Доклады Академии Наук СССР
1948. Том LXI, № 1

АСТРОНОМИЯ

В. КРАТ

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ЗАРЯДЫ В СОЛНЕЧНОЙ КОРОНЕ

(Представлено академиком В. Г. Фесенковым 24 IV 1948)

Внешние газовые оболочки звезд и планет, состоящие хотя бы частично из ионизованного газа, неизбежно приобретают положительный заряд ([1]). Условие существования устойчивых во времени электрических зарядов в среде ионизованного газа может быть сформулировано в виде принципа электростатической стационарности.

Поток движущихся частиц через замкнутую поверхность, окружающую область заряда, должен быть нейтральным, т. е. поток положительно заряженных частиц должен быть равен потоку отрицательно заряженных частиц.

Решая задачу определения величины заряда стационарного состояния для какой-либо звезды, мы должны считаться с тем, что в окружающем ее пространстве могут находиться свободные электроны и ионы (главным образом протоны). Постоянно действующим источником потоков протонов и электронов являются сами звезды.

Мы попытаемся дать оценку возможного влияния электропроводности межзвездного газа на стационарный заряд Солнца, не делая никаких специальных гипотез о причинах ионизации водорода и о распределении ионов и электронов в межзвездном пространстве. Так как положительно заряженное Солнце, притягивая к себе электроны сильнее, чем протоны, создает электрический ток, стремящийся уменьшить величину заряда, то все, что мы должны сделать, — это оценить порядок плотности числа падающих на Солнце электронов и ионов (или ее верхний предел) на различных расстояниях от Солнца и, что особенно важно, вблизи сферы с радиусом $R=1{,}2R_{\odot}$ — сферы, отделяющей в грубом приближении область внутренней короны от области лучистой внешней короны, в которой вылетающие из Солнца частицы практически не претерпевают столкновений друг с другом. Плотность числа корональных частиц на границе этой сферы имеет порядок 10^7. Так как столкновения медленных падающих электронов и протонов будут приводить к рекомбинации, то, вне зависимости от плотности числа электронов, в межзвездном пространстве будет существовать верхний предел числа падающих электронов n_e в 1 см^3 вблизи Солнца, определяемый длиной свободного пробега частиц l. Для медленных частиц соотношение между n_e и l может быть принято в виде $n_e l \leqslant 10^{15}$. Принимая длину свободного пробега равной рассматриваемому интервалу расстояний, мы считаем, что внутри этого интервала может произойти в среднем одно столкновение каждого падающего электрона с ионом. Независимо от распределения электрических зарядов в окрестностях Солнца (если только это распределение обладает сферической симметрией), плотность числа падающих частиц будет уменьшаться с удалением от Солнца пропорционально $(R/r)^{3/2}$, где r — фиксированное расстояние от центра Солнца. Это обстоятельство вызвано, с одной стороны, дилюцией потока, пропорциональной $(R/r)^2$, и с другой — ростом скоростей падающих частиц, пропорциональных $(r/R)^{1/2}$. Поэтому падающие ионы и электроны будут иметь одно и то же пространственное распределение. Если поток падающих частиц непрерывен и сохраняет постоянное значение, то разделение зарядов в смеси падающих частиц может наступить лишь на бесконечно большом расстоянии от Солнца. Потоки же падающих частиц будут одинаковы лишь при равенстве нулю заряда Солнца. Для интервала $10^2R \leqslant r \leqslant 10^4R$ мы получим $\bar{n}_e$ равным единице. При такой средней плотности числа частиц в заданном интервале расстояний мы получим вблизи сферы $r=R$ $n_e \leqslant 10^4$. Допуская, что число n_e вблизи сферы вылета составляет 10^4, мы придем к выводу, что на расстоянии $r=100R$, что соответствует угловому расстоянию от Солнца в 34°, $n_e=10$. При этом в трубке с сечением 1 см^2, направленной под углом в 34° с линией Солнце — Земля и пронизывающей всю Солнечную систему, будет находиться 10^{15} электронов. В этом случае яркость ночного неба, обусловленная рассеянием солнечного света электронами, на расстоянии 34° от Солнца должна быть больше наблюдаемой яркости неба вне зоны зодиакального света, чего на самом деле нет. Принимая n_e вблизи слоя вылета равным 10^4, мы, безусловно, делаем ошибку в сторону завышения n_e. Однако мы примем для расчетов это заведомое завышенное значение n_e для того, чтобы попытаться обнаружить влияние электропроводности межзвездной среды на заряд Солнца, так как, уменьшая n_e хотя бы на один порядок, мы делаем это влияние неощутимым.

Уравнение стационарного состояния (равенства потоков) теперь примет вид:

$$\frac{n_1}{3\sqrt{\pi}}\left(\frac{2kT}{m_p}\right)^{1/2}\left\{\left(\frac{m_p}{m_e}\right)^{1/2}(1+\alpha\beta)\,e^{-\alpha\beta}-[1-\alpha(1-\beta)]\,e^{-\alpha(1-\beta)}\right\}=$$

$$=n_e(v_e-v_p), \tag{1}$$

где

$$\alpha=\frac{g_0 m_p R_\odot}{kT}\left(\frac{R_\odot}{R}\right), \tag{2}$$

β — доля ускорения силы тяжести для протонов, компенсируемая электростатическим отталкиванием, а v_e и v_p — скорости падения электронов и протонов, равные скоростям их отрыва.

При выводе уравнения (1) использовано приближение Джинса [2]. Применение метода Милна [3] дает качественно те же результаты. Так как $v_e \gg v_p$,

$$v_e \approx \left(2g_0\frac{m_p}{m_e}R\beta\right)^{1/2},$$

а $n_e=10^4$, $n_1=10^7$, то уравнение (1) перепишется в форме:

$$42{,}9\,(1+\alpha\beta)\,e^{-\alpha\beta}-[1+\alpha(1-\beta)]\,e^{-\alpha(1-\beta)}=$$

$$=4{,}29\cdot10^{-2}\,3\sqrt{\pi}\left(\frac{m_p g_0 R}{kT}\right)^{1/2}\beta^{1/2}, \tag{3}$$

или, при $\alpha=23$ и $R=1{,}2R_\odot$,

$$42{,}9\,(1+23\beta)\,e^{-23\beta}-[1+23\,(1-\beta)]\,e^{-23\,(1-\beta)}\approx\beta^{1/2}. \tag{4}$$

Решением уравнения (4) будет $\beta=0{,}3$. В действительности мы должны ожидать значений β, близких к 0,6, так как принятое значение n_e слишком велико. Однако следует отметить, что электрический ток рассматриваемого шарового заряда мог бы служить объяснением высокой корональной температуры, так как даже при $n_e \approx 10^3$ через 1 см^2 сферы вылета в 1 сек. пройдет 10^{12} падающих электронов с энергией порядка 10^3 eV. Интересно, что уравнение (1) имеет решением $\beta=1{,}0$ уже не при $\alpha=5{,}66$, а при $\alpha=4{,}86$. При β, близких к единице, поток вылетающих частиц так велик, что по сравнению с ним поток падающих частиц оказывается незначительным. Поэтому при больших β учет потока падающих на звезду частиц оказывается лишенным практического значения.

Пространственные электростатические заряды за пределами сферы вылета частиц могут возникать как следствие разделения зарядов в нейтральной смеси протонов и электронов, выбрасываемых Солнцем, которые в момент вылета обладают энергией, большей энергии отрыва. В силу закона сохранения энергии электростатические поля, расположенные во внешнем пространстве за пределами сферы вылета, не могут влиять на условия вылета частиц. Причиной возникновения зарядов во внешнем пространстве мы должны считать различие скоростей вылетающих электронов и протонов.

Мы должны потребовать, чтобы числа вылетающих из каждого слоя электронов и протонов со скоростями больше критических (для данного слоя) были бы равны между собой. На расстоянии r от Солнца скорости движения для протонов и для электронов могут быть найдены при помощи интеграла живых сил в предположении, что эффективная притягивающая масса Солнца для протонов равна $m_\odot(1-\beta)$, а для электронов $\frac{m_\odot m_p}{m_e}\beta$. Тогда

$$v^2=v'^2-2Gm_\odot\int\limits_{1/r}^{1/R}(1-\beta)\,d\,\frac{1}{r}\ \text{(для протонов)}, \tag{5}$$

$$v^2=v'^2-2G\,\frac{m_\odot m_p}{m_e}\int\limits_{1/r}^{1/R}\beta d\frac{1}{r}\quad \text{(для электронов)}, \tag{6}$$

где v' — начальная скорость вылетающей частицы. Здесь β уже является функцией от r. Выведем вместо скоростей величины ε

$$\varepsilon=\frac{mv^2}{2kT}. \tag{7}$$

Тогда

$$\varepsilon=\varepsilon'=\gamma, \tag{8}$$

где

$$\gamma_p=\frac{Gm_\odot m_p}{kT}\int\limits_{1/r}^{1/R}(1-\beta)\,d\,\frac{1}{r}\ \text{(для протонов)}, \tag{9}$$

$$\gamma_l=\frac{Gm_\odot m_p}{kT}\int\limits_{1/r}^{1/R}\beta d\frac{1}{r}\qquad \text{(для электронов)}. \tag{10}$$

Так как начальное распределение скоростей было максвелловским, то должно соблюдаться равенство:

$$m_p^{3/2}\int\limits_{v_p}^{\infty} v'^2 e^{-m_p v'^2/2kT} v dv' = m_e^{3/2}\int\limits_{v_e}^{\infty} v'^2 e^{-m_e v'^2/2kT} v dv'. \quad (11)$$

v_p и v_e попрежнему являются критическими скоростями частиц, но уже для сферы радиуса r. Уравнение (11) легко преобразовать к виду:

$$m_p^{-1/2} e^{-\gamma_p}\int\limits_{\varepsilon_p}^{\infty}[\varepsilon(\varepsilon+\gamma_p)]^{1/2} e^{-\varepsilon} d\varepsilon = m_e^{-1/2} e^{-\gamma_e}\int\limits_{\varepsilon_e}^{\infty}[\varepsilon(\varepsilon+\gamma_e)]^{1/2} e^{-\varepsilon} d\varepsilon. \quad (12)$$

Здесь

$$\varepsilon_p = \frac{Gm_{\odot}m_p}{kT}\,\frac{1-\beta}{r} = \alpha(1-\beta)\frac{R}{r}, \quad (13)$$

$$\varepsilon_e = \frac{Gm_{\odot}m_p}{kT}\,\frac{\beta}{r} = \alpha\beta\frac{R}{r}. \quad (14)$$

Для случая, когда γ_p и γ_e малы по сравнению с ε_p и ε_e (и тем более малы по сравнению с ε), уравнение (12) примет вид:

$$42{,}9\,(1-\gamma_e+\gamma_p)\frac{1+\varepsilon_e+\gamma_e/2}{1+\varepsilon_p+\gamma_p/2} = e^{-\frac{\alpha R}{r}[1-2\beta(r)]}. \quad (15)$$

Уравнение (15) дает β, увеличивающиеся с r. Областью применения уравнения (15) грубо можно считать область с $R \leqslant r \leqslant 2R$. При $r=2R$ для Солнца $\beta=0{,}7$, что свидетельствует о медленном нарастании положительного заряда. При больших r (грубо при $r>10R$) величины ε в среднем будут очень малы по сравнению с γ_p и γ_e. Роль частиц с большими ε будет мала ввиду наличия в (12) экспоненциальных факторов $e^{-\varepsilon}$.

В этом случае единственным решением уравнения (12) при $\alpha=23$ (Солнце) будет:

$$R\int\limits_{1/r}^{1/R}\beta d\frac{1}{r} = 0{,}58. \quad (16)$$

По теореме о среднем значении мы имеем:

$$\bar{\beta} = 0{,}58.$$

Совпадение среднего значения $\bar{\beta}$ с β для сферы вылета, в то время как вблизи сферы вылета β растет, говорит за то, что область положительного пространственного заряда вокруг Солнца, начиная с $r \approx 2R$, сменяется областью отрицательного заряда, локализованного где-то между $r \approx 2R$ и $r \approx 10R$. Так как вылетающие из Солнца частицы являются носителями вращательного момента, то области положительных и отрицательных зарядов неизбежно должны создать магнитное поле, полюса которого в грубом приближении совпадут с полюсами Солнца.

Пулковская обсерватория

Поступило
6 IV 1948

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] В. Крат, Изв. Пулковской обс., № 139 (1947). [2] J. Jeans, Dynamical Theory of Gases, 1921. [3] E. A. Milne, Trans. Cambr. Phil. Soc., 22, 535 (1923).