусловленного заряженным телом внутри слоя, имеет вид

$$\frac{d^2\Phi}{dx^2} = 4\pi e (n_e - n_i), \tag{1}$$

где e — заряд электрона, а n_e и n_i — плотности электронов и ионов в некоторой точке x. Обозначая

$$e\Phi = -U, \tag{2}$$

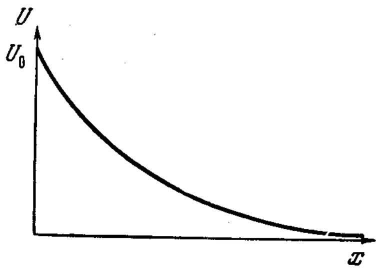
получаем

$$\frac{d^2U}{dx^2} = 4\pi e^2 (n_i - n_e). \tag{3}$$

Будем решать это уравнение с граничными условиями

$$U(0) = U_0, \quad U(\infty) = 0. \tag{4}$$

Примерное распределение потенциала показано на рисунке.



Плотности заряженных частиц в слое пространственного заряда определяются выражениями

$$n_i(x) = \int_{-U}^{\infty} \frac{f_i(E)\,dE}{\sqrt{2M(E+U)}} \tag{5}$$

$$n_e(x) = \int_{U}^{\infty} \frac{f_e(E)\,dE}{\sqrt{2m(E-U)}}, \tag{6}$$

где $f_i(E)$ и $f_e(E)$ — функции распределения соответственно ионов и электронов в слое пространственного заряда; M и m — массы иона и электрона; E — полная энергия частицы и U — потенциал в точке x. Для простоты ионы считаются однозарядными. Подставляя (5) и (6) в (3), получаем уравнение

$$\frac{d^2U}{dx^2} = 4\pi e^2 \left\{ \int_{-U}^{\infty} \frac{f_i(E)\,dE}{\sqrt{2M(E+U)}} - \int_{U}^{\infty} \frac{f_e(E)\,dE}{\sqrt{2m(E-U)}} \right\},$$

правая часть которого зависит только от U. Умножая это уравнение на dU/dx, интегрируя по x и пользуясь условием $dU/dx = 0$ на бесконечности (это условие является естественным следствием того, что мы ищем ограниченное решение), получаем

$$\frac{1}{2}\left(\frac{dU}{dx}\right)^2 = 8\pi e^2 \left\{ \frac{1}{\sqrt{2M}} \int_{-U}^{\infty} \sqrt{E+U}\, f_i(E)\,dE + \right.$$
$$\left. + \frac{1}{\sqrt{2m}} \int_{U}^{\infty} \sqrt{E-U}\, f_e(E)\,dE - \int_0^{\infty} \sqrt{\frac{E}{2M}}\, f_i(E)\,dE - \int_0^{\infty} \sqrt{\frac{E}{2m}}\, f_e(E)\,dE \right\}. \tag{7}$$

Правая часть этого уравнения пропорциональна приращению средней энергии частиц при прохождении ими пути от границы слоя до точки с потенциалом U.

Для нахождения распределения потенциала в двойном слое следует решать уравнение (7) с граничными условиями (4).

Однако нас интересует не распределение потенциала в слое, а значение напряженности поля на поверхности тела. Для этого достаточно вычислить правую часть (7) при $U = U_0$. Как уже упоминалось, $U_0 > kT_e$, и поэтому можно считать, что второй член в правой части, определяющий среднюю энергию электронов на поверхности тела, равен нулю, так как вблизи тела электронов почти нет. (Отношение этого члена ко всем остальным членам в скобках по порядку величины равно $\sqrt{m/M}$.)

Вместе с тем, из-за того, что $U_0 > kT_e$, энергия ионов вблизи тела практически определяется разностью потенциалов между телом и невозмущенной плазмой, что позволяет пренебречь тепловым разбросом скоростей ионов и считать их моноэнергетическими:

$$f_i(E) = MI_i\delta(E), \tag{8}$$

где I_i — плотность ионного тока на тело в данной точке поверхности. Следовательно,

$$\left(\frac{dU}{dx}\right)^2_{x=0} = 16\pi e^2 \left\{\sqrt{\frac{M}{2}} I_i \sqrt{U_0} - NP_i - NP_e\right\}, \qquad (9)$$

где N — плотность частиц, а P_i и P_e — средние энергии иона и электрона на границе слоя.

Уравнение (9) связывает напряженность электрического поля в точке на поверхности тела с плотностью ионного тока в этой точке, потенциалом поверхности и тепловыми энергиями частиц на границе слоя и плазмы.

Рассмотрим теперь влияние слабого внешнего поля $E_\perp$, такого, что $\mu = \frac{eE \cdot \Lambda}{kT_e} \ll 1$, где Λ — длина свободного пробега частиц каждого сорта.

Из симметрии задачи очевидно, что возмущение потенциала тела слабым внешним полем пропорционально μ^2. Следовательно, потенциал тела в первом порядке по μ (а все рассмотрение ведется с этой точностью) не зависит от внешнего поля и равняется

$$U_0 = \frac{kT_e}{2} \ln \frac{T_e M}{T_i m},$$

где T_i и T_e — температуры ионов и электронов. Так как в ионосфере T_e вряд ли может значительно превосходить T_i и их отношение входит под знаком логарифма, этим отношением можно пренебречь и положить

$$U_0 = \frac{kT_e}{2} \ln \frac{M}{m}. \qquad (10)$$

Для определения плотности ионного тока и средних энергий ионов и электронов на границе слоя нужно найти распределение потенциала в области квазинейтральности. Однако, как показывают оценки, проведенные в работе [4], проникновение поля за границу двойного слоя довольно слабо влияет на напряженность поля у поверхности тела. Следовательно, в приближенной теории проникновением поля за границу области пространственного заряда можно пренебречь и считать плазму на внешней границе слоя невозмущенной. Это означает, что средняя энергия частиц на входе в слой равна средней энергии частиц в бесконечной плазме, а поправка к последней — второго порядка малости по полю [5].

Таким образом, зависимость напряженности поля на поверхности тела от слабого внешнего поля целиком определяется зависимостью плотности ионного тока I_i в некоторой точке поверхности от этого внешнего поля.

При условии, что поле не проникает за границу слоя и что в каждой точке слой может считаться плоским, плотность ионного тока на поверхность тела равна его плотности на границе слоя, т. е. [5]

$$I_i = I_0 (1 + \alpha\mu), \qquad (11)$$

где I_0 — плотность тока без внешнего поля, а α — численный коэффициент порядка 1. Вводя безразмерную величину тока j_0 с помощью соотношения

$$I_0 = N \sqrt{\frac{kT_e}{2M}} j_0 \qquad (12)$$

и подставляя (10) и (11) в (9), получаем после нормировки U_0, P_i и P_e на kT_e следующее выражение:

$$E_\perp^2 = \frac{8\pi e^2 N}{kT_e} (kT_e)^2 \{j_0 (1 + \alpha\mu) \sqrt{y_0} - w\}, \qquad (13)$$

где

$$y_0 = \frac{U_0}{kT_e} \text{ и } w = \frac{P_i}{kT_i} + \frac{P_e}{kT_e} \qquad (14)$$

— средняя энергия частиц в плазме, нормированная к kT_e.

Извлекая корень и ограничиваясь членами порядка μ, получаем

$$E_0 = \frac{kT_e}{D}\left\{\sqrt{j_0\sqrt{y_0 - w}} + \frac{\alpha j_0 \mu}{2\sqrt{j_0\sqrt{y_0 - w}}}\right\}, \tag{15}$$

где $D = \sqrt{\dfrac{kT_e}{8\pi e^2 N}}$ — дебаевский радиус в невозмущенной плазме.

Значения напряженности поля в двух диаметрально противоположных точках тела отличаются знаком μ, поэтому для экспериментально измеряемой величины $\dfrac{E_1 - E_2}{2}$ получаем, с учетом (10),

$$\frac{E_1 - E_2}{2} = a\frac{\Lambda}{D}E_{\perp}, \tag{16}$$

где

$$a = \frac{\alpha j_0}{2\sqrt{j_0\sqrt{\frac{1}{2}\ln\frac{M}{m} - w}}} \tag{17}$$

— коэффициент порядка единицы. Таким образом, коэффициент усиления слабого внешнего электрического поля на поверхности большого тела в ионосфере пропорционален отношению длины свободного пробега иона к дебаевскому радиусу в невозмущенной плазме.

Авторы благодарны С. М. Рытову за внимание к работе, а также М. Л. Левину, Г. Л. Гдалевичу и М. В. Самохину за полезные дискуссии.

Литература

1. Г. Л. Гдалевич. В сб. «Искусственные спутники Земли», вып. 17. Изд-во АН СССР, 1963, стр. 42.
2. И. М. Имянитов, Я. М. Шварц. В сб. «Искусственные спутники Земли», вып. 17. Изд-во АН СССР.
3. И. М. Имянитов, Г. Л. Гдалевич, Я. М. Шварц. В сб. «Искусственные спутники Земли», вып. 17. Изд-во АН СССР, 1963, стр. 66.
4. А. В. Гуревич. Космические исследования, 2, вып. 2, 232, 1964.
5. С. Чепмен и Т. Каулинг. Математическая теория неоднородных газов. ИЛ, 1960.