Н.А. КОЗЫРЕВ

ВНУТРЕННЕЕ СТРОЕНИЕ ЮПИТЕРА

Собственный тепловой поток, выходящий из недр Юпитера, указывает на возможность там высоких температур. Поэтому, вопреки сложившемуся представлению о холодном состоянии вещества Юпитера, рассмотрена возможность его горячего и газообразного состояния. Плотность и давление внутри космического тела могут быть вычислены на основе известных значений массы и радиуса. Для Юпитера сжатие диска и движения спутников позволяют установить неоднородность его структуры и уточнить значения плотности и давления в его центре. Из этих данных, в предположении горячих недр, когда внутреннее давление зависит от энергии теплового движения, рассчитана температура с учетом вырождения газа и электростатического взаимодействия между частицами. Температура центра оказалась равной 165 000° К. Такая температура приводит к тепловому потоку с поверхности Юпитера, значение которого близко к фактически зарегистрированному при полетах станций «Пионер-10» и «Пионер-11». Этот совершенно независимый контроль подтверждает правильность модели горячего Юпитера и подтверждает сходство его со звездами.

В настоящее время принято считать недра Юпитера холодными в том смысле, что давление вещества, противодействующее давлению вышележащих слоев, создается не кинетической энергией теплового движения частиц, а квантовомеханическим или электростатическим противодействием сжатию. На смену холодного вырожденного ферми-газа пришло представление о металлическом водороде, о жидком и даже твердом ядре внутри Юпитера. Вместе с тем наблюдаемый большой поток собственного теплового излучения Юпитера указывает на возможность высоких температур в его недрах. Поэтому совершенно закономерно, вопреки существующей традиции, рассмотреть модель горячего и газообразного Юпитера. В пользу газообразного состояния Юпитера говорит и высокая симметрия гравитационного поля, полученная из измерений станций «Пионер-10» и «Пионер-11» при их прохождении около этой планеты.

Температура внутри горячего гравитирующего тела не произвольна – она определяется условием механического равновесия. Вычисленная из этого условия температура позволяет, при известном коэффициенте теплопроводности, сосчитать и тепловой поток, который должен выходить из глубин горячего тела. Сопоставление рассчитанного теплового потока с наблюдаемым может дать строгий и совершенно независимый контроль правильности горячей модели Юпитера. В холодной же модели внутренние температуры и тепловой поток предсказать и объяснить невозможно без дополнительных соображений об их природе. Чтобы воспользоваться упомянутым контролем, перейдем к возможно более тщательному расчету горячей модели внутреннего строения Юпитера.

Основные характеристики физического состояния вещества внутри космического тела (ρ – плотность и p – давление) могут быть рассчитаны по известным для него значениям: M – массы и R – радиуса. Для Юпитера, в солнечных единицах:

$$1/M = 1047 \quad \text{и} \quad 1/R = 10{,}0. \tag{1}$$

Из этих данных получаются следующие значения средней плотности $\bar{\rho}$ и некоторого характерного давления $\bar{p}$, рассчитанного при средней плотности и $1/3$ силы тяжести на поверхности планеты:

$$\bar{\rho} = 1{,}34 \quad \text{и} \quad \bar{p} = \frac{G}{4\pi}\left(\frac{M_\odot}{R_\odot^2}\right)^2 \frac{M^2}{R^4} = 8{,}1 \cdot 10^{12}. \tag{2}$$

Чтобы получить значения этих характеристик в центре планеты, надо значения (2) умножить на некоторые безразмерные множители ρ_x и p_x, зависящие от структуры тела:

$$\rho_c = 1{,}34\rho_x \quad \text{и} \quad p_c = 8{,}1 \cdot 10^{12} p_x. \tag{3}$$

Структура тела зависит от многих параметров, но в первом приближении можно попытаться охарактеризовать ее зависимостью от одного параметра. Допустим, что внутри космического тела осуществляется политропная зависимость

$$p \sim \rho^{(n+1)/n} \quad \text{или} \quad p/\rho^{\infty}\rho^{1/n}. \tag{4}$$

Тогда его структура будет определяться только одним параметром – классом политропы n. Для реального тела соотношение (4) может выполняться лишь приблизительно, и соответственно этому класс политропы дает только приблизительную характеристику его структуры. Для политропных конфигураций различных классов могут быть рассчитаны интересующие нас безразмерные величины ρ_x и p_x. Их значения приведены в табл.1.

Таблица 1

n	ρ_x	p_x	k_x
0	1,0	1,51	1,00
1	3,4	5,1	0,65
3/2	5,9	9,4	0,52

В последнем столбце табл. 1 приведены значения k_x безразмерного момента инерции тела, который определяется условием

$$I = 2/5 k_x \mathrm{MR}^2.$$

Иными словами, k_x представляет собой отношение момента инерции тела к моменту инерции однородной сферы при тех же значениях массы и радиуса. Вычисление момента инерции по движению спутников показывает, что для Юпитера $k_x = 0{,}60$. Следовательно, Юпитер имеет сравнительно однородную структуру с классом политропы между 1 и 3/2. Расчет сжатия Юпитера по теореме Клеро подтверждает этот вывод. Этот сравнительно грубый метод дает $n \approx 1$. Интерполируя данные табл. 1, находим, что при $k_x = 0{,}60$ $\rho_x = 4{,}1$ и $p_x = 6{,}7$. Значит, согласно (3):

$$\rho_c = 5{,}8 \quad \text{и} \quad p_c = 5{,}4 \cdot 10^{13}. \tag{5}$$

Будем теперь все дальнейшие расчеты производить, полагая, что Юпитер состоит только из водорода, пренебрегая присутствием гелия и других составляющих. Обозначим через m_{H} массу атома водорода. Число нейтральных атомов и ионов в см^3 обозначим соответственно через n и n_i. Тогда

$$\rho = m_{\mathrm{H}}(n + n_i), \tag{6}$$

и, следовательно, в центральной области Юпитера

$$n + n_i = 3{,}5 \cdot 10^{24}\ \text{см}^{-3} \quad \text{и} \quad 3p/(n + n_i) = 5{,}1 \cdot 10^{-11}\ \text{эрг}. \tag{7}$$

Величина $3p/(n + n_i)$ представляет собой работу сил давления, рассчитанную на одну частицу. Чтобы разрушить атом, эта величина должна быть порядка χ – потенциала ионизации атома. Для водорода $\chi = 2{,}15 \cdot 10^{-11}$ эрг и, следовательно, в недрах Юпитера водород должен быть в значительной степени ионизованным.

В горячем теле существенную роль в образовании внутреннего давления, которое уравновешивает давление внешнее, играет тепловое движение частиц. В случае идеального газа

$$p/\rho = \frac{kT}{m_{\mathrm{H}}\bar{\mu}}, \tag{8}$$

где k постоянная Больцмана и $\bar{\mu}$ – средний молекулярный вес. Уравнение (8) позволяет определить температуру T центра Юпитера по известным значениям ρ_c и p_c (5):

$$kT = 1{,}5 \cdot 10^{-11}\bar{\mu} \quad \text{и} \quad T = 1{,}1 \cdot 10^{5}\bar{\mu}\ {}^{\circ}\text{K}. \tag{9}$$

Состояние вещества в недрах Юпитера может сильно отличаться от идеального. Однако и в этом случае выражение (9) будет определять температуру, если принять для $\bar{\mu}$ некоторое эффективное значение, учитывающее необходимые поправки к закону идеальных газов. Чтобы провести соответствующие расчеты, представим давление p в виде суммы

$$p = p_n + p_i + p_c - \tfrac{1}{3}u, \tag{10}$$

где p_n, p_i, p_c – соответственно парциальные давления нормальных атомов, ионов, электронов, а u – плотность энергии электростатической связи частиц. Нормальные атомы и ионы подчиняются обычной статистике, и поэтому их парциальные давления выражаются законом идеальных газов. Что касается p_c, то возможность частичного вырождения электронного газа можно учесть первым членом разложения в ряд

$$p_c = n_e kT\left[1 + \frac{1}{32}\frac{h^3 n_e}{(\pi m kT)^{1/2}}\dots\right]. \tag{11}$$

В этой формуле h обозначает постоянную Планка, m – массу электрона и n_e – число электронов в см^3: $n_e = n_i$. Эддингтон на основе теории разбавленных растворов Дебая-Хюккеля получил следующее выражение для плотности электростатической энергии:

$$u = e^3\left(\frac{8\pi n_i^3}{kT}\right)^{1/2}, \tag{12}$$

где e – заряд электрона. Обозначим через x степень ионизации, т.е. долю ионизованных атомов:

$$x = \frac{n_i}{n + n_i}. \tag{13}$$

Тогда, разделив в уравнении (10) давление p на плотность ρ, с помощью выражений (8), (6), (13) и численных значений (1) и (9) можно получить равенство

$$p/\rho = \frac{kT}{m_{\mathrm{H}}\bar{\mu}} = (1+x)\frac{kT}{m_{\mathrm{H}}} + 3{,}5\frac{x^2}{\bar{\mu}^{3/2}}\frac{kT}{m_{\mathrm{H}}} - 6{,}0\frac{x^{3/2}}{\bar{\mu}^{3/2}}\frac{kT}{m_{\mathrm{H}}},$$

из которого получается уравнение, определяющее $\bar{\mu}$ в зависимости от степени ионизации x:

$$1/\bar{\mu} = 1 + x + 3{,}5\frac{x^2}{\bar{\mu}^{3/2}} - 6{,}0\frac{x^{3/2}}{\bar{\mu}^{3/2}}. \tag{14}$$

Два последних члена в правой части этого равенства учитывают отклонения от закона идеальных газов. При отсутствии ионизации $(x = 0)$ для газа, состоящего из нормальных атомов водорода, они исчезают, и получается $\bar{\mu} = 1$. При $x = 0{,}5$ получаем $\bar{\mu} = 1{,}4$. Начиная же с $x = 0{,}7$ и далее до полной ионизации, $x = 1$, $\bar{\mu}$ остается практически постоянным и равным 1,5. Из расчетов Котари [1] следует, что в центре Юпитера холодный водород в состоянии полного вырождения должен быть сильно ионизован: при давлении (5) $x = 0{,}8$. В нашем случае неполного вырождения степень ионизации едва ли будет сильно отличаться от этого значения и можно с достаточной уверенностью принять $\bar{\mu} = 1{,}5$. Тогда по формуле (9)

$$T_c = 165\,000°\mathrm{K}. \tag{15}$$

Следует отметить, что существенный недостаток наших вычислений – очень грубый учет вырождения газа одним вторым членом формулы (11). Дело в том, что этот член разложения в ряд имеет значение около единицы. Поэтому такое разложение может быть и не правомерным. Однако характер уравнений (14) позволяет надеяться, что строгий учет вырождения не может существенно изменить нашего определения $\bar{\mu}$.

Полученное значение температуры (15) вычислено из условия, что внешнее давление уравновешивается внутренним давлением газа. Иными словами, значение (15) найдено из условия механического равновесия планеты. Как уже упоминалось, это определение температуры может иметь очень строгий и совершенно независимый контроль, основанный на сравнении с наблюдениями теплового потока, который должен выходить из недр планеты при заданной температуре в ее центре. При большой плотности свободных электронов передача тепла должна в основном осуществляться не радиацией, а теплопроводностью электронного газа. Обозначим коэффициент этой теплопроводности через ν. Тогда соответствующий тепловой поток F_T будет определяться выражением

$$F_T = -\nu \frac{dT}{dr}. \tag{16}$$

Внутри Юпитера электронный газ находится в состоянии, промежуточном между идеальным и вырожденным газом. Для такого частичного вырождения коэффициент теплопроводности ν был рассчитан Л. Местелем [2]. При расчете был введен параметр вырождения λ, затабулированный в зависимости от величины $\rho/T^{3/2}$. Идеальному газу соответствуют значения $\lambda < 1$, а сильному вырождению – значения $\lambda > 500$. При $\rho = 5{,}8$ и $T = 165\,000$°К в центре Юпитера получается $\lambda = 300$. При той же плотности, по температуре 200 000 $\lambda = 95$. В таблице Местель приводит величину A, с помощью которой может быть рассчитан коэффициент теплопроводности

$$\nu = 10^{-13} \frac{\lambda A T^4}{\rho}. \tag{17}$$

Величина A имеет значения, близкие к единице: при $\lambda = 300$ $A = 0{,}8$, при $\lambda = 95$ $A = 1{,}4$, что дает практически одинаковые значения $\nu = 2 \cdot 10^9$. При температуре в центре Юпитера $1{,}65 \cdot 10^5$°К средний градиент температуры равен 2°К на км, и, следовательно, из недр Юпитера должен выходить тепловой поток

$$F_T = 2 \cdot 10^9 \frac{dT}{dr} = 4 \cdot 10^4 \ \text{эрг/см}^2 \cdot \text{сек}. \tag{18}$$

Существование собственного теплового излучения Юпитера следовало уже из первых радиометрических измерений температуры его наружных слоев. Она оказалась заметно выше той температуры, которая получилась бы из-за притока одной только солнечной радиации. Оказалось, что собственный тепловой поток Юпитера близок к потоку тепла, получаемого от Солнца. В настоящее время полеты станций «Пионер-10» и «Пионер-11» подтвердили и уточнили эти определения. Согласно этим данным

$$F_T = 1{,}0 \cdot 10^4 \ \text{эрг/см}^2 \cdot \text{сек}. \tag{19}$$

Таким образом, результат (18), полученный нами путем очень приближенного расчета, оказался в достаточно хорошем согласии с наблюдаемым значением потока (19). Интересно теперь произвести точный расчет теплового потока, пользуясь методами теории внутреннего строения звезд.

Внутри звезд тепло переносит поток лучистой энергии F_R:

$$F_R = -\frac{c}{\kappa\rho}\frac{dB}{dr} = -\frac{4}{3}\frac{caT^3}{\kappa\rho}\frac{dT}{dr}. \tag{20}$$

Здесь B – плотность лучистой энергии, c – скорость света, κ – коэффициент поглощения единицы массы и a – постоянная закона Стефана. Формулу электронной теплопроводности (17) можно привести к тому же выражению (20), если вместо κ ввести эффективный коэффициент поглощения κ_T:

$$\varkappa_T = \frac{4 \cdot 10^{13} ca}{3\lambda T} = \frac{3{,}0 \cdot 10^9}{\lambda T}. \tag{21}$$

Следовательно, при $T = 165\,000$°K $\varkappa_T = 75$. Этот эффективный коэффициент поглощения оказался действительно много меньше коэффициента поглощения радиации водородом:

$$\varkappa_R = \frac{20 n_c}{T^{3,5}} \approx 10^7.$$

Значит, в недрах Юпитера тепло выделяется только теплопроводностью.

В теории внутреннего строения звезд совместное решение уравнений механического и теплового равновесия приводит к зависимости светимости звезды L от ее массы M. Для горячей газовой звезды

$$L = f\left(\frac{\mu^4}{\varkappa}\right)_c M^3, \tag{22}$$

где f – множитель, который определяется структурой звезды и распределением источника энергии в ее недрах, а μ – молекулярный вес, имеющий смысл в соответствии с формулой (8). Значок c означает, как и раньше, что отмеченные им величины относятся к центру звезды. Будем еще считать, что в формуле (22) величины L и M взяты по отношению к их значениям для Солнца.

Расчеты звездных конфигураций, выполненные в предположении постоянства μ и к внутри звезды, показывают, что множитель f этой формулы почти не зависит от того, как распределены в звезде источники ее энергии. При равномерном распределении источников $f = 40$. При нарастании же их интенсивности к центру звезды величина f уменьшается и приближается к 20 в звезде с конвективным ядром [3]. Подставляя в формулу (22) $\mu = 1{,}5$, $\varkappa = 75$, $M = 10^{-3}$ и $f = 20$, находим

$$L = 1{,}4 \cdot 10^{-9} \quad \text{и} \quad F/F_\odot = \frac{L}{R^2} = 1{,}4 \cdot 10^{-7}.$$

Значение $F_\odot = 6 \cdot 10^{10}$ эрг/см^2 · сек, и, следовательно,

$$F = 0{,}8 \cdot 10^4 \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{сек}. \tag{23}$$

Множитель f обладает еще и той особенностью, что он мало зависит от изменений конфигурации тела, которые получаются, если допустить переменность к и μ в его недрах. Поэтому значение (23) для теплового потока Юпитера можно считать полученным без произвольных допущений.

Расчетное значение теплового потока (23) оказалось в прекрасном согласии с его наблюдаемым значением (19). Этот контроль обосновывает наше предположение о горячих недрах Юпитера, подтверждает, что в его центре действительно осуществляются физические условия, близкие к найденным выше: $\rho = 5{,}8$ г/см^3, $p = 5{,}4 \cdot 10^{13}$ бар, $\bar{\mu} = 1{,}5$, $T = 165\,000$°K, и что вещество внутри Юпитера представляет собой газ на границе вырождения.

В сравнении с полным запасом расход тепловой энергии через поток, идущий наружу, столь незначителен, что эти условия могут сохраняться без существенных изменений сотни миллиардов лет.

Главная астрономическая обсерватория
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
21 октября 1976 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. D.S. Kothari, Proc. of London, 165, 486, 1938.
2. L. Mestel, Proc. Cambridge Phil. Soc., 46, 337, 1950.
3. Козырев Н.А. Источники звездной энергии и теория внутреннего строения звезд // Известия Крымской астрофизической обсерватории, 1948, т. 2, с. 3-43.

Адрес страницы: http://www.nkozyrev.ru/bd/030.php