Доклады Академии Наук СССР
1947. Том LV, № 3

АСТРОНОМИЯ

В. КРАТ

О ПОЛОЖИТЕЛЬНОМ ЗАРЯДЕ СОЛНЦА

(Представлено академиком В. Г. Фесенковым 22 XI 1946)

Спектроскопические особенности внутренней короны могут быть объяснены лишь при допущении высокой кинетической температуры составляющей ее газовой смеси (1). Высокая температура короны объясняет: 1) высокую ионизацию Fe, Ti и Ca, 2) характер возбуждения корональных линий, 3) отсутствие всех фраунгоферовых линий в непрерывном спектре короны, за исключением сильно размытой группы линий около $\lambda = 3800\text{Å}$, 4) отсутствие эмиссионных линий водорода в короне.

Объяснение этих явлений при помощи гипотез о жестком или корпускулярном излучении Солнца, выходящем из больших глубин, должно быть отвергнуто, как приводящее к аномальному возбуждению атомов и высокой ионизации в обращающем слое. Элементарные расчеты коэффициента внутреннего трения по формулам Котари (2) показывают, что в верхних слоях хромосферы элементарные потоки с сечением в несколько сот метров должны полностью разрушаться в течение нескольких секунд, а в короне (при $T \sim 10^6$) в течение миллионных долей секунды. Энергия движения турбулентных потоков при этом должна полностью превращаться в тепловую энергию движения частиц. Вместе с тем следует учесть и распад хромосферных выбросов, поднимающихся со скоростями, достигающими 100 км и более, что приводит к температуре в 10^6 градусов. Кроме энергии распада газовых потоков хромосферы, к тепловой энергии короны следует также добавить и энергию движений, создаваемую неконсервативными силовыми полями: полем селективного лучевого давления и полем электростатического заряда Солнца. Эти поля стремятся разделить частицы различного рода (с различными коэффициентами поглощения и с различными зарядами), что неизбежно должно привести к увеличению внутренней энергии газовой смеси (4). Таким образом, температурная инверсия, начинаясь уже на высоте 2000—3000 км (3) над фотосферой, растет до области внутренней короны, где она достигает максимума.

В области короны и даже в хромосфере средние квадратичные скорости движения свободных электронов больше скорости отрыва свободно движущихся частиц от Солнца. При отсутствии положительного заряда Солнца все свободные электроны короны практически мгновенно рассеялись бы в окружающем пространстве. Такое распыление электронов, однако, само создает непрерывно нарастающий положительный заряд на солнечной поверхности, уменьшающий эффективную силу тяжести для протонов. Начиная с некоторого момента, должно возникнуть стационарное состояние, при котором увеличение заряда за счет улетучивания быстрых электронов полностью компенсируется уменьшением этого заряда за счет улетучивания протонов Пренебрегая для быстрых частиц силами взаимодействия (весьма малыми в условиях короны), мы можем в первом приближении вычислить заряд Солнца, исходя из принципа стационарности. Мы можем считать, что улетучивается половина частиц, приходящихся на одну степень свободы, т. е. $^1/_6 N(v)$, где $N(v)$ — число атомов, обладающих скоростями в интервале v, $v+dv$ (v превышают скорость отрыва). Скорость отрыва частицы от Солнца зависит от эффективной силы тяжести, действующей на нее, т. е.

$$v_e^2 = 2g_{eff}R_{\odot}. \tag{1}$$

g_{eff} для протонов и для электронов, соответственно, равно:

$$g_p = g_0 + \frac{e\dot{\psi}}{m_p} \text{ (протоны)}, \quad g_e = g_0 - \frac{e\dot{\psi}}{m_e} \text{ (электроны)}, \tag{2}$$

где g_0 — ускорение силы тяжести, e — заряд электрона, m_p и m_e — соответствующие массы протона и электрона и $\dot{\psi}$ — градиент электростатического поля Солнца. Мы будем считать, что корона состоит почти исключительно из водорода и что остальные элементы в ней играют лишь роль загрязняющих примесей.

Пренебрегая величиной g_0 по сравнению с $e\dot{\psi}/m_e$ и заменяя $e\dot{\psi}/m_p g_0$ через $-\beta$, мы получим:

$$g_p = g_0(1-\beta), \quad g_e = \frac{m_p}{m_c} g_0 \beta. \tag{3}$$

Мы допустим, что в настоящее время установилось стационарное состояние, при котором убыль электронов компенсируется убылью протонов. Приравнивая число улетучивающихся протонов числу электронов, имеем:

$$\int\limits_{v_{p,e}}^{\infty} N_p(v)\, v\, dv = \int\limits_{v_{e,e}}^{\infty} N_e(v)\, v\, dv, \tag{4}$$

где через $v_{p,e}$ и $v_{e,e}$, соответственно, обозначены скорости отрыва для протонов и электронов. Подставляя вместо $N_p(v)$ соответствующие их выражения через v и T, согласно закону Максвелла, заменяя все постоянные коэффициенты их численными значениями и интегрируя по v, мы получим следующее уравнение:

$$42{,}9\, \frac{1 + 2{,}30\cdot 10^7 \dfrac{\beta}{T}}{1 + 2{,}30\cdot 10^7 \dfrac{1-\beta}{T}} = e^{\frac{2{,}30\cdot 10^7}{T}(1-2\beta)}. \tag{5}$$

Методом последовательных приближений при различных значениях T могут быть получены следующие величины β для случая термической диссипации:

$$T = 10^5,\ \beta = 0{,}508; \quad T = 10^6,\ \beta = 0{,}6; \quad T = 10^7,\ \beta = 1{,}3.$$

Как мы видим, в промежутке между $T = 10^6$ и $T = 10^7$, т. е. при температуре, близкой к температуре короны, β достигает единицы. Протоны в солнечной короне оказываются практически невесомыми.

Кроме термической диссипации, мы рассмотрим также и диссипацию, являющуюся следствием распада атомов под ударами быстрых частиц типа космических лучей и радиоактивного распада. В обоих случаях возникают потоки быстрых частиц, как положительных, так и отрицательных, покидающих атмосферу звезды. Так как электронные лучи («β-лучи») менее задерживаются атмосферой, чем тяжелые положительные частицы, то ядерные реакции распада могут приводить к перевесу отрицательного корпускулярного излучения над положительным. Пусть доля избыточных быстрых электронов в наружных слоях короны составляет N_e'/N_e (N — полное число частиц в 1 см^3), а их скорости близки к 10^{10} см. Тогда в 1 сек. через 1 см^3 пройдет $^1/_6 N_e \cdot 10^{10}$ быстрых электронов. Так как на эти электроны не может влиять ни гравитационное, ни электростатическое поле Солнца, то число положительных частиц (протонов), компенсирующих отрицательное корпускулярное излучение Солнца, должно быть равно:

$$\frac{1}{3\sqrt{\pi}}\left(\frac{2kT}{m_p}\right)^{1/2}\left(1+\frac{m_p v_{p,e}^2}{2kT}\right)e^{-\frac{m_p v_{p,e}^2}{2kT}}=\frac{1}{6}\frac{N'_e}{N}10^{10}. \tag{6}$$

Явлением термической диссипации мы здесь пренебрегаем. При $T = 10^6$ мы имеем:

$$(1+x)\,e^{-x}=A, \tag{7}$$

где

$$6{,}05\cdot 10^{-15}\, v_{p,e}^2 = x, \qquad A = 0{,}69\cdot 10^3 N_e/N. \tag{8}$$

При $A = 1$ $x = 0$, мы имеем случай полного уравновешивания протонов в атмосфере. При $A > 1$ x становится отрицательным, т. е. β становится больше единицы (отрицательная энергия отрыва). Только последний случай и представляет известный интерес, так как при $A \leqslant 1$ мы не можем пренебрегать термической диссипацией. При $A > 1$ наименьшее из интересующих нас значений A будет иметь порядок $10^3 N_e/N$.

Число образующихся 1 см^3 в короне быстрых электронов будет составлять приблизительно 10^{-12} от N (порядок глубины проникновения космических лучей в корону близок к 10^9 см). Иными словами, в 1 сек. образуется только одна быстрая частица в 10^4 см^3 (число частиц в нижних слоях короны близко к 10^8 на 1 см^3).

Величина заряда $Z_\odot$, очевидно, равна заряду избыточных протонов, уравновешивающих силу тяжести для одного протона на поверхности Солнца, увеличенному в β раз. Так как это число протонов равно 10^{21}, то электростатический заряд составит $5\cdot 10^{11}\,\beta$ электростатических единиц. При этом напряжение поля на поверхности Солнца будет равно всего $3\cdot 10^{-8}\,\beta$ вольт/см.

Скорость движения протонов, выброшенных из солнечной атмосферы, будет изменяться согласно закону живых сил:

$$v^2 = v_0^2 + 2G(\beta-1)m_\odot\frac{n-1}{nR_\odot}, \tag{9}$$

где n — расстояние от края Солнца, выраженное в радиусах Солнца, $m_\odot$ — масса Солнца, G — гравитационная постоянная и v_0 — начальная скорость. Уравнение (9) может быть также переписано в форме:

$$v^2 = v_0^2 + 0{,}38\cdot 10^{16}(\beta-1)\frac{n-1}{n}. \tag{10}$$

Интересно, что уже при $\beta \sim 2$ протоны могут долетать до Земли со скоростью около 600 км/сек.

Если мы положим $\beta = 1$, то время релаксации для Солнца (время, за которое масса Солнца уменьшается в два раза) будет иметь порядок 10^{12} лет, что не противоречит нашим представлениям о возрасте Земли и Солнца. Следует, однако, отметить, что, вообще говоря, убыль массы звезды за счет корпускулярной радиации, повидимому, значительно больше, чем убыль массы за счет потери лучистой энергии.

Представим себе, что за пределы внутренней короны со значительной скоростью выброшено облачко ионизованных атомов водорода. Для такого облачка условия термической диссипации будут несравненно более благоприятными, чем для Солнца в целом, так как силой тяжести, создаваемой массой облачка, можно пренебречь. Поэтому облачко неизбежно вскоре приобретает положительный заряд. Пусть доля избыточных протонов облачка в первом грубом приближении постоянна и равна x'. Тогда скорость радиального движения облачка выразится формулой:

$$v^2 = v_0^2 + 0{,}38 \cdot 10^{16} (\beta x' - 1). \qquad (11)$$

Ускорение облачка будет положительным только при $x' > 1/\beta$. Распределение скоростей частиц внутри облачка не будет более максвелловским, даже в том случае, если вначале все скорости, за вычетом скорости поступательного движения облачка, были тепловыми скоростями. Условимся на достаточном расстоянии от Солнца считать в первом приближении наше облачко сферическим с начальным радиусом R. На некотором расстоянии от центра облачка nR, $n \gg 1$, действие заряда приведет лишь к тому, что все протоны в среднем приобретут некоторую добавочную кинетическую энергию, постоянную по величине для всех положительных частиц с единичным зарядом. Ввиду того, что взаимодействием достаточно быстрых частиц мы можем пренебрегать, движение частиц облачка мы можем грубо считать равномерным и прямолинейным. Сферу радиуса nR мы назовем сферой диссипации. Интервал времени, в течение которого протоны с максвелловской скоростью v^* (средняя квадратичная скорость) дойдут до сферы nR, мы будем называть временем диссипации. Если через v обозначить начальные скорости частиц, то вблизи сферы nR их скорости по абсолютному значению будут равны

$$v' = \sqrt{v^2 + \Delta}, \qquad (12)$$

где Δ — средний прирост квадрата скорости. Распределение скоростей станет радиальным по отношению к центру облачка. Частицы со скоростью в интервале v, $v + dv$ через интервал времени t (от момента вылета из ядра) расположатся на сфере радиуса $r = v't$ и их плотность будет пропорциональна $\omega(v)$ (доля частиц данного рода) и обратно пропорциональна t^2. Если $\omega(v)$ следует закону Максвелла, то максимальная плотность будет все время сохраняться в ядре облачка. Принимая $R = 5000$ км, а $n = 10$ мм, при $T = 10^6$ получим время диссипации близким к 8 минутам, а при $T = 10^2$ время диссипации уже возрастает до 10 часов.

Таким образом, лишь наиболее холодные выбросы могут сохраняться в течение более или менее продолжительного времени. Поэтому внутри сферы nR остаются лишь наиболее медленные («холодные») частицы. Из таких «холодных» частиц в значительной степени должна состоять внешняя корона, в которой движутся главным образом лишь направленные частицы. Возможно, что фраунгоферов спектр внешней короны создается именно этим холодным медленно разлетающимся роем частиц. Следует отметить, что относительная сохраняемость корональных форм и, особенно, правильная форма корональных лучей могут быть объяснены лишь при допущении низкой кинетической температуры составляющих их частиц. Скопления «холодных» частиц (положительных и отрицательных) напоминают собой электрическую плазму, которая может существовать длительное время, не подвергаясь быстрой диссипации.

Главная астрономическая
обсерватория, Пулково

Поступило
10 VII 1946

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] M. Waldmeier, Mitt. Aarg. Nat. Ges., 22, 11 (1945) Kun-Huang, ApJ., 101, 87 (1943). [2] D. S. Kothari, M. N., 93, 61 (1932). [3] В. А. Крат, Успехи астр. наук (1946). [4] Л. Животовский, Изв. Пулковск. обс., № 140 (1947).