**Доклады Академии Наук СССР**
1948. Том LIX, № 5

*АСТРОНОМИЯ*

В. КРАТ

# КОРПУСКУЛЯРНАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ЗВЕЗД

*(Представлено академиком О. Ю. Шмидтом 27 XI 1947)*

В одной из предыдущих работ (1) автором был рассмотрен в общем виде вопрос об установлении в атмосферах звезд своеобразного стационарного состояния, когда положительный электрический заряд звезды достигает своего максимума. Начиная с этого момента, звезда в равном количестве теряет быстрые электроны и протоны. Уравнение стационарного состояния имеет вид:

$$42{,}9\,\frac{1+\alpha\beta}{1+\alpha(1-\beta)}=e^{-\alpha(1-2\beta)}, \tag{1}$$

где $\beta$ — есть доля ускорения силы тяжести, действующей на протоны, компенсирующаяся электростатическим отталкиванием, а $\alpha$ — безразмерная величина:

$$\alpha=\frac{g_0 m_p R}{kT}. \tag{2}$$

Здесь $g_0$ — ускорение силы тяжести, $m_p$ — масса протона, $R$ — радиус звезды, $T$ — абсолютная температура и $k$ — постоянная Больцмана. Как мы видим, в уравнении (2) температура и ускорение силы тяжести играют одинаковую роль. Звезда с очень высокой температурой на поверхности (окруженная короной) будет иметь малые $\alpha$, так же как и звезда с протяженной наружной оболочкой, для границы которой $g_0$ достаточно мало. Если заменить $g_0$ на $Gm/R^2$ ($m$ — масса звезды), то получим:

$$\alpha=\frac{Gm\,m_p}{kTR}=8{,}05\cdot10^{-16}\,\frac{m}{TR}. \tag{3}$$

Очевидно, что для всей звезды с заданной массой и поверхностной температурой мы можем найти такое значение $R$, которое, будучи подставлено в (3), даст $\alpha$, соответствующее любому наперед заданному значению $\beta$. Особый интерес представляет состояние, при котором $\beta=1$. В этом случае на протоны не действуют никакие центростремительные ускорения, и они могут свободно разлетаться в окружающем пространстве. При таких условиях звезда будет быстро терять свою массу, и если при этом не будет изменяться $\alpha$, то процесс истечения массы примет непрерывный характер. Такое состояние звезды мы будем называть состоянием корпускулярной неустойчивости.

При $\beta=1$ уравнение (1) примет вид:

$$42{,}9\,(1+\alpha)=e^{\alpha}. \tag{4}$$

Это уравнение имеет только один корень $\alpha=5{,}66$.

Итак, для звезд, неустойчивых в корпускулярном отношении, граница неустойчивости (сфера неустойчивости) определится уравнением:

$$\frac{m}{TR}=0{,}70\cdot 10^{16}. \tag{5}$$

Нетрудно показать путем несложных вычислений, аналогичных произведенным в предыдущей работе [2], что состояние корпускулярной неустойчивости как частного случая стационарного состояния при заданных $m$, $T$ и $R$ наступает практически мгновенно. Чтобы оценить космогоническое значение факта корпускулярной неустойчивости, мы должны вычислить массу протонов, теряемых звездой за единицу времени. Это число для единицы поверхности при $\beta=1$ равно [2]:

$$n_p=\frac{n_1}{2\sqrt{\pi}}\left(\frac{2kT}{m_p}\right)^{1/2}, \tag{6}$$

где $n_p$ — число протонов, теряемых в 1 сек. с площади 1 см², $n_1$ — число протонов в 1 см³ в наружном слое звезды. Уравнение (6) может быть переписано также в виде:

$$n_p=0{,}36\cdot 10^4 n_1 T^{1/2}. \tag{7}$$

Для всей поверхности звезды количество улетучивающихся протонов равно $4\pi R^2 n_p=N_p$,

$$N_p=4{,}57\cdot 10^4 R^2 n_1 T^{1/2}. \tag{8}$$

Заменяя $R$ через $m$ и $T$ с помощью (5), получим:

$$N_p=9{,}25\cdot 10^{-28} n_1 m^2 T^{-3/2}. \tag{9}$$

Положим $T=6000°$ и $m=m_{\odot}$. Тогда

$$N_p=0{,}78\cdot 10^{34} n_1, \tag{10}$$

а потеря массы равна

$$\Delta m=1{,}30\cdot 10^{10} n_1 \text{ г/сек.} \tag{11}$$

Для того чтобы при непрерывном истечении протонов и электронов звезда потеряла половину своей массы, должно протечь время

$$t=\frac{2{,}4\cdot 10^{15}}{n_1} \text{ лет.} \tag{12}$$

Полагая $n_1=10^7$, мы получим, что $t$ имеет порядок $10^8$ лет. Величина $t$, полученная на основании равенства (12), является только верхним пределом для времени релаксации звезды, которое в действительности должно быть значительно более коротким, так как незначительное уменьшение $\alpha$ по сравнению с 5,66, вызванное, например, тем, что мы немного увеличим радиус звезды по сравнению с радиусом сферы неустойчивости, приведет к отрицательным ускорениям для протонов ($\beta>1$).

Наконец, при еще меньших значениях $\alpha$ стационарное состояние вообще наступить не может (уравнение (1) не имеет реального корня), положительный заряд неограниченно растет и время релаксации звезды уменьшается еще на несколько порядков.

В свете всего сказанного состояние корпускулярной неустойчивости приобретает значительный интерес как некоторое предельное состояние звезды. Если радиус звезды превышает радиус сферы неустойчивости, то звезда должна распасться в космогонически короткие сроки (меньше $10^8$ лет). Таким образом, устанавливается верхний предел для радиуса звезды.

Следует отметить, что убывание температуры звезды сопровождается таким ростом ее критического радиуса, что число протонов вблизи сферы неустойчивости всегда должно быть значительным (и, повидимому, не меньше чем $10^6$ на 1 см$^3$ даже при $T=3000°$). При $T=6000°$ и $m=m_{\odot}$ по формуле (5) находим:

$$R=678\,R_{\odot}=3,16 \text{ астр. ед.}$$

При этом мы неизбежно должны получить сильное уменьшение плотности наружных слоев вблизи сферы неустойчивости вплоть до значений порядка $10^8$ частиц на 1 см$^3$. Такое уменьшение плотности при данной температуре автоматически приведет к сильной ионизации водорода. Условия в наружной оболочке будут похожи на условия, существующие в солнечной хромосфере. Можно будет говорить о протяженной хромосфере звезды. Мы знаем, что для хромосфер звезд-гигантов типично явление „турбуленции". Поэтому мы можем ожидать, что кинетические температуры вблизи сферы неустойчивости будут всегда сравнительно высокими (порядка 8000—10 000°) ввиду чрезвычайно быстрой диссипации турбулентных волокон [3], вся энергия движения которых при этом переходит в тепловую энергию частиц. Если мы учтем это обстоятельство, то для звезды с $m=m_{\odot}$ (отвлекаясь от возможности существования образований, подобных солнечной короне), мы должны будем принять $R=2$ астр. ед. Таким образом, наше Солнце, повидимому, в той фазе своего развития, когда оно уже было самосветящимся телом — звездой с эффективной температурой, равной хотя бы 3000°, не могло заключать внутри себя орбиты больших планет, в то время как орбиты Меркурия, Венеры, Земли и Марса могли находиться внутри него. Интересно, что, согласно последнему исследованию О. А. Мельникова, цефеиды, повидимому, в среднем обладают массами, не превышающими массы Солнца. В таком случае их радиусы должны быть близки к критическим. Более того, цефеиды более ранних спектральных классов с бо́льшими значениями $T$ должны обладать меньшими радиусами, чем цефеиды более поздних классов, что и наблюдается в действительности. В ходе эволюции, вследствие корпускулярного рассеяния водорода, звезда должна становиться все в меньшей и меньшей степени „водородной". Процентное содержание остальных элементов по отношению к водороду должно непрерывно расти. Однако этот процесс для нормальных звезд ($\beta<1$) должен быть очень медленным. Время релаксации Солнца [3] и других звезд главной последовательности имеет порядок $10^{12}$ лет.

Известный интерес представляет также применение полученных формул к небесным телам, обладающим массой Земли или Луны. Так как нет оснований считать, что этого рода тела были всегда лишены водорода в свободном состоянии, то мы можем вычислить критические радиусы таких тел при $T=3000°$, предполагая, что когда-то все планеты были маленькими звездами. В этом случае критические радиусы получаются равными:

Для Земли $R=2900$ км,

Для Луны $R=35$ км.

Совершенно очевидно, что Луна (а возможно, и Земля) никогда не имела поверхностной температуры в 3000°, так как ее масса в течение коротких сроков должна была бы рассеяться в мировом пространстве. Более того, трудно, даже уменьшая $T$, подобрать для Луны подходящее значение $R$ (сравнимое с ее истинным радиусом). Можно, конечно, предположить, что тела, подобные Луне, потеряв сразу весь водород, могли сохранить другие элементы и, в частности, азот. Однако это не так. Для атмосферы, состоящей из азота, критическое значение $\alpha$ будет равно 7,2. Это число, будучи подставлено в формулу (5), при условии замены $m_p$ на массу азотного иона, приведет к увеличению $R$ приблизительно в 10 раз. Точно так же обстоит дело и с другими элементами. Повидимому, можно считать доказанным, что Луна и другие спутники планет (в том числе и Меркурий) никогда не могли быть самосветящимися небесными телами. Так как Земля и Марс сохранили воду, то можно усомниться в том, что они в прошлом могли иметь высокую поверхностную температуру.

Пулковская обсерватория

Поступило
27 XI 1947

## ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] В. Крат, ДАН, **55**, № 3 (1947). [2] В. Крат, ДАН, **59**, № 3 (1948). [3] В. Крат, Изв. Пулк. обс., № 139 (1947).