

ВОЗМОЖНАЯ АСИММЕТРИЯ В ФИГУРАХ ПЛАНЕТ

1. Данные астрономических наблюдений ставят в настоящее время перед теорией задачи, которые или совсем не решаются, или решаются с помощью сложных гипотез. Вновь открываемые явления часто оказываются неожиданными для теории. Основой теоретических методов исследования являются принципы механики Ньютона, поэтому можно усомниться в безусловной справедливости этих принципов, т. е. в строгости применения их в астрономических масштабах пространства и времени. По-видимому, отклонения от законов Ньютона наступают значительно раньше, иным образом и совсем при других обстоятельствах, чем поправки теории относительности Эйнштейна. Поэтому изменение принципов механики должно быть значительно более глубоким и заключаться в изменении всех трех основных аксиом Ньютона—Галилея. Для обоснования этой точки зрения весьма существенно найти простое явление, резким и прямым образом противоречащее механике Ньютона.

Ряд признаков указывает на то, что проблема вращения небесных тел не исчерпывается обычными законами механики. К числу их можно отнести открытую в тесных двойных системах несинхронность орбитального и осевого вращения звезд, существующую вопреки приливному трению. По-видимому, звезды могут вырабатывать не только энергию, но и момент вращения. Однако чтобы вращение могло поддерживаться процессами, идущими внутри тела, должна возникнуть некоторая асимметрия, зависящая от направления вращения. Весьма возможно, что при этом и фигура вращающегося тела будет асимметричной по отношению к экваториальной плоскости. Для исследования этого эффекта наиболее благоприятными будут тела с большим сжатием и большого углового диаметра, т. е. Юпитер и Сатурн. Если у этих тел будет обнаружена асимметрия, то это и будет искомым явлением, противоречащим механике Ньютона.

Обозначим через p полярное расстояние, т. е. угловое расстояние точки на поверхности тела от положительного направления оси вращения. Пользуясь правой системой координат, мы должны полярное расстояние отсчитывать от северного полюса планеты. Асимметрия тела скажется появлением в уравнении эллипсоида дополнительного нечетного члена:

$$r = a(1 - \varepsilon \cos^2 p - \eta \cos^3 p); \quad (1)$$

здесь r — радиус-вектор точки на поверхности тела, проведенный из точки пересечения оси вращения с экваториальной плоскостью, т. е. плоскостью наибольшего сечения тела, a — радиус экваториального сечения, ε — сжатие и η — коэффициент асимметрии. Допустим, что такое асимметричное тело наблюдается в положении, когда ось вращения перпендикулярна лучу зрения. Обозначим через x линейные расстояния хорд от оси вращения и через y — расстояние середины хорд от экватора, выраженные в долях экваториального радиуса. Тогда из уравнения (1) следует приближенное равенство

$$y = -\eta(1 - x^2). \quad (2)$$

Таким образом, при положительном η середины хорд с приближением к центру диска должны уходить в южное полушарие. Самое быстрое изменение положения середины хорд будет происходить на краю диска. Практически получается весьма удобный способ измерений асимметрии, при котором нет нужды строго ориентировать ось x по экватору планеты. Необходимо лишь получить среднее из отсчетов на концах хорд восточного и западного края диска, взять из них среднее и сравнить со средним из отсчетов положения концов хорд в центральной части диска.

С достаточной точностью можно считать, что ось Юпитера всегда перпендикулярна лучу зрения. Производя измерение линейкой опубликованных в различных изданиях репродукций увеличенных фотографий Юпитера, я получил впечатление, что искомая асимметрия существует реально и что южное полушарие Юпитера более вытянуто, чем северное: $\eta = +0,0030 \cong \varepsilon^2$. Измеренные для контроля репродукции Марса приблизительно того же размера этого эффекта не показали. После таких результатов уже имело смысл перейти к подробному изучению оригинальных снимков.

2. Проф. В. В. Шаронов любезно предоставил мне снимки Сатурна, полученные им 7 октября 1937 г. в фокусе 30-дюймового рефрактора Пулковской обсерватории (через узкий желтый фильтр) и снимки Юпитера 17—18 июля 1939 г., полученные на нормальном астрографе Ташкентской обсерватории с увеличительной системой в 3,2 раза. Упомянутые снимки Сатурна получены в момент почти полного исчезновения кольца, т. е. наимыгоднейшего для измерений положения Сатурна, когда ось вращения перпендикулярна лучу зрения. На снимках кольца получилось в виде тонкой черты, которая не могла мешать измерениям. Измерение пластинок было выполнено на измерительном приборе Репсольда сектора астрофотографии Пулковской обсерватории. Ось x ориентировалась параллельно линии кольца. Положение концов хорд, перпендикулярных этой линии, измерялось для трех хорд на одном краю, трех хорд

в средней части диска и трех хорд на другом краю. Одиночная нить микрометра фиксировала положение измеряемой хорды, а наведение на край в точке пересечения диска планеты с этой нитью осуществлялось двойною нитью. После этого пластинка поворачивалась на 180° , и измерение полностью повторялось. Как некоторый оптимум для положения средней из трех хорд на краю было взято $x=0,85$. Видимый экваториальный диаметр Сатурна равнялся $20''$. На пластинках в оборотах микрометра Репсоляда этот диаметр составлял приблизительно 2,8, т. е. 1,4 мм (2 оборота микрометра — 1 мм). Результат измерений 12 изображений Сатурна на трех пластинках в тысячных долях оборота, т. е. в полумикронах, оказался следующим: $y(0,85) - y(0) = +7$ со средней ошибкой ± 3 . Произведя с помощью формулы (2) редукцию на полный эффект, получаем $\eta = +0,007$, т. е. опять положительная величина, близкая к ε^2 .

Снимки Юпитера оказались менее удачными: края изображений размыты с общей вуалью на пластинке. Поэтому были измерены только девять изображений на двух пластинках. Критерием отбора изображений служили контрольные измерения сжатия диска. В тысячных долях оборота микрометра результат оказался следующим: $y(0,85) - y(0) = +6 \pm 4$. Поскольку экваториальный радиус составлял 2,3 оборота, производя редукцию к краям, находим $\eta = +0,004$ — результат, близкий к тому, который был получен при осмотре репродукций.

3. Ознакомление с коллекцией снимков Государственного астрономического института им. П. К. Штернберга показало, что среди этих снимков имеются превосходные фотографии Юпитера, полученные П. К. Штернбергом 28 апреля 1910 г. на 15-дюймовом астрографе Московской обсерватории с помощью камеры, увеличивавшей в 2,7 раза. На этих снимках края изображений очень определены и видно много деталей, даже таких тонких, как область Красного пятна. Кроме того, линейный масштаб этих снимков превышал масштаб ранее измеренных: экваториальный диаметр получился равным 6,5 оборотов.* Были измерены 10 лучших изображений на четырех пластинках, и средний результат получился следующим: $y(0,90) - y(0) = +9 \pm 2$. При этом с улучшением качества изображений эффект увеличивался, и средний весовой результат был принят равным $+12$. Производя редукцию к краям, получаем $\eta = +0,0044$, что практически совпадает с $\varepsilon^2 = 0,0042$. Для проверки надежности измерений шесть лучших снимков были измерены в положении, отличающемся на 90° . Асимметрия получилась и в этом случае: $\Delta y = +6 \pm 4$; $\eta = +0,0019$ (знак плюс указывает, что западное полушарие более выпукло, чем восточ-

ное). Астрономический ежегодник 1910 г. дает на 28 апреля у Юпитера фазу как раз с востока, половина которой равна $+0,0023$, что находится в прекрасном соответствии с измеренным значением.

При столь тонких измерениях может играть роль личный эффект. Поэтому пользуюсь случаем выразить глубокую благодарность Д. О. Мохначу за выполненные им с большим искусством контрольные измерения 12 изображений Юпитера на тех же пластинках П. К. Штернберга. Средний результат Д. О. Мохначи получился следующий: $y(0,90) - y(0) = +10 \pm 1$.

Характерно, что с увеличением масштаба и улучшением качества изображений эффект асимметрии делается более заметным. Опасные систематические ошибки могут возникнуть только при самих измерениях из-за деталей на поверхности планет. Измерения хорд на краях диска могут исказиться наличием полос, не симметричных по отношению к экватору. Однако это соображение отпадает, так как темная полоса на диске Сатурна (тень кольца) находилась в северном полушарии, а темная экваториальная полоса Юпитера на снимках В. В. Шаронова выделялась в южном полушарии; вместе с тем асимметрия у этих планет получилась одного знака. При измерениях хорд средней части диска могут возникнуть систематические отклонения, если темные полярные области планет в обоих полушариях выражены различно. Однако известно, что у Юпитера и Сатурна более темным является южный полюс, а это обстоятельство может только ослабить, но не усилить найденный эффект.

4. Найденная асимметрия планет, вероятно, является универсальным следствием закона сложения гравитационного поля с полем вращения. Тогда и у Земли южное полушарие будет более выпуклым (приблизительно на 100 м) и в южном полушарии ускорение тяжести должно быть на десятки мГал меньше, чем в северном. Сравнение гравиметрических данных обоих полушарий затрудняется малым числом гравиметрических пунктов в южном полушарии, а главное, почти полным отсутствием их в высоких южных широтах. Однако еще в 1899 г. проф. А. А. Иванов пытался определить широтный коэффициент асимметрии в распределении тяжести. Это исследование повторялось (А. Беррот, С. В. Торопин, И. Д. Жонголович) и приводило, в общем, к согласному результату. По-видимому, можно принять: $\Delta g = g_N - g_S = 25$ мГал и $\Delta g/g = (+2,5 \pm 1,0) \cdot 10^{-5}$. Центр тяжести однородного тела, поверхность которого определяется уравнением (1), при $\eta > 0$ сдвинут к югу на величину, равную $(3/4)a\eta$, вследствие чего возникает $\Delta g/g = \eta$. С другой стороны, можно ожидать, что причина, приводящая к большому сжатию северного полушария, будет действовать и на маятник. Поэтому только часть ($1/3$ или $1/2$) измеренного $\Delta g/g$ должна быть приравнена η . Отсюда следует, что $\eta \cong +1 \cdot 10^{-5}$.

* Проф. М. С. Зверев любезно разрешил мне воспользоваться этими снимками для измерений.

Данные таблицы показывают, что в первом приближении фигура равновесия вращающейся однородной гравитирующей массы представляется формулой

$$r = a(1 - \varepsilon \cos^2 p - \varepsilon^2 \cos^3 p). \quad (3)$$

В пользу существования особых причин, приводящих к асимметрии фигур планет, говорит наблюдаемая асимметрия в рас-

Планета	ε	ε^2	η
Сатурн	1:9,7	$10,6 \cdot 10^{-3}$	$+7 \cdot 10^{-3} \pm 3 \cdot 10^{-3}$
Юпитер	1:15,4	$4,2 \cdot 10^{-3}$	$+4,4 \cdot 10^{-3} \pm 0,6 \cdot 10^{-3}$
Земля	1:297	$1,1 \cdot 10^{-5}$	$+1 \cdot 10^{-5} \pm 0,5 \cdot 10^{-5}$

положении деталей на поверхности планет; например, предпочтительное расположение материков в северном полушарии Земли и их вытянутость к югу.

Мы видели, что установление асимметрии дисков Юпитера и Сатурна имеет глубокое принципиальное значение. Вместе с тем этот эффект получился почти на пределе точности измерений. Поэтому совершенно необходима проверка полученных результатов с помощью крупнейших астрономических инструментов.

О ВНУТРЕННЕМ СТРОЕНИИ БОЛЬШИХ ПЛАНЕТ

Малые плотности больших планет типа Юпитера наводят на мысль, что в отличие от планет земной группы в их строении существенную роль играет водород. Для решения этого вопроса в первую очередь необходимо знать физические условия внутри планеты. Так как в центре производные физических величин обращаются в нуль, то центральные данные: давление p_c и плотность ρ_c — являются характерными для значительной части планеты. Эти величины могут быть рассчитаны с помощью известных из наблюдений массы M и радиуса R планеты. Действительно, с точностью до безразмерного множителя, зависящего от структуры планеты, давление в центре равняется силе тяжести, умноженной на массу столба с основанием в 1 см^2 . Точно так же центральная плотность отличается от средней на некоторый другой структурный множитель. Эти структурные множители сравнительно мало меняются для допустимых вариантов строения планеты. Например, предполагая, что структура планеты может быть аппроксимирована политропой класса n , т. е. принимая внутри планеты

$$p \sim \rho^\Gamma \left(n = \frac{1}{\Gamma - 1} \right),$$

можно получить для Юпитера следующие данные:

n	p_c	ρ_c	k
1	$4 \cdot 10^7 \text{ атм}$	4,6	0,65
3/2	$7,3 \cdot 10^7 \text{ атм}$	7,9	0,52

Здесь k — отношение момента инерции планеты к моменту инерции однородного тела той же массы и того же радиуса.

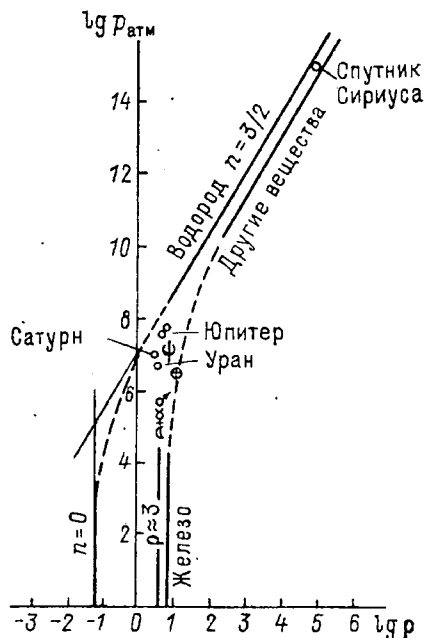
В этом расчете принято: $M_\odot/M = 1047$, $R_\odot/R = 10,0$ и $\bar{\rho} = 1,34$.

Определенная для Юпитера величина $k = 0,60$ (по движению спутников и сжатию диска) показывает, что физические условия в центре Юпитера должны заключаться между приведенными выше значениями. Эти значения нанесены в виде двух точек в плоскости прилагаемого графика (см. рисунок). Для выяснения химического состава Юпитера остается найти, для какого вещества кривая фазового состояния, т. е. кривая зависимости $p(\rho)$, пройдет через эти точки. Для построения этих кривых допустим, что Юпитер холодный. Слово «холодный» будем употреблять в том смысле, что $kT \ll p/n$, где n — число частиц в единице объема. При интересующих нас давлениях около

10^7 атм поведение холодных веществ мало изучено. Однако для наших целей достаточно следующих соображений. При $p > 10^{10}$ атм, т. е. когда $p/n > 10^{-8} \approx 10^4$ эВ, атомы будут полностью раздавлены давлением и вещество должно иметь свойства газа Ферми ($n = 3/2$):

$$\rho = 9,89 \mu_e^{-3/2} p^{3/2} \cdot 10^6, \quad (2)$$

где μ_e — средний молекулярный вес, рассчитанный на один электрон. Для водорода $\mu_e = 1$, для прочих веществ, включая гелий, $\mu_e = 2$. С другой стороны, для малых давлений ($p < 10^4$) плотность веществ практически постоянна ($n = 0$). На рисунке жирные линии показывают изменение состояния водорода и тяжелых веществ типа железа для упомянутых интервалов давлений. Плотность атомного водорода в нормальных условиях принята равной 0,07. Продолжая линию постоянной плотности и линию газа Ферми, можно видеть, что для промежуточных давлений без всякой теории надежно вписывается кривая изменения состояния, показанная на графике пунктиром. Наклон этой линии показывает, что в значительной массе Юпитера $1 < n < 3/2$. Среднее из положений двух точек (1)



$$\rho_c = 5,2 \cdot 10^7; \quad \rho_c = 6,2 \quad (3)$$

должно наилучшим образом описывать условия в центре Юпитера. Из графика сразу видно, что Юпитер не может быть чисто водородным. Оценить однозначно процентное содержание водорода по этому графику вряд ли возможно. Можно различными моделями, например чисто гелиевым составом, удовлетворить положению точки внутренних условий Юпитера. Однако ввиду того что по формуле (2) средний молекулярный вес определяется как среднее гармоническое из $\mu_e^{3/2}$, заметное отклонение от кривой водорода может получиться только при значительном количестве других веществ. Считая вероятным, что среднее положение, которое занимает вещество Юпитера, между кривой водорода и кривой тяжелых веществ будет сохраняться и для давлений, приводящих к уравнению Ферми, получим следующую оценку содержания водорода: $x \approx 25 \div 40 \%$.

На рисунке помимо Юпитера нанесены точки центральных состояний других планет. Эти точки обозначены соответствующими планетными символами. Показано также положение типичного белого карлика — спутника Сириуса. Юпитер, Сатурн и Уран имеют приблизительно одинаковый состав. Планеты другой группы: Луна, Меркурий, Марс — состоят из веществ, плотность которых при нормальных условиях близка к 3. Внутренние условия Земли вычислены в предположении структуры $n = 1/2$, которая отвечает наблюдаемому относительному моменту инерции $k = 0,85$. Несмотря на возможность скачков в кривой состояния тяжелых веществ, кажется вероятным, что Земля отличается по своему составу от других планет земной группы и имеет железное ядро.

Исследуем теперь другую возможность строения Юпитера, т. е. будем считать его горячим. Полагая, что температура играет роль в образовании внутреннего давления, из значений (3) по закону идеальных газов находим

$$T_c = 1,1 \cdot 10^5 \mu \text{ град.} \quad (4)$$

Если газ не идеальный, то температура может быть вычислена по этой же формуле, только с другим молекулярным весом. Неоднократно повторяющиеся радиометрические измерения теплового потока Юпитера приводят к температуре поверхности Юпитера, равной $-120^\circ, -130^\circ \text{C}$ ($\approx 145 \text{ K}$) вместо -150°C (120 K), которая соответствует среднему поглощенному потоку, идущему от Солнца: $1,2 \cdot 10^4 \text{ эрг/(см}^2 \cdot \text{с)}$.

Наблюдаемый поток тепла в $(145/120)^4 \approx 2$ раза больше рассчитанного. Таким образом, собственное излучение Юпитера должно быть порядка $1 \cdot 10^4 \text{ эрг/(см}^2 \cdot \text{с)}$. Выясним теперь, при каких условиях температура (4) в центре Юпитера будет давать наблюдаемый тепловой поток F . В теории внутреннего строения звезд расчет потока в зависимости от внутренней температуры приводит к знаменитому соотношению «масса — светимость (L)» [1]:

$$K = 4\pi R^2 F \sim \frac{\mu^4}{\kappa} M^3, \quad (5)$$

причем для звезд $\mu^4/\kappa = 0,1$.

Применяя эту формулу к Юпитеру и Солнцу, находим

$$\frac{F}{F_\odot} = \left(\frac{R_\odot}{R}\right)^2 \left(\frac{M}{M_\odot}\right)^3 \cdot 10 \cdot \frac{\mu^4}{\kappa} = 10^{-6} \frac{\mu^4}{\kappa}.$$

Так как $F_\odot = 6 \cdot 10^{10}$, то $F/F_\odot = 2 \cdot 10^{-7}$ и, следовательно:

$$\mu^4/\kappa = 0,2. \quad (6)$$

Получается почти тот же коэффициент, как и у звезд, и можно сказать, что Юпитер удовлетворяет соотношению «масса — яркость» $L \sim M^3$. Значение коэффициента (6) представляет важную характеристику строения Юпитера. При больших плотностях и температурах порядка 10^5 град. передача тепла скорее всего осуществляется теплопроводностью. Сравнивая уравнение теплопроводности с уравнением лучеиспускания, можно вычислить эффективный коэффициент поглощения, который должен входить в формулу масса — светимость [2]:

$$\kappa^* = \frac{2,6 Z T^{1/2}}{\rho},$$

где Z — порядковый номер элемента. Эта формула справедлива для ионизованного и несильно вырожденного газа. Для Юпитера получаем $\kappa^* \approx 100$. Таким образом, согласно (6) $\mu = 2,2$, и, следовательно, в центре Юпитера $T_c = 2,5 \cdot 10^5$ град.

Посмотрим теперь, в какой степени состояние газа в Юпитере отличается от идеального. Для этого сравним $kT = 3,4 \times 10^{-11}$ с электростатической энергией, рассчитанной на одну частицу. Согласно теории Дебая — Хюккеля эта энергия имеет значение [3]

$$u = -\frac{1}{3} \left(\frac{\pi Z^3 (Z+1)^3 e^6 n^+}{kT n^2} \right)^{1/2},$$

где n^+ — число ионов в см^3 . Полагая $n = 2n^+$, $Z = 1$ и $n = 4 \times 10^{24}$, находим

$$u = -\frac{1}{3} \left(\frac{\pi e^6 n}{kT} \right)^{1/2} = 2 \cdot 10^{-11}.$$

Таким образом, частицы существенно связаны, и для водорода вместо $\mu = 1/2$, видимо, следует брать $\mu \approx 1$. Найденный выше средний молекулярный вес 2,2, вероятно, указывает на значительное присутствие других элементов в количестве, не меньшем 50 %.

Замечательная согласованность теоретических результатов с радиометрическими измерениями убеждает в том, что Юпитер действительно горячий и состоит из газа, находящегося на границе нарушения закона Бойля — Мариотта. Другие большие планеты, вероятно, имеют такое же строение. Температура этих планет не может поддерживаться ядерными превращениями. Таким образом, высокая температура внутри больших планет подтверждает полученный нами из анализа внутреннего строения звезд вывод о том, что свечение небесных тел имеет совершенно особую природу и не связано с ядерными реакциями [2]. Вероятно, и внутренняя энергия Земли не исчерпывается радиоактивностью пород или механизмом гравитационной

дифференциации О. Ю. Шмидта, а в основном имеет ту же «звездную природу».

Указатель литературы

- 1*. Козырев Н. А. Источники звездной энергии и теория внутреннего строения звезд // Изв. Крымск. астрофиз. обсерв. 1948. Т. 2. С. 3—43.
- 2*. Козырев Н. А. Теория внутреннего строения звезд и источники звездной энергии // Изв. Крымск. астрофиз. обсерв. 1951. Т. 6. С. 54—83.
3. Eddington A. S. The internal constitution of the stars. Cambridge, 1926. P. 265.

ОСОБЕННОСТИ ФИЗИЧЕСКОГО СТРОЕНИЯ КОМПОНЕНТ ДВОЙНЫХ ЗВЕЗД

Проведена дискуссия наблюдательного материала по основным характеристикам — светимость, масса, радиус — компонент визуальных и затменных двойных звезд. Показано, что в звездных парах менее массивное тело — спутник — является звездой с аномальной светимостью. Спектральный тип спутника, светимость, а следовательно, и радиус приближаются к соответствующим характеристикам главной звезды. Это обстоятельство нельзя объяснить ни эволюционным развитием пары, ни особенностями начальных условий объединения. Сходство звезд получается благодаря влиянию главной звезды на спутник за время их совместного существования. Таким образом, двойные звезды являются астрономическим примером возможности воздействий одной системы на другую не через силовые поля, а происходящими в них необратимыми процессами через изменение свойств времени.

Произведенные Леонардом [1] (Ликская обсерватория) исследования спектров визуально-двойных звезд и разносторонние статистические исследования Г. А. Шайна [2] (Пулково) привели этих авторов к заключению, что звезды, составляющие двойную систему, не имеют резких различий с обычными, одиночными звездами. Этот вывод о тождественности двойных и одиночных звезд прочно входил в астрономическую литературу. Однако в последнее время возникли некоторые сомнения в его правильности. Сейчас мы располагаем значительно большим числом более точных характеристик двойных звезд. С другой стороны, стала более ясной физическая интерпретация этих характеристик. Поэтому этот весьма интересный и глубокий вопрос следует пересмотреть заново.

Будем рассматривать следующие основные характеристики звезд: светимость L , радиус R и массу M . С помощью этих характеристик могут быть рассчитаны физические условия внутри звезд. Например, производительность энергии единицей массы звездной материи ϵ и плотность ρ в центре звезд должны быть пропорциональными:

$$\epsilon \sim L/M, \quad \rho \sim M/R^3. \quad (1)$$

Для обычных звезд, состоящих из идеального, невырожденного газа, температура или плотность лучистой энергии B определяются выражениями

$$T \sim \mu M/R, \quad B \sim \mu^4 M^4/R^4, \quad (2)$$

где μ — средний молекулярный вес газа.

В этих формулах безразмерные коэффициенты пропорциональности зависят от структуры звезды. При одинаковых структурах и одинаковом химическом составе с Солнцем физические

условия в звездах по отношению к Солнцу будут определяться следующими простыми выражениями:

$$\bar{\epsilon} = \bar{L}/\bar{M}, \quad \bar{\rho} = \bar{M}/\bar{R}^3, \quad \bar{T} = \bar{M}/\bar{R}, \quad \bar{B} = \bar{M}^4/\bar{R}^4. \quad (3)$$

Здесь чертой сверху обозначены характеристики звезд, взятые по отношению к соответствующим характеристикам Солнца. Реальные звезды безусловно не образуют гомологического ряда. Но даже для многих разнообразных моделей интересующие нас структурные коэффициенты не должны сильно различаться, как это было подробно показано в первой части нашего исследования по внутреннему строению звезд [3]. Вообще говоря, только в исключительных случаях безразмерный коэффициент в физической формуле может принципиально изменить результат. Обычно же результат можно оценивать правильно без точного решения уравнений задачи, т. е. без учета влияний безразмерных коэффициентов. Лишь настойчивое желание найти в физическом строении звезд подтверждение гипотезы термоядерных источников звездной энергии могло заставить теоретиков изыскивать исключительные структуры звезд с исключительными структурными коэффициентами. С точки зрения же объективной позиции следует полагать, что формулы (3), точные для гомологических конфигураций, должны давать приблизительно правильные результаты и для реальных звезд.

Во второй части упомянутой работы по внутреннему строению звезд [4] воспроизведена диаграмма, рассчитанная по формулам (3), показывающая распределение звезд в плоскости

$(\lg \bar{\rho}, \lg \bar{B})$. На этой диаграмме выделяется некоторое основное направление, около которого группируются звезды в громадном диапазоне состояний: последовательность гигантов, средняя часть главной последовательности и субкарлики типа А. Это направление удивительно точно идет под углом 45° и, следова-

тельно, отвечает условию $\bar{B} \sim \bar{\rho}$. На основном направлении существует точка (звезды F4 главной последовательности), вокруг которой звезды разбросаны на большие расстояния, чем обычно, и здесь их особенно много. Таким образом, в плоскости

$(\lg \bar{\rho}, \lg \bar{B})$ главная последовательность представляется кругом, что говорит просто о возможности большой дисперсии около некоторой точки на основном направлении. При переходе от нашей плоскости к обычной плоскости диаграммы Рассела — Герцшпрунга круг деформируется в сильно вытянутый эллипс. Получается впечатление группировки звезд вдоль прямой — большой оси эллипса. В плоскости (m_b, x) , где m_b — абсолютная болометрическая звездная величина, $x = 10 \lg T_{\text{ef}}$, отношение осей эллипса оказывается порядка 1 : 9, а угловой коэффициент большой оси равным —1,58. Согласно П. П. Паренаго [5] угловой коэффициент главной последовательности в этой пло-

Козырев Н. А. Особенности физического строения компонент двойных звезд // Изв. Гл. астрон. обсер. в Пулкове. 1968. № 184. С. 108—115.

скости равен $-1,62$, что удивительно согласуется с вычисленным нами значением. Таким образом, направление главной последовательности едва ли имеет физический смысл и получается просто из-за вытягивания масштабов, которыми пользуются в наблюдательной астрофизике.

Обратимся теперь к двойным звездам. Соединим отрезком прямой компоненты двойных звезд в плоскости $(\lg \rho, \lg \bar{B})$. Тогда, определив наклон этих отрезков, можно построить в нашей плоскости полярную диаграмму, на которой длина радиуса-вектора пропорциональна числу пар, имеющих данное направление в некотором интервале углов. При случайном объединении в пары звезд круга главной последовательности должно получиться хаотическое распределение направлений. Значит, в этом случае полярная диаграмма должна выглядеть полуокружностью. При случайном же объединении со звездами основного направления на полярной диаграмме должна образоваться вытянутость в направлении $\bar{B} \sim \bar{\rho}$, т. е. под углом 45° . Этот наш прогноз совершенно не подтверждается фактическим материалом.

Для визуально двойных звезд нами был использован каталог П. П. Паренаго и А. Г. Масевич [6], для затменных двойных — результаты ревизии Н. И. Чудовичева. Эти каталоги дают наиболее полную и тщательно изученную сводку двойных звезд с известными M , R и L . Всего оказалось 60 пар, для которых можно было уверенно рассчитать наклон отрезков полярной диаграммы. Из них лишь 12 пар являются визуально-двойными. На рис. 1 показана полярная диаграмма, вычисленная по этому материалу. Интересно, что для взятых отдельно визуально-двойных систем получилось распределение (показанное пунктиром), подобное общему распределению, в котором наибольшую роль играют спектрально-двойные (затменные переменные) звезды.

Рис. 1 совершенно отчетливо показывает, что объединение звезд в пары не случайно, а накладывает некоторую зависимость на физические условия внутри звезд. Такая зависимость

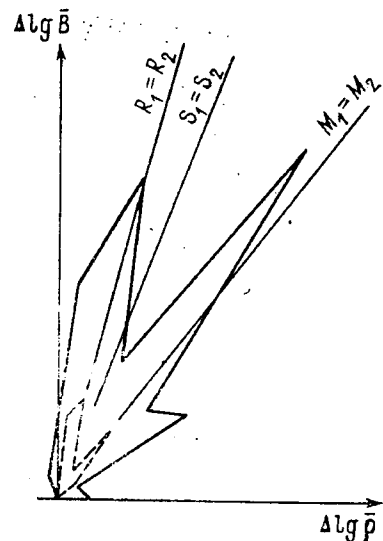


Рис. 1. Полярная диаграмма связи между физическими условиями внутри компонент двойных звезд (визуальных и затменных).

Пунктиром показана диаграмма, построенная только по визуально-двойным системам. По осям координат отложены десятичные логарифмы плотности материи и плотности лучистой энергии.

могла бы возникнуть, например, при образовании пары путем разрыва некоторой первоначальной звезды. При этом процессе энергия звезд может измениться только за счет излучения с поверхности. Но эти потери ничтожны в сравнении с полным запасом энергии звезд. Поэтому процесс разрыва должен происходить адиабатически, т. е. при сохранении удельной энтропии. Значит, в компонентах пары за время их перестройки, т. е. за время шкалы Гельмгольца—Кельвина, должно сохраняться равенство удельных энтропий звезд пары ($s_1 = s_2$). Следовательно, для звезд из идеального газа должно выполняться условие

$$\rho_1/\rho_2 = (T_1/T_2)^{3/2}, \text{ или } \Delta \lg B = (8/3) \Delta \lg \rho. \quad (4)$$

Эта прямая постоянной энтропии с угловым коэффициентом $8/3$ показана на рис. 1. Она не совпадает ни с одним из двух «поток» на диаграмме, а проходит между ними. Значит, распределение направлений компонент пар не подтверждает зависимости (4). Если двойные звезды и образовались путем разрыва первоначальной звезды, то время, прошедшее с тех пор, больше шкалы времени Гельмгольца—Кельвина, например для звезд типа Солнца больше десятков миллионов лет. Положение двух максимумов — двух «поток» диаграммы (рис. 1) — отвечает условиям $\rho \sim T$ и $\rho \sim T^3$. Эти соотношения вряд ли имеют физический смысл. Согласно же формулам (3) первое соотношение равносильно условию $R_1 = R_2$, а второе $M_1 = M_2$. Поэтому найденное распределение просто означает, что чаще всего встречаются пары с одинаковыми массами компонент или с одинаковыми радиусами. Следовательно, эту диаграмму имеет смысл перестроить на обычную плоскость величин M и R . В результате получена диаграмма с осями координат $\Delta \lg R = \lg (R_1/R_2)$, $\Delta \lg M = \lg (M_1/M_2)$ и при условии $M_1 \geq M_2$ (рис. 2). На этой диаграмме каждой двойной звезде отвечает определенная точка. Главная последовательность и последовательность гигантов изображены соответствующими прямыми. Направление главной последовательности определено по каталогам Паренаго—Масевич и Чудовичева: $M \sim R^{0.7}$. Диаграмма на рис. 2 показывает, что звезды действительно не следуют этим наиболее вероятным направлениям, а отклоняются от них в сторону малых различий радиусов при больших $\Delta \lg M$ и малых различий $\Delta \lg M$ при больших различиях в радиусах.

Обратимся теперь к третьей основной характеристике звезд — их светимости L . Исследуем сначала зависимость светимости от радиуса для компонент двойных звезд. Эта задача равносильна вопросу о распределении направлений компонент двойных звезд на диаграмме Рассела—Герцшпрунга. Для решения данной задачи достаточно знать спектральные типы компонент и их видимые звездные величины. Поэтому здесь может быть

использован значительно более обширный материал. По каталогу Леонарда [1] для 238 пар визуально-двойных звезд были вычислены болометрические поправки и определены разности

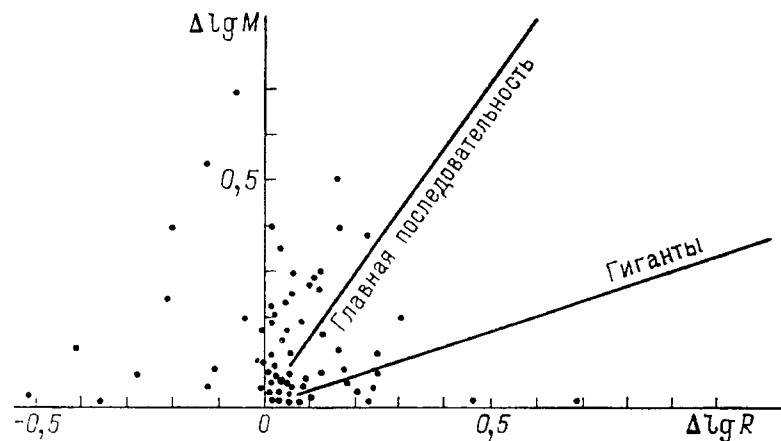


Рис. 2. Диаграмма зависимости разностей логарифмов масс компонент двойных звезд ($\Delta \lg M$) и разностей логарифмов их радиусов ($\Delta \lg R$).

болометрических звездных величин компонент пары Δm_b . Определив далее по спектральным типам эффективные температуры компонент T_{ef} , можно было вычислить $\Delta \lg R$ по формуле

$$5 \Delta \lg R = -\Delta m_b - 10 \Delta \lg T_{\text{ef}}. \quad (9)$$

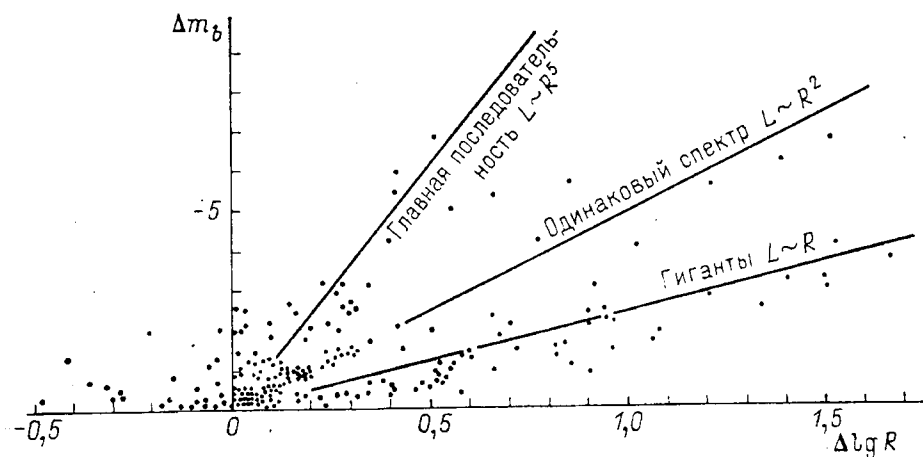


Рис. 3. Диаграмма зависимости разностей болометрических звездных величин компонент двойных звезд (Δm_b) и разностей логарифмов их радиусов ($\Delta \lg R$).

Результат произведенных вычислений показан на диаграмме (рис. 3). Осями координат этой диаграммы являются $\Delta \lg R$ и Δm_b . Каждой двойной звезде соответствует точка,

нанесенная при условии $m_b \leq m_1$, означающем, что более слабый компонент всегда находится в начале координат. Прямыми линиями на диаграмме показаны направления главной последовательности $L \sim R^5$, гигантов $L \sim R$ и одинаковых спектров $L \sim R^2$. Вероятность открытия пары, в которой объединены гигант и звезда главной последовательности, мала из-за большого различия их яркостей. Поэтому при случайном объ-

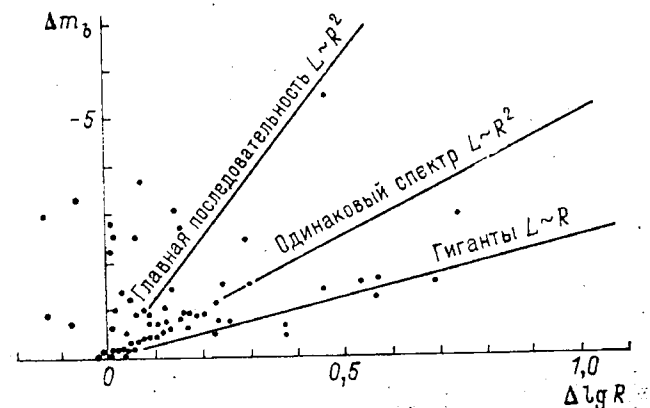


Рис. 4. Диаграмма (Δm_b , $\Delta \lg R$), построенная только по звездам с известными массами и параллаксами.

единении звезд в пары направления главной последовательности и гигантов должны быть выражены наиболее отчетливо. На самом же деле большое число звезд группируется около направления одинакового спектра. Этот поразительный результат нельзя никак отнести за счет статистической селекции. Действительно, вероятность открытия двойных звезд и их исследования не может зависеть от спектрального типа компонент. Поэтому преимущественное объединение в пары звезд одинакового спектрального типа, т. е. звезд с одинаковой плотностью потока лучистой энергии, является реальной особенностью двойных систем. Совершенно похожее распределение дает, как показывает диаграмма на рис. 4, и значительно более ограниченный материал, взятый из использованных нами ранее каталогов Паренаго—Масевич и Чудовичева. Аналогичные распределения получаются и при разделении материала по спектрам на две группы — позднее и ранее G0. Можно отметить только одно обстоятельство, что для звезд ранних спектральных типов направление одинаковых спектров выражено еще более отчетливо, чем для поздних.

Прямым следствием рассмотренных нами диаграмм «масса — радиус» ($\Delta \lg M$, $\Delta \lg R$) и «светимость — радиус» ($\Delta \lg L$, $\Delta \lg R$) должна быть диаграмма зависимости «масса — свети-

мость» ($\Delta \lg M$, $\Delta \lg L$). Первая из этих диаграмм показывает, что при больших различиях в массах компоненты двойных систем мало отличаются радиусами. Из второй диаграммы следует, что различие яркостей компонент зависит от различий радиусов с невысоким показателем степени: 2 — для звезд одинакового спектрального типа и 1 — для направления гигантов. Поэтому при большом различии масс не должно быть большого различия светимостей. Прямое построение соответствующей диаграммы (рис. 5) полностью подтверждает это заключение. Осями координат диаграммы являются — Δm_b и $\Delta \lg M$. Точками отмечены двойные системы с компонентами одинакового спектрального типа, а кружками все другие системы. Диаграмма построена при условии $\Delta \lg M \geq 0$. Прямая линия изображает хорошо известную зависимость $L \sim M^3$, которой следуют звезды, входящие в разные двойные системы, т. е. при отсутствии физической связи между ними. Под углом 45° должно проходить направление $L \sim M^4$. Как видно из этой диаграммы, компоненты двойных систем совершенно не следуют этим направлениям, а действительно показывают малые различия яркостей при большом различии в массах.

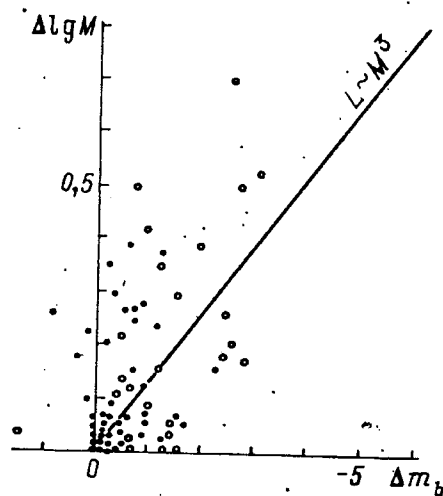


Рис. 5. Диаграмма зависимости разностей болометрических звездных величин компонентов двойных звезд (Δm_b) и разностей логарифмов их масс ($\Delta \lg M$).

Точками указаны пары с близкими спектрами у компонент, кружками — все остальные пары.

Соотношение «масса — светимость» является фундаментальным соотношением наблюдательной и теоретической астрофизики. Оно определяется условиями передачи энергии из недр звезды наружу. Поэтому нарушение этого соотношения говорит о том, что отмеченные выше особенности физических свойств компонент двойных систем вызваны не специальным отбором звезд при их объединении, а нарушением обычных условий равновесия при их совместном существовании. Для обоснования этого заключения рассмотрим подробнее соотношение «масса — светимость» звезд.

На диаграмме рис. 5 вблизи начала координат группируются звезды только одного спектрального типа. Значит, при одинаковых массах и радиусах одинаковы и светимости звезд. Это обстоятельство справедливо не только для компонент

двойных звезд. Выбрав звезду некоторой светимости с любыми массой и радиусом, можно утверждать, что всякая звезда с теми же массой и радиусом будет иметь и ту же светимость. Отсюда следует, что светимость является однозначной функцией массы и радиуса. В эту зависимость радиус входит лишь в слабой степени, как это следует и из теоретических соображений при передаче тепла из недр звезды путем лучеиспускания. Обычно

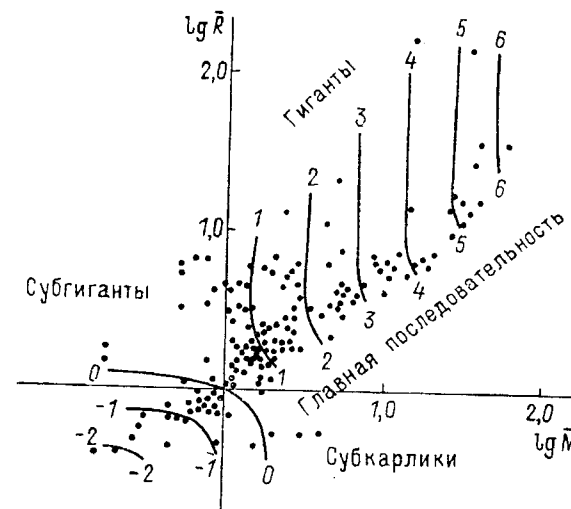


Рис. 6. Диаграмма зависимости $L(M, R)$.

Все величины даны в десятичных логарифмах. Изображенные линии представляют собой «изофоты» — линии постоянной светимости

учет этого влияния радиуса производится путем построения не сильно отличающихся друг от друга зависимостей «масса — светимость» для различных групп звезд на диаграмме Рессела — Герцшпрунга. С теоретической же точки зрения весьма важно установить, существует ли действительно единая зависимость «светимость — масса — радиус».

В нашей работе по внутреннему строению звезд [4] приведена диаграмма, показывающая, что производительность источников звездной энергии ϵ является однозначной функцией физических условий внутри звезд — ρ и B . По формулам (3) отсюда следует, что и L должно быть однозначной функцией M и R . Поскольку речь идет о статистическом материале, такое заключение должно быть проверено непосредственным построением

диаграммы $\bar{L}(\bar{M}, \bar{R})$. Эта диаграмма, построенная по каталогам Паренаго — Масевич, Чудовичева, изображена на рис. 6. Звезды показаны точками. Этим точкам были приписаны соответствующие светимости, позволившие провести изображенные с десятикратным интервалом логарифма «изофоты» — линии одинаковых

светимостей. Для упрощения чертежа индивидуальные светимости звезд не показаны. Дисперсия значительна и того же порядка, как на диаграмме $\varepsilon(\rho, B)$ цитированной выше работы, где написаны индивидуальные значения точек. Построенная по-

верхность $\bar{L}(\bar{M}, \bar{R})$ обладает удивительной симметрией. Центром симметрии являются звезды спектрального типа F4 главной последовательности. Это обстоятельство подчеркивает хорошо известное разделение здесь главной последовательности на две части с принципиально отличными физическими и кинематическими характеристиками звезд. Для гигантов изофоты диаграммы идут параллельно оси ординат. Следовательно, для гигантов строго выполняется соотношение «масса — светимость». Интервалы между изофотами приблизительно равны, и им соответствует зависимость $L \sim M^{3.2}$. Наиболее сильная зависимость светимости от радиуса получается у звезд поздних спектральных типов главной последовательности.

Выясним теперь, какие двойные системы и какие из их компонент дают наибольшие отклонения от средней зависимости

$\bar{L}(\bar{M}, \bar{R})$ диаграммы на рис. 6, построенной по всему материалу. Обозначим через Δ_L разность логарифмов наблюдаемой свети-

мости и вычисленной по диаграмме $\Delta_L = \lg \bar{L}_0 - \lg \bar{L}_c$. Для двойных звезд с компонентами одинаковых масс и одинаковых

радиусов среднее отклонение $\bar{\Delta}_L = \frac{\sum \Delta_L}{n} = 0,00$. Среднее квад-

ратичное отклонение, характеризующее точность нашей диаграммы, получается равным 0,25. Для компонент одинаковых

масс, но разных радиусов среднее отклонение $\bar{\Delta}_L$ получается также близким к нулю и равным +0,03 как для компонент больших, так и малых радиусов. Иную картину дают двойные системы с компонентами разных масс. Для главных, массивных

звезд системы среднее отклонение по-прежнему невелико: $\bar{\Delta}_L = +0,07$, но для их спутников получается весьма существенное

отклонение: $\bar{\Delta}_L = +0,33$. Особенно подчеркивается это обстоятельство для двойных систем спектральных типов, более ранних, чем F4. Для таких систем у главных звезд $\bar{\Delta}_L = +0,08$,

а у их спутников $\bar{\Delta}_L = +0,47$. Теперь мы можем утверждать, что особенность диаграммы на рис. 5, показывающей небольшие различия светимостей при больших различиях в массах компонент двойных систем, происходят из-за аномально высокой светимости у компонент малой массы. Если бы этот компонент образовывал пару с равной ему по массе звездой, он бы имел

нормальную светимость, соответствующую зависимости $\bar{L}(\bar{M}, \bar{R})$.

Остается заключить, что главная звезда воздействует на спутник. В результате их длительного сосуществования спутник выходит из обычного состояния равновесия и начинает по ряду физических свойств приближаться к свойствам главной звезды. Отсюда и получаются отмеченные выше особенности диаграмм на рис. 2, 3, 5. Интересно, что оси распределений звезд на диаграммах рис. 2, 5 не совпадают с осью ординат, а сдвинуты вправо, т. е. в сторону указанных там направлений обычного состояния звезд. Это обстоятельство находится в полном соответствии с нашим заключением о том, что особенности спутника вызваны лишь отклонением его от нормального состояния в сторону сближения с характеристиками главной звезды. Симметричное же расположение звезд относительно линии одинаковых спектров диаграмм на рис. 3 связано, вероятно, с тем, что это направление находится между направлениями обычного состояния звезд — главной последовательности и гигантов. Рассмотренные статистические данные позволяют еще заключить, что влияние главной звезды на спутник проявляется одинаковым образом, как у близких друг к другу спектрально-двойных звезд, так и у разделенных большим расстоянием визуально-двойных.

Вероятно, в последнем случае требуется только более длительное время для осуществления этого влияния. В заключение проведенной нами дискуссии наблюдательного материала формулируем вытекающие из нее выводы.

1. В двойных системах, у которых массы компонент одинаковы ($M_1 = M_2$), не замечается никаких особенностей в наблюдаемых характеристиках L и R этих компонент. Показанная диаграммами на рис. 1 и 2 возможность различий радиусов при малых различиях масс указывает на возможность существенных различий и в их спектральных типах.

2. При объединении звезд с разными массами происходит изменение характеристик L_2 и R_2 менее массивного компонента ($M_2 < M_1$):

а) спектральный тип спутника выравнивается со спектральным типом главной звезды;

б) радиус спутника приближается к радиусу главной звезды;

из этих обстоятельств вытекает:

в) яркость спутника сближается с яркостью главной звезды.

3. Перечисленные закономерности выявляются более отчетливо у звезд ранних типов и существуют в равной мере как у визуальных, так и у спектральных двойных затменных переменных.

Очевидно, в физически связанных парах происходит влияние одной звезды на другую. Это влияние в наиболее сильной

степени сказывается на менее массивном компоненте, хотя, вероятно, существует и обратное влияние его на главную звезду. С увеличением массы спутника, естественно, может увеличиваться и его сопротивляемость влиянию главной звезды. Тогда при равных массах эффект влияния будет иметь минимальное значение и может не обнаруживаться статистическим исследованием.

При таких больших расстояниях между компонентами, как в визуально-двойных системах, разумеется, совершенно невозможно воздействие этих звезд друг на друга ни гравитационным, ни любым другим полем, ни потоком лучистой энергии. Также невозможно объяснить выравнивание свойств звезд двойной системы их эволюцией. Не говоря уже о том, что при своем

развитии звезды должны оставаться на поверхности $\bar{L}(\bar{M}, \bar{R})$, эволюционное выравнивание может происходить в основном за счет более скорого уменьшения светимости главной звезды и уж никак не за счет увеличения светимости спутника. С точки зрения гипотезы термоядерных источников звездной энергии уже сам по себе факт преимущественного объединения звезд с одинаковым спектром едва ли можно объяснить даже при самых неправдоподобных предположениях о различии начального химического состава звезд.

Существование поверхности $\bar{L}(\bar{M}, \bar{R})$ или ей равносильной $\bar{\varepsilon}(\bar{\rho}, \bar{B})$ является очень серьезным доводом против гипотезы ядерных источников звездной энергии. Такая поверхность была бы при саморегулировании процесса излучения, например при остывании звезд, т. е. при отдаче ранее запасенной энергии. Этот вывод об отсутствии в звездах специальных источников энергии, которые не зависят от процессов теплопередачи, был подробно обоснован в наших работах по внутреннему строению звезд [4]. Получается, что проблема свечения звезд является частным случаем общей проблемы — почему во Вселенной отсутствуют равновесные состояния. Если во Вселенной действует принцип недостижимости равновесных состояний, то это означает существование всегда и при всех обстоятельствах различия будущего от прошедшего. Если это различие реально и течение времени является объективным физическим свойством времени, то оно должно проявляться воздействием на материальные системы. Это воздействие будет препятствовать осуществлению равновесных состояний, при которых нет отличия будущего от прошедшего, т. е. нет течения времени. Препятствуя звездам перейти в равновесное состояние, течение времени будет источником их энергии. Время нельзя рассматривать оторванно от материи. Все процессы, происходящие в материальных системах Вселенной, являются источниками, питающими общий поток времени, который в свою очередь действует

на материальные системы. Поэтому следует ожидать существования связи между системами и возможности воздействия одной системы на другую через время. Возможность таких воздействий, разумеется, должна быть в пространстве ограничена некоторым расстоянием. Тогда отмеченные сходства компонент двойных систем должны получиться из-за воздействия процессов одной звезды на процессы в другой через время при больших сроках их сосуществования и сравнительно небольших расстояниях между ними.

Серьезное обоснование вышеизложенной концепции о материальных свойствах времени может дать только физический эксперимент земной лаборатории. Работа, проведенная нами в этом направлении, состояла из следующих этапов [7].

1. Принцип причинности позволяет определить ход времени, т. е. темп течения времени как скорость превращения причины в следствие. Требование независимости этого определения от систем счета времени и пространства устанавливает, что ход времени представляет собой псевдоскаляр, имеющий размерность скорости. Следовательно, ход времени имеет свойства линейной скорости поворота. Поэтому можно ожидать, что в причинных связях между покоящимся и вращающимся телом к обычному ходу времени c_2 будет добавляться линейная скорость вращения тела u . В результате могут появиться дополнительные силы, направленные по оси вращения, составляющие долю u/c_2 от обычных сил, действующих в системе. Опыты, произведенные с гироскопами, действительно показали появление этих дополнительных сил и позволили определить величину $c_2 = +700$ км/с в левой системе координат. В этих опытах для получения причинной связи необходимо было вводить в систему некоторый необратимый процесс. Дальнейшие опыты удалось значительно упростить, применяя неподвижные тела, но используя вращение Земли. Дело в том, что вес тела складывается из притяжений масс Земли, вращающихся с различными линейными скоростями. Таким образом, весу соответствует некоторая усредненная скорость, отличная от линейной скорости данного места Земли, с которой связаны другие силы системы. Возникающие дополнительные силы, направленные по оси вращения Земли, наблюдались на длинных маятниках, крутильных и обыкновенных рычажных весах. Появление этих сил означает, что время действительно может сообщать энергию материальным системам. Время еще может изменить момент вращения, но оно не может влиять на полный импульс системы.

2. Дальнейшие наблюдения показали, что степень необратимости процесса, вводимого в систему для установления различий причин и следствий, часто меняется из-за каких-то внешних обстоятельств, не связанных с обстановкой опытов. Оказалось, что подобные изменения условий появления дополнительных сил можно получить, осуществляя вблизи системы различного

рода достаточно энергичные, необратимые процессы. Эти опыты прямо доказывают возможность воздействия одной материальной системы на другую с помощью времени. Поскольку время не передает импульса, такие воздействия не могут распространяться и их существование означает возможность мгновенной связи. Передача воздействий через время показывает, что, помимо постоянного хода времени c_2 , у времени есть еще и переменное свойство, которое может быть названо плотностью времени. В окрестностях необратимого процесса изменяется плотность времени, и это обстоятельство действует на другие процессы и другие системы. Нарушения плотности времени медленно убывают с расстоянием, скорее всего, обратно первой степени расстояния.

Перечисленные здесь результаты лабораторных исследований показывают, что в природе могут происходить воздействия не только через силовые поля. Источником таких воздействий являются необратимые процессы, т. е. причинно-следственные отношения. Астрономическим примером воздействий этого рода и являются особенности физического состояния звезд в двойных системах. Основной необратимый процесс в звездах заключается в передаче энергии из недр звезд наружу. Процесс излучения главной звезды, изменяя плотность времени, может влиять на поток излучения спутника и приближать его к потоку излучения главной звезды. Таким путем может получиться выравнивание спектральных типов компонент пары, что совершенно удивительно со всякой другой точки зрения. Опыты показывают, что ход времени проявляет себя на вращающихся телах. Поэтому эффект влияния в парах должен быть сильнее у быстровращающихся звезд, т. е. у звезд ранних спектральных типов.

Эти закономерности и были отмечены при анализе наблюдательного материала. С изменением потока лучистой энергии должна происходить и некоторая перестройка звезд. Будет, например, изменяться их радиус. Выяснение этих обстоятельств требует глубокого ознакомления со свойствами времени. Без соответствующей экспериментальной работы вряд ли имеет смысл дальнейшее обсуждение подробностей влияния звезд через время.

Наверное, вращение звезд благодаря псевдоскалярным свойствам хода времени самым тесным образом связано с их излучением. В передаче же энергии из недр звезд может существенную роль играть и передача воздействий с помощью времени. Возможно, что учет этих обстоятельств позволит понять особенности зависимости $L(M, R)$, изображенной на диаграмме рис. 6.

Указатель литературы

1. Leonard F. C. An investigation of the spectra of visual double stars// Lick observatory bulletins. 1923. Vol. 10. N 343. P. 169—194 (Univ. of California Publications. Astronomy).
2. Shajn G. 1) Results of observations of the double stars and their relation to the giants and dwarfs theory//Изв. Гл. российской астрон. обсерв. 1925. Т. 10. Вып. 2. № 95. С. 284; 2) On the mass-ratio in double stars// Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. 1925. Vol. 85. N 3. P. 245—252.
- 3.* Козырев Н. А. Источники звездной энергии и теория внутреннего строения звезд//Изв. Крымск. астрофиз. обсерв. 1948. Т. 2. С. 3—43.
- 4.* Козырев Н. А. Теория внутреннего строения звезд и источники звездной энергии//Изв. Крымск. астрофиз. обсерв. 1951. Т. 6. С. 54—83.
5. Паренаго П. П. Обобщенная зависимость масса—светимость//Астрон. журн. 1939. Т. 16. Вып. 6. С. 13.
6. Паренаго П. П., Масевич А. Г. Исследование зависимости масса—радиус—светимость//Труды Гос. астрон. ин-та им. П. К. Штернберга. 1951. Т. 20. С. 81—146.
- 7.* Козырев Н. А. 1) Причинная механика и возможность экспериментального исследования свойств времени//История и методология естественных наук. Вып. 2: Физика. М., 1963. С. 95—113; 2) Незвезданный мир// Октябрь. 1964. № 7. С. 183—192.

О СВЯЗИ ТЕКТОНИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ ЗЕМЛИ И ЛУНЫ

В качестве объективного признака тектонической активности Земли рассмотрены интенсивные землетрясения с очагом, расположенным глубже земной коры. Признаком же тектонической активности Луны могут служить любые временные явления на Луне, каталог которых составлен Б. Миддлхерст. Исследованный материал составляет список 630 землетрясений и 370 временных явлений на Луне за время 1904—1967 гг.

Установлено существование двух типов связи между тектоническими явлениями Земли и Луны:

1) спусковой механизм приливных воздействий через гравитационное взаимодействие Луны и Земли;

2) непосредственная причинная связь тектонических процессов Земли и Луны, которая может осуществляться через материальные свойства времени.

Эта связанность процессов позволяет сделать вывод о синхронности горообразовательных циклов Земли и Луны.

Землетрясения являются наиболее ярким, позволяющим делать количественные оценки физическим признаком тектонической активности Земли. Для Луны таким признаком могут служить любые временные явления, наблюдаемые иногда на ее поверхности. Обширный каталог этих явлений был недавно опубликован Б. Миддлхерст [1]. Несмотря на критическое отношение авторов каталога к опубликованному материалу, в нем все же могли остаться и ошибочные сведения. Однако для статистических исследований это обстоятельство едва ли представляет серьезную опасность. Значительно важнее постоянно иметь в виду чрезвычайную селективность материала этого каталога. Селективность связана с метеорологическими условиями наблюдений Луны, ее фазами, высотой над горизонтом и даже просто с интересом астрономов к подобным наблюдениям. Поэтому совершенно исключается возможность непосредственного сопоставления количества лунных явлений с количеством и интенсивностью землетрясений.

В отличие от селективного характера лунных наблюдений начиная с 1904 г. происходила полная регистрация землетрясений по всему земному шару. Среди множества землетрясений, зарегистрированных сейсмическими станциями, необходимо выделить те, которые связаны с тектоническими процессами масштаба, близкого к планетарному. Для этой цели можно выделить землетрясения большой магнитуды и с глубоким расположением очага. Из каталога Гутенберга и Рихтера [2], содержащего полный список землетрясений с магнитудой больше 7, за 1904—1946 гг. были взяты только данные, относящиеся к промежуточным (глубина очага $70 < H < 300$ км) и глубоким

($H > 300$ км) землетрясениям. Для позднейших лет по 1967 г. включительно и для тех же типов землетрясений данные были выбраны из международных сейсмических бюллетеней. При этой выборке чаще всего магнитуду землетрясений приходилось оценивать весьма приблизительно, по числу отметивших их сейсмических станций. По-видимому, нижнюю границу магнитуд землетрясений полученного этим отбором списка следует считать равной 6,5. К сожалению, взятый принцип отбора не гарантирует полноту материала. Действительно, крупные тектонические процессы могут быть связаны и с неглубокими интенсивными землетрясениями, очаг которых находится внутри земной коры ($h < 70$ км). Однако оправданием нашего отбора является точность его признаков, обеспечивающая однородность исследуемого материала. В результате был составлен список 630 землетрясений, происшедших за время с 1904 по 1967 г. В каталоге же Б. Миддлхерст за этот период отмечено около 370 временных явлений на Луне.

Земля и Луна представляют собой систему тел, находящихся под сильным приливным, т. е. гравитационным, воздействием друг на друга. Под действием лунных приливов земная кора совершает упругие, без запаздывания, полусуточные колебания с амплитудой порядка 20 см. На Луну же приливное действие со стороны Земли должно быть значительно большим. Высота прилива определяется отношением потенциала приливообразующих сил к силе тяжести. Этот потенциал пропорционален квадрату радиуса тела и массе другого, воздействующего, тела. Поэтому потенциал приливных сил на Луне в пять раз больше, чем на Земле. Сила же тяжести на Луне в шесть раз меньше. Отсюда следует, что деформация поверхности Луны должна быть в 30 раз больше деформации поверхности Земли и составлять приблизительно 6 м. Однако из-за синхронности вращения Луны и обращения ее вокруг Земли колебания высоты приливного выступа, т. е. колебания лунной коры, могут происходить только за счет изменения расстояния от Луны до Земли. Это расстояние вследствие значительного эксцентриситета лунной орбиты может меняться на 50 000 км, а в среднем на 40 000 км, что составляет около 0,1 среднего расстояния. Изменение потенциала приливных сил происходит обратно кубу расстояний и будет поэтому составлять около 0,3 его среднего значения. Поэтому можно ожидать колебаний лунной коры с периодом, равным аномалистическому месяцу, и амплитудой порядка 2 м. На возможность таких больших колебаний лунной коры и их значение для тектоники Луны впервые указал Джек Грин [3]. Разумеется, сделанные оценки справедливы лишь в случае схождения механических свойств лунной и земной коры.

Изменение геоцентрических расстояний Луны должно создавать и в колебаниях земной коры изменения на те же 0,3 от их

среднего значения. Следовательно, должны происходить длительные, с периодом, равным аномалистическому месяцу, колебания земной коры с амплитудой порядка 6 см. Для земной коры почти такое же и даже несколько большее значение имеет сочетание лунных и солнечных приливов, величина которых составляет $5/11$ от лунных приливов. В сизигиях колебания

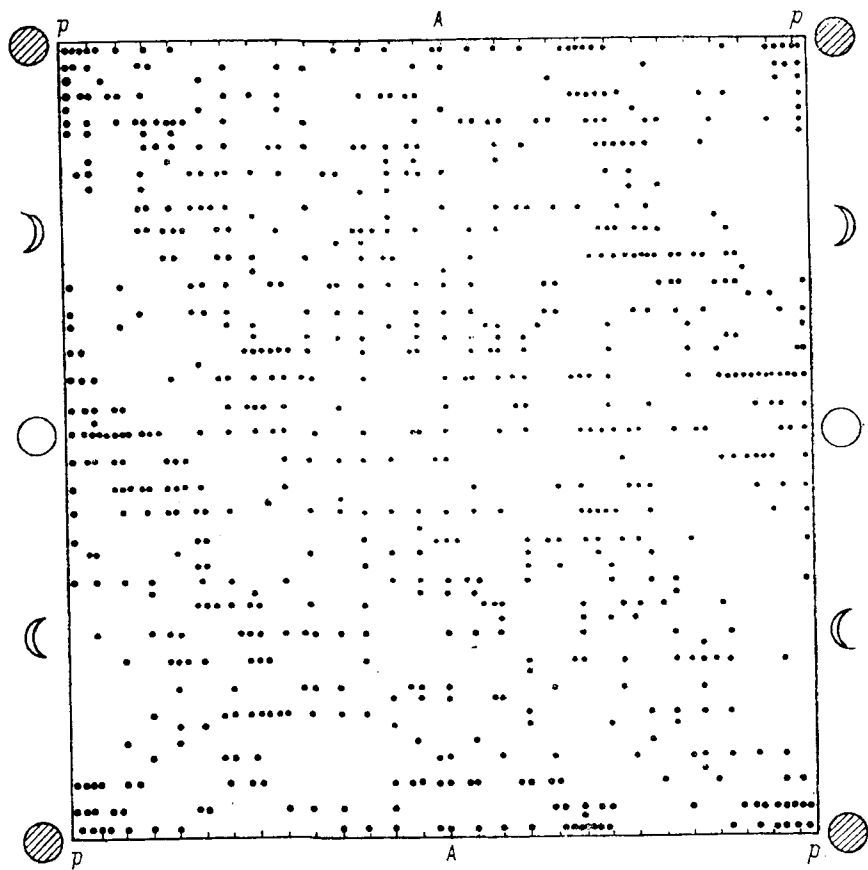


Рис. 1. Диаграмма распределения землетрясений в зависимости от фаз Луны и положения ее на орбите.

коры должны быть на 9 см больше, а в квадратурах на 9 см меньше средних колебаний. Получается другой длинный период, равный половине синодического месяца. Вполне возможно, что эти два периода в какой-то мере сказываются на тектонической активности Земли и, в частности, на частоте землетрясений.

Для выяснения этого вопроса построена диаграмма (рис. 1), на которой указаны землетрясения в зависимости от фаз Луны

и положения ее на орбите. При построении диаграммы мы полностью отвлеклись от всех неравенств движения Луны. Были взяты средние значения синодического (29.5 дня) и аномалистического месяцев (27.5 дня). На диаграмме нанесены средние положения сизигий и квадратур, а апогей (А) показан как средний момент между соседними перигеями (Р). Для каждого землетрясения определялось его расстояние во времени до ближайшей, отмеченной на диаграмме, фазы Луны и до момента прохождения Луны через перигей или апогей. Возникающая от сделанных упрощений неопределенность построения едва ли достигает одних суток. На построенной диаграмме каждое землетрясение отмечено точкой. Землетрясения, попадающие на рамку диаграммы, отмечены по соседству с ней, внутри диаграммы, и повторены у каждой из противоположных сторон рамки.

Построенная диаграмма совершенно отчетливо показывает, что вблизи перигея землетрясения чаще всего происходят в сизигиях, т. е. при полнолунии и новолунии, и их в то время почти не бывает около квадратур. Второй хорошо выраженной особенностью диаграммы является группировка землетрясений вдоль направлений, идущих под углом 45° от сизигий в перигее.

Эти направления представляют собой последовательность дней тех лунаций, у которых новолуние или полнолуние совпадало с перигеем. Следовательно, благоприятными для землетрясений являются не только дни максимальных приливов земной коры, но и дни, непосредственно следующие за ними. Таким образом, максимальные приливы в такой степени нарушают состояние наружных слоев Земли, что в течение времени порядка месяца сохраняются условия, благоприятствующие землетрясениям.

Для лунных явлений из-за большой селективности материала, зависящей от фазы Луны, нельзя построить диаграмму, подобную рассмотренной нами для землетрясений. Впрочем построение такой диаграммы едва ли имеет смысл из-за малого значения солнечных приливов по сравнению с земными для наружных слоев Луны. Для выяснения же роли земных приливов достаточно построить график зависимости числа лунных явлений от дней аномалистического месяца, т. е. от положения Луны на орбите. Построенная таким образом зависимость должна быть совершенно свободной от статистической селекции, поскольку условия наблюдения Луны не могут зависеть от небольших изменений расстояния ее до Земли. Впервые эта зависимость была получена Б. Миддлхерст [4] на основе ее первого каталога [5]. Получился значительный максимум лунных явлений в перигее и второй, более слабый, максимум в апогее. Весьма интересно сравнить эту зависимость с аналогичной зависимостью для землетрясений, которую можно получить сум-

мированием числа землетрясений вдоль вертикальных столбцов диаграммы 1.

Верхняя кривая на рис. 2 дает зависимость числа землетрясений от различных моментов положения Луны на орбите. Здесь, как и при построении рис. 1, взят средний аномалистический месяц и среднее положение апогея. Нижняя кривая на рис. 2 дает число временных

лунных явлений, наблюдавшихся за то же время, т. е. с 1904 по 1967 гг., согласно каталогу [1]. В отличие от результатов Б. Миддлхерст, получились максимумы не только в перигее и апогее, но и вблизи моментов наибольшей скорости изменения геоцентрического расстояния Луны. Те же особенности имеет и верхняя кривая числа землетрясений. Обе кривые имеют большое сходство, причем замечается некоторый сдвиг, на 1—2 дня, кривой лунных явлений

в сторону опережения кривой землетрясений. Если этот сдвиг реален, то он может объясняться большим приливным воздействием Земли на Луну, вызывающим более быструю, чем у Земли, реакцию наружных слоев Луны. Максимум явлений в перигее, вероятно, объясняется ослаблением прочности коры при максимальном приливе. Другие максимумы, очевидно, тоже связаны с особенностями состояния коры и мантии при быстрых изменениях приливных напряжений и при максимальном сжатии вблизи апогея. Независимо от объяснения особенностей кривых их сходство может служить указанием на сходство механических свойств наружных слоев Земли и Луны.

Помимо рассмотренной статистической связи тектонических явлений Луны и Земли, которая получается из-за гравитационного взаимодействия этих тел, между тектоническими явлениями Луны и Земли существует еще и прямая генетическая связь. Действительно, рассмотрим, например, явления, происходившие в 1897 г. В этом году произошли четыре разрушительных землетрясения с магнитудой больше 8.5: великое индийское землетрясение 12 июня и землетрясения 5 августа, 20 и 21 сентября [6]. За этот год в первом каталоге Б. Миддлхерст приведено одно сообщение о явлении на Луне 21 сентября. Во втором каталоге содержатся четыре сообщения о явлениях: 14 июня, 21 сентября, с 8 по 15 октября и 9 декабря. Предполагать случайность совпадений лунных явлений 14 июня и 21 сентября с землетрясениями 12 июня, 20 и 21 сентября

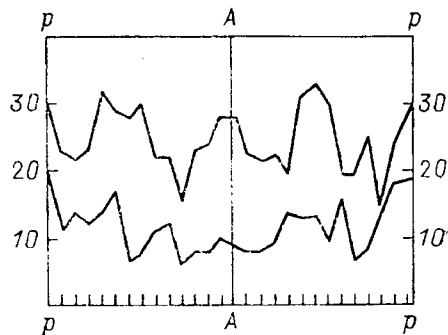


Рис. 2. Зависимость числа землетрясений (верхняя кривая) и числа лунных явлений (нижняя кривая) от положения Луны на орбите.

совершенно неправдоподобно. В такой же степени столь близкое совпадение нельзя объяснить и статистическим сходством кривых рис. 2. Скорее всего, имеется прямая причинная связь между явлениями Земли и Луны, которую надлежит изучить на основе всего отобранного материала.

Намеченное исследование надо провести так, чтобы совершенно исключить селективность каталога лунных явлений. Сначала рассмотрим простейший случай, когда землетрясения происходят в моменты, достаточно удаленные друг от друга. Построим график, в котором все моменты землетрясений совмещаются с началом координат. По оси абсцисс будем откладывать промежуток времени в днях от момента лунного явления до ближайшего землетрясения. Таким образом, вправо будут отложены моменты лунных явлений, следующих за землетрясением, а влево—предшествующих ему. По оси ординат будем откладывать число лунных явлений, подсчитанное для соответствующих промежутков времени между явлением и землетрясением. Поскольку условия наблюдений лунных явлений не зависят от землетрясений, селективность каталога будет выражаться лишь пропуском некоторых происходивших явлений. При случайном, независимом от землетрясений, распределении лунных явлений вероятности любых промежутков времени до землетрясений одинаковы, и на графике мы должны получить прямую, параллельную оси абсцисс. Наоборот, при полной согласованности лунных явлений с землетрясениями должна получиться прямая, параллельная оси ординат. Таким образом, наш график дает простую возможность судить о степени связи лунных явлений с землетрясениями.

В общем случае, когда возможны короткие интервалы между землетрясениями, описанный метод требует известной коррекции. Мы будем по-прежнему подсчитывать число лунных явлений N_i , удаленных от ближайшего землетрясения на i дней. Но теперь не все интервалы между землетрясениями будут допускать существование явления на этих расстояниях i . Полученные числа N_i должны быть пропорциональны числам n_i , определяющим истинное распределение, и общему числу интервалов, допускающих явление на расстоянии i от землетрясения. Обозначим через v_d число интервалов между землетрясениями продолжительностью d дней. Тогда

$$N_i \sim n_i \sum_{d=2i}^{\infty} v_d.$$

Явления, совпадающие с землетрясениями, допускаются всеми интервалами. Поэтому

$$N_0 \sim n_0 \sum_{d=1}^{\infty} v_d.$$

Естественно сделать приведение чисел N_i к полному числу интервалов. Это значит, что мы будем считать $N_0 = n_0$.

Тогда из написанных выражений получается окончательная формула расчета истинного распределения

$$n_i = N_i \frac{\sum_{d=1}^{\infty} v_d}{\sum_{d=2i}^{\infty} v_d}. \quad (*)$$

При случайном распределении лунных явлений расчет по этой формуле должен опять дать на нашем графике прямую, параллельную оси абсцисс.

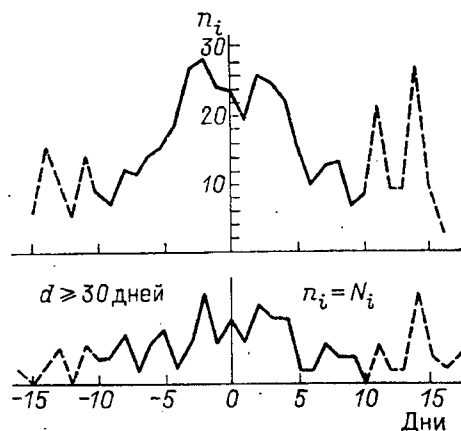


Рис. 3. Кривые числа лунных явлений для дней, отсчитанных от ближайшего по времени землетрясения.

Верхняя кривая построена по всему материалу (1904—1967 гг.), нижняя кривая построена по тому же материалу, но только для землетрясений, между которыми интервал времени больше 30 сут.

С 1904 по 1967 г. материал оказался очень неоднородным в отношении распределения интервалов между землетрясениями. Поэтому он был разбит нами на три группы. По формуле (*) для каждой из этих групп вычислялись отдельно значения n_i , и потом была составлена их сумма, представленная верхней кривой на рис. 3. На расстояниях свыше 10 дней коэффициент, на который по формуле (*) умножались значения N_i , становился очень значительным, порядка 4. Кроме того, начала сильно сказываться статистическая недостаточность материала. Поэтому дальше 10 дней от начала координат кривую нельзя провести уверенно, и на графике она показана пунктиром. Полученное распределение совершенно явно доказывает существование связи лунных явлений с землетрясениями. Двойной и сравнительно резкий максимум около нуля показывает, что число лунных явлений увеличивается почти в три раза по сравнению с фоном, т. е. с числом этих явлений для дней, отдаленных от землетрясений.

Раздвоение максимума числа лунных явлений по обе стороны нуля нельзя отнести за счет некоторой неопределенности знака, которая может получиться в методе расстояний до

ближайшего землетрясения. При использовании этого метода запаздывающее на несколько дней явление может оказаться ближе к следующему землетрясению и будет тогда учитываться как явление опережающее. Однако при расстоянии максимумов на 2—3 дня от нуля эта неопределенность может сказаться лишь при малых интервалах, число которых существенно мень-

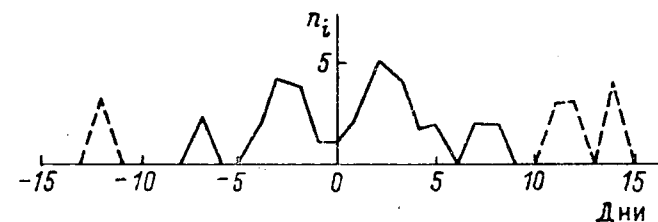


Рис. 4. Кривая числа лунных явлений для дней, отсчитанных от ближайшего землетрясения, построенная по ограниченному материалу (1948—1953 гг.).

ше общего числа более длинных интервалов между землетрясениями. Чтобы убедиться в этом, на рис. 3 снизу показана кривая распределения лунных явлений, подсчитанная только по большим интервалам между землетрясениями: $d \geq 30$ дней. Для этих интервалов расчет можно производить без всякой коррекции: $n_i = N_i$ при $i < 15$ дней. Из-за малого числа таких данных разброс точек кривой очень велик, но, несмотря на это, совершенно отчетливо выступают те же два максимума около нуля. Два максимума получались и в каждой из трех групп, на которые при обработке был разбит материал. Для иллюстрации этого обстоятельства на рис. 4 показано распределение лунных явлений для самой малочисленной из групп, охватывающей материал с 1948 по 1953 г. Таким образом, оба максимума получаются совершенно реально, и их существование не может вызывать сомнений. Максимум числа лунных явлений, наступающих приблизительно через 2 дня после землетрясений, показывает, что процесс в наружных слоях Земли непосредственно вызывает аналогичный процесс и в наружных слоях Луны. Что касается максимума лунных явлений, предшествующих землетрясениям, то его существование можно объяснить двояко. Можно считать, что перед землетрясениями внутри Земли начинаются процессы, которые могут сказываться на поверхности Луны и проявляться там раньше, чем на поверхности Земли. Поведение животных перед землетрясениями действительно указывает на существование каких-то предварительных явлений. Другое же, более простое, объяснение заключается в том, что существует не только влияние Земли на Луну, но и влияние Луны на Землю. Тогда предшествующий максимум будет не максимумом лунных явлений перед землетрясениями, а максимумом числа землетрясений после лунных явлений. Получаются

приблизительно равные запаздывания в причинно-следственных отношениях Земли и Луны.

Чтобы выяснить, какое из двух возможных предположений является правильным, обратимся к графикам, представленным на рис. 5. Здесь для трех групп лунных явлений дано их распределение в зависимости от положения Луны на орбите. Верхний график построен для явлений, соответствующих предшествующему максимуму, для которых $i=1-2$ дням. Средний график дает число явлений, совпадающих с землетрясениями в пределах одного дня: $i=0$. Нижний соответствует последующему максимуму с явлениями, для которых $i=+1, +2$ дня. Из этих графиков только средний показывает не случайное распределение, а резко выраженную группировку явлений около перигея. Значит, совпадение лунных явлений с землетрясениями в основном может происходить только при особо благоприятных условиях сильного ослабления земной и лунной коры под влиянием приливного воздействия. Если бы предшествующий максимум был связан со своеобразным предчувствием землетрясений, то для соответствующих ему явлений потребовались бы те же или еще более благоприятные обстоятельства. На самом же деле эти явления происходят почти в тех же условиях, как и явления последующего максимума. Отсюда можно с уверенностью заключить, что справедливым является наше второе объяснение, т. е. что предшествующий максимум получается из-за влияния лунных процессов на состояние внешних слоев Земли. Оба максимума на основной, верхней, кривой рис. 3 почти одинаковы. Кроме того, почти одинаковы и площади, ограниченные кривой справа и слева от начала координат. Отсюда можно сделать вывод, что влияние процессов, происходящих в Луне, на Землю почти такое же, как и влияние процессов Земли на Луну.

Симметричное запаздывание на 2—3 дня во взаимном влиянии процессов Земли и Луны показывает, что связь лунных явлений с землетрясениями нельзя отнести к некоторой внешней

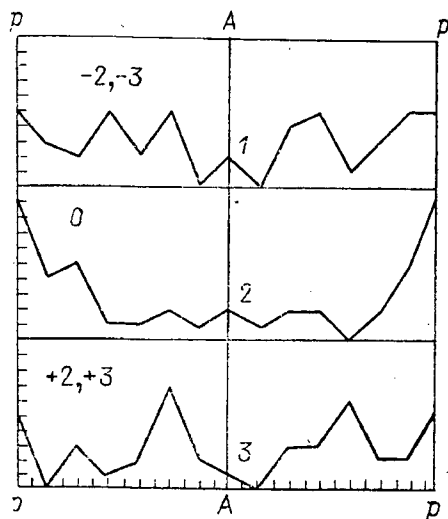


Рис. 5. Кривые зависимости числа лунных явлений от положения Луны на орбите.

1 — лунные явления, предшествующие землетрясениям в интервале от 2 до 3 дней; 2 — лунные явления, совпадающие с землетрясениями в пределах 1 дня; 3 — лунные явления, следующие за землетрясениями в интервале от 2 до 3 дней.

причине, действующей одновременно на Луну и на Землю, например активности Солнца. Кстати сказать, в распределении лунных явлений не было обнаружено влияние солнечной активности [4], в статистике же землетрясений это влияние уверенно проявляется лишь в микросейсмах. Отметим еще одно обстоятельство, заметное на графиках рис. 3 и 4. Для дат, значительно отдаленных от землетрясений, несмотря на большой разброс здесь точек, на всех трех графиках намечаются вторичные увеличения числа лунных явлений, приходящиеся на 13—14-й день до и после землетрясений. Особенно заметно это справа от начала координат, т. е. для явлений, вызванных воздействием Земли на Луну. По-видимому, эти вторичные максимумы реальны, и, вероятно, не случайно, что они отстоят от землетрясений на половину периода обращения Луны. Построенное распределение числа явлений в этих максимумах в зависимости от положения Луны на орбите не показало особенностей, которые в соответствии с рис. 2 можно было бы связать со статистическим преимуществом некоторых положений Луны. Значит, независимо от того, когда произошло лунное явление или землетрясение, через полмесяца снова наступает момент, благоприятствующий этим явлениям: Скорее всего это означает, что вторичные максимумы, как и основные, причинно связаны с землетрясениями. Природа же такого полумесячного запаздывания остается совершенно неясной. Трудно представить физические обстоятельства внутри Луны и Земли, которые могут создавать этот ритм.

Тесную связь между лунными явлениями и землетрясениями нельзя объяснить тем, что приливные взаимодействия Луны и Земли могут создать почти одновременно условия, благоприятные для этих событий. Сходство кривых рис. 2 распределения числа лунных явлений и землетрясений в зависимости от положения Луны на орбите показывает, что спусковой механизм приливного взаимодействия действительно существует. Действие этого механизма заключается в одновременном для Луны и Земли повышении вероятности событий и проявляется лишь статистически при совмещении большого числа аномалистических периодов. Черда же следующих друг за другом землетрясений совершенно не имеет семидневного ритма, который показывает статистическая кривая. Поэтому группировка лунных и земных явлений на рис. 3 не может быть следствием рис. 2 и дает новый независимый результат. Также нельзя и обратное — на основании рис. 3 объяснить сходство кривых рис. 2. Действительно, рис. 3 дает свою, но тоже только статистическую связь с двойным максимумом, растянутым почти на 5 дней. При такой дисперсии одна кривая рис. 2 не может получиться из другой с сохранением чередования максимумов и минимумов, расстояние между которыми около 3—4 дней. Следовательно, независимо друг от друга существуют оба обстоятель-

ства: и сходство спускового механизма приливного взаимодействия Луны и Земли, и прямая связь между тектоническими процессами на этих телах. В двойной планете Земля — Луна очень отчетливо проявилась возможность той связи, признаки которой обнаруживают и системы двойных звезд [7]. Даже в далеких визуальных парах, когда исключается возможность связи через гравитационные или другие силовые поля, главная звезда оказывает своеобразное влияние на спутник. Спутник приобретает повышенную светимость, его радиус приближается к радиусу главной звезды и наблюдается выравнивание спектральных типов компонент, т. е. плотностей потоков энергии, выходящих с поверхности этих тел. Интересно, что это последнее свойство обнаруживает и система Земля — Луна. Плотность теплового потока, выходящего с поверхности Луны, по измерениям В. Д. Кротикова и В. С. Троицкого равна $1,3 \cdot 10^{-6}$ кал/(см²·с) [8], что почти точно совпадает с плотностью теплового потока Земли $1,4 \cdot 10^{-6}$ кал/(см²·с). Все эти обстоятельства указывают на то, что проблема энергетики космических тел не решается термоядерными реакциями в звездах и распадом радиоактивных элементов в планетах. Это заключение нашло сейчас замечательное подтверждение в негативных результатах опытов Р. Дэвиса, не показавших ожидаемого количества нейтрино от Солнца.

Объективный анализ основных характеристик звезд: массы, светимости, радиуса — позволяет заключить, что в звездных конфигурациях отсутствуют ограничения, которые должны быть при источниках энергии, не зависящих от теплопередачи [9]. Выделение энергии и ее передача оказались в звездах единым процессом, как это бывает при остывании тел. Но звезды не остывают и тем самым не переходят в равновесное состояние с окружающим их пространством. Таким образом, свечение звезд оказывается частным случаем общего и чрезвычайно глубокого свойства Вселенной, исключающего возможность равновесных состояний, т. е. возможность тепловой смерти. Отсутствие равновесных состояний означает, что в системах Вселенной всегда существует различие между прошедшим и будущим. Такой общий принцип возможен, если само время имеет объективное, не зависящее от нашей психологии, свойство направленности, различающее прошедшее от будущего. Реальность и объективность существования таких свойств времени, как направленность, плотность, означают, что эти свойства должны проявляться в материальных системах. Время становится не просто одной из компонент четырехмерной арены, на которой разыгрываются события Вселенной, но и активным участником этих событий. Иными словами, через время может осуществляться связь между процессами, происходящими в различных удаленных друг от друга системах. Чем меньше расстояния между системами, тем заметнее должны быть их взаимодей-

ствия. Поэтому астрономический пример взаимной связанности процессов удалось найти в сходстве физических свойств компонент двойных звезд. Сейчас в системе Земля и Луна мы встретились с еще более ярким проявлением этих связей.

Рассматривая близкое по времени появление тектонических событий на Земле и на Луне как следствие физического закона связи между процессами, мы приходим к важному выводу: повышение активности одного из тел должно сопровождаться повышением активности и другого тела. Еще в 1949 г. путем морфологического анализа А. В. Хабаков нашел, что в истории развития лунной поверхности наблюдается цикличность орогенеза, напоминающая цикличность орогенеза Земли [10]. Теперь мы можем сделать еще один шаг дальше и утверждать синхронность этих циклов. Получается возможность строить хронологию тектонических процессов Луны по данным истории Земли. Последний великий горообразовательный период альпийской складчатости на Земле должен хронологически совпадать с новейшим коперниковским периодом истории Луны. Следовательно, Коперник, Тихо, Аристарх и другие кратеры с лучевыми системами возникли на Луне одновременно с Альпами, Кавказом и Гималаями приблизительно 20 млн лет тому назад. Тектонические процессы Земли и Луны связаны друг с другом в такой мере, как если бы Луна была в непосредственном контакте с Землей, т. е. была бы ее седьмым континентом. Этот контакт устанавливает непрерывно текущее время, и этим же путем Земля как более массивное тело под-держивает энергетику Луны и ее космическую жизнь.

Указатель литературы

1. Middlehurst B. M., Burley J. M., Moore P., Welther B. L. Chronological catalog of reported lunar events//NASA Technical Report. 1968. [Vol.] R-277. 55+IV p.
2. Gutenberg B., Richter C. F. Seismicity of the Earth and associated phenomena. Princeton, 1949. 273+X p.
3. Green J. Lunar Deffluidization and Volcanism. [Downey (California)]: North American Aviation, Inc., 1964.
4. Middlehurst B. M. An analysis of lunar events//Reviews of Geophysics. 1967. Vol. 5. N 2. P. 173—189.
5. Middlehurst B., Burley J. Chronological Listing of Lunar Events. Maryland: NASA, 1966.
6. Tazieff H. Quand la Terre Tremble. Paris, 1962. 336 p.
7. Kozlyev N. A. Physical peculiarities of the components of double stars//Colloque "On the evolution of double stars", Uccle (Belgique), 29 août—2 septembre 1966: Comptes rendus/Union Astronomique Internationale (IAU). 1967. P. 197—202, 212, 252 (Communications/Observatoire Royal de Belgique; Sér. B. N 17).
8. Кротиков В. Д., Троицкий В. С. Радионизлучение и природа Луны//Успехи физич. наук. 1963. Т. 81. Вып. 4. С. 589—639.
- 9.* Козырев Н. А. 1) Источники звездной энергии и теория внутреннего строения звезд//Изв. Крымск. астрофиз. обсерв. 1948. Т. 2. С. 3—43; 2) Теория внутреннего строения звезд и источники звездной энергии//Изв. Крымск. астрофиз. обсерв. 1951. Т. 6. С. 54—83.
10. Хабаков А. В. Об основных вопросах истории развития поверхности Луны. М., 1949. 195 с.

ПРИРОДА ЗВЕЗДНОЙ ЭНЕРГИИ НА ОСНОВЕ АНАЛИЗА НАБЛЮДАТЕЛЬНЫХ ДАННЫХ

Приводятся астрономические данные, которые едва ли возможно объяснить гипотезой термоядерного происхождения звездной энергии. Вопрос о природе звездной энергии должен решаться не априорным предположением, а прямым выводом из фактов, собранных астрономическими наблюдениями. Эти данные показывают обстоятельство фундаментального значения: светимость оказывается однозначной функцией масс и радиусов звезд, и, следовательно, выходящая из звезд энергия является функцией физических условий в некоторой области возможных состояний звезд. Приводятся характеристики этой области равновесных состояний звезд. Существование упомянутой зависимости показывает, что в звездах приход энергии автоматически совпадает с расходом. Значит, источников энергии в звездах нет, и вся их энергетика определяется только расходом. Звезда представляет собой машину, вырабатывающую энергию за счет прихода ее извне. Если время представляет собой физическое явление, то оно и может приносить энергию, поддерживающую свечение звезд. Сообщаются результаты некоторых лабораторных опытов, доказывающих возможность взаимодействия времени с веществом.

Вопрос о происхождении энергии Солнца и звезд является одним из самых глубоких вопросов естествознания. В настоящее время широко распространено убеждение в том, что вопрос этот решен гипотезой термоядерного синтеза, основой которого является сгорание водорода — слияние протонов в ядро гелия. На основе гипотезы строится представление о ходе и сроках эволюции звезд. Вместе с тем крайне сомнительно, чтобы такой глубокий и сложный вопрос могла решить априорная гипотеза, какой бы остроумной и правдоподобной она ни была. Убедительный же ответ может принести только прямой вывод из фактов, собранных астрономическими наблюдениями.

Для значительного числа звезд в результате многочисленных наблюдений не одного поколения астрономов были получены эти данные, позволившие составить представление о физических условиях в звездных недрах. Определения параллаксов, орбит компонентов двойных звезд, фотометрические и спектрофотометрические измерения дали возможность установить значение масс M , радиусов R и светимостей L приблизительно для двухсот звезд. Длительное существование звезд возможно лишь при тепловом равновесии, когда в среднем каждый грамм вещества звезды выделяет в секунду количество энергии ε , компенсирующее расход ее через излучение. Это значит, что ε можно сосчитать из условия

$$\varepsilon = L/M. \quad (1)$$

Козырев Н. А. Природа звездной энергии на основе анализа наблюдательных данных. Публикуется впервые.

С другой стороны, значения M и R позволяют рассчитать и физические условия в звезде, следовательно, найти обстоятельства, при которых происходит генерация энергии в количестве, определяемом выражением (1). Такое сопоставление может привести к заключению о природе звездной энергии совершенно объективному, без предвзятой физической идеи.

Значения M и R позволяют определить не только среднюю плотность звезды

$$\rho = \frac{3M}{4\pi R^3}, \quad (2)$$

но из условия механического равновесия и характерное для ее недр давление p :

$$p \cong g\rho R \cong \frac{3G}{4\pi} \frac{M^2}{R^4}. \quad (3)$$

За исключением белых карликов и других сверхплотных объектов состояние вещества в звездах удовлетворяет закону идеальных газов. Поэтому, разделив p на ρ , можно определить еще и характерную температуру T с точностью до среднего молекулярного веса μ :

$$T = \mu \frac{G}{R} \frac{M}{R}, \quad (4)$$

где R — постоянная Клапейрона. При полной ионизации

$$1/\mu = 2X + (3/4)Y + (1/2)Z; \quad X + Y + Z = 1, \quad (5)$$

X , Y , Z представляют собой соответственно долю содержания по массе водорода, гелия и тяжелых элементов. Обычно в звездах преобладает водород, а тяжелые элементы составляют лишь малую примесь. Поэтому $Z \cong 0$, $X + Y = 1$ и $1 \geq X > 1/2$. Отсюда согласно (5) $0,5 \leq \mu < 0,7$, и, следовательно, достаточно уверенная оценка температур внутри звезд (4) может быть получена без точного знания их химического состава.

Формула (4) дает для Солнца температуру порядка 10 млн град. при средней плотности (2), равной 1,4. В таких условиях должна происходить генерация энергии $\varepsilon = 1,9$ эрг/(г·с) (1), что по порядку величины соответствует возможности протон-протонной реакции. Подбором подходящей модели можно было надеяться объяснить этой реакцией свечение и других звезд главной последовательности. Однако уже с самого начала развития идеи термоядерных источников звездной энергии казалось странным, что у сверхгигантов, где вырабатывается особенно много энергии, вычисленные по формулам (2) и (4) средние плотности и температуры имеют наименьшие среди звезд значения. Такая же тенденция наблюдается и у звезд главной последовательности. Для этих звезд $M \sim R$. Поэтому они дол-

жны иметь одинаковые центральные температуры. Плотности же их $\rho \sim M^{-2}$ и уменьшаются при переходе к горячим звездам большой светимости. В красных сверхгигантах генерация энергии в тысячи раз превосходит солнечную. Вместе с тем их радиусы больше солнечного в тысячу раз, а массы всего лишь в десятки раз больше массы Солнца. Отсюда согласно (4) их температуры должны быть порядка сотен тысяч градусов и во всяком случае меньше одного миллиона при средней плотности около одной миллионной плотности Солнца (2). При таких условиях не может быть и речи о термоядерной генерации энергии. Эту трудность теории считается возможным обойти предположением, что сверхгиганты имеют совершенно особую структуру, что они состоят из центрального плотного и горячего ядра, окруженного оболочкой большого радиуса. Однако есть определенные данные, которые показывают, что структура сверхгигантов не отличается от структур обычных звезд.

Среди звезд высокой светимости существует ряд переменных звезд, изменение блеска которых происходит в результате их собственных колебаний. Этот ряд пульсирующих звезд начинается от горячих звезд главной последовательности короткопериодическими Цефеидами типа RR Лиры и продолжается классическими Цефеидами до поздних спектральных типов со свойствами сверхгигантов. Период собственных колебаний звезды Π определяется ускорением силы тяжести и не зависит от амплитуды колебаний. Поэтому зависимость Π от параметров звезды можно получить сразу же из соображений размерности $R/\Pi^2 \approx GM/R^2$, и, следовательно,

$$\Pi \sqrt{\rho} = c. \quad (6)$$

Период Π будем выражать в днях, а ρ рассчитывать как среднюю плотность звезды по формуле (2). Постоянная c чувствительным образом зависит от распределения вещества в звезде, т. е. от ее структуры. Данные наблюдений позволяют сосчитать левую часть равенства (6), которая в основном зависит от принятого радиуса звезды. Ошибки же определения масс мало существенны, а радиус определяется достаточно надежно по светимости и спектру. Поэтому наблюдения дают возможность получить и хорошие оценки постоянной c .

Для разных короткопериодических звезд типа RR Лиры вычисленные по формуле (6) значения c оказываются в пределах 0,034—0,051. Практически тот же результат получается и для классических Цефеид всех спектральных типов: $0,036 \leq c \leq 0,056$. Следовательно, сверхгиганты имеют структуры, одинаковые со структурами обычных звезд. В них нет ядра или других особенностей, и физические условия внутри этих звезд могут быть рассчитаны по тем же формулам (4) и (2). Но тогда для сверхгигантов получается полная несовместимость их светимости с требованиями термоядерной генерации энергии.

Теоретический расчет периода свободных адиабатических колебаний гравитирующей газовой сферы показывает, что полученное значение постоянной $c=0,045$ соответствует сравнительно малой концентрации материи $\rho_c/\rho=20$ (ρ_c — плотность в центре звезды). Такая структура получается при большой сосредоточенности к центру источников энергии, из-за чего там возникает зона свободной конвекции. При равномерном же распределении источников энергии $\rho_c/\rho=50$, и постоянная c уменьшается до 0,030. Для звезды с ядром источники энергии должны быть расположены в наружных слоях, и значение c становится еще меньше. Наибольшее значение $c=0,115$ получается для звезд постоянной плотности, $\rho_c/\rho=1$, но для такой конфигурации требуется не только сосредоточенность источников к центру, но еще и сток энергии в наружных слоях, т. е. отрицательный знак ϵ .

В звездах главной последовательности концентрации материи едва ли больше, чем в сверхгигантах. Если же модель сверхгигантов, найденную по периоду собственных колебаний, применить к Солнцу, то в его центре получатся физические условия: $\rho_c \approx 25$ и $T_c \approx \mu \cdot 17 \cdot 10^6$ град., недостаточные даже при большом содержании гелия $Y=X$ ($\mu=0,7$) для необходимого выхода энергии термоядерным синтезом. Этот вывод о сравнительно малой концентрации материи внутри Солнца нашел замечательное подтверждение в негативных результатах опытов Р. Дэвиса, не показавших того потока нейтрино от Солнца, который должен был бы сопутствовать протон-протонной генерации энергии.

В настоящее время точность опытов Р. Дэвиса позволяет утверждать, что термоядерный синтез компенсирует не больше 10 % энергии, излучаемой Солнцем.

Для гипотезы термоядерных реакций сверхгиганты несут еще и другую очень большую трудность. Говоря прямо, самосуществование сверхгигантов необъяснимо с этой позиции. Если рассматриваемый энергетический ресурс может обеспечить существование Солнца и звезд умеренной светимости в течение десятка и даже сотни миллиардов лет, то для сверхгигантов срок жизни получается слишком коротким — порядка десяти миллионов лет. Действительно, при расходе энергии в десятки и сотни тысяч излучений Солнца их массы, а следовательно, и запасы энергии лишь в десятки раз больше солнечных, поэтому возможность существования этих звезд и сокращается в тысячи раз. Трудно поверить, что такие огромные тела живут так мало — меньше чем Альпы, Кавказ и другие молодые горы нашей Земли. Скорее всего, этот вывод является результатом неверной посылки, что звезды могут жить только за счет расхода запасов энергии, т. е. расхода первичных элементов.

Причина, по которой гипотеза термоядерной теории звезд держалась так долго и даже держится до сих пор, заключается

в том, что по несчастной случайности реальные условия внутри звезд мало отличаются от тех, которых требует эта гипотеза. Поэтому при расчетах звездных моделей было возможно подобрать структуры и химический состав так, чтобы при данных массах и радиусах получить наблюдаемые светимости. Для отдельных звезд эти вычисления не имеют контроля. Химический состав для многих звезд можно подобрать так, чтобы

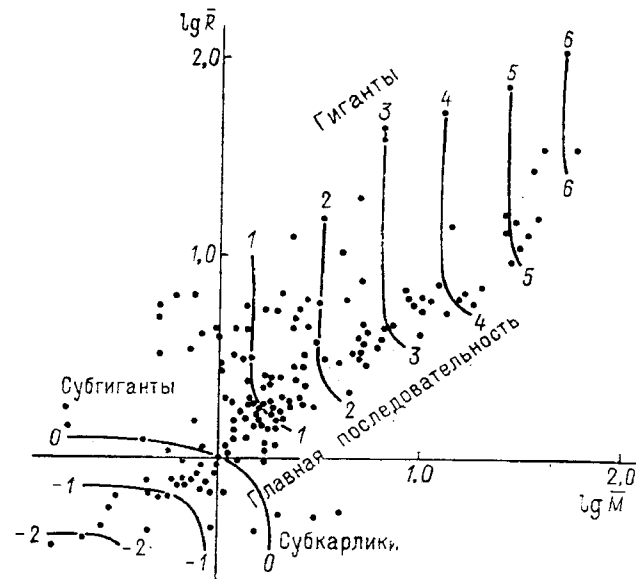


Рис. 1.

удовлетворить написанной системе уравнений независимо от того, соответствуют или нет эти уравнения действительности. Выполненные вычисления для некоторых групп звезд давали правдоподобный ход изменения химического состава, который можно было интерпретировать как эволюцию звезд внутри этих групп. Если же рассматривать не по группам, а сразу всю совокупность звезд, то спекулятивный характер расчета химического состава становится очевидным.

По осям координат на рис. 1 отложены логарифмы $\bar{M}$ — масс и $\bar{R}$ — радиусов звезд, выраженные в долях их значений для Солнца. Точками отмечены положения звезд, для которых известны эти величины. Оказалось, что если у каждой точки, изображающей звезду, написать ее светимость, то получится закономерный ход этих записей, позволяющий построить изофоты, т. е. линии одинаковой светимости. Изображенные на рис. 1 изофоты дают логарифмы светимостей $\bar{L}$, выраженные в долях светимости Солнца. Построенная система изофот воспроизводит поверхность светимости подобно тому, как на

географических картах горизонтали воспроизводят поверхность Земли. Получилась своеобразная поверхность с центром симметрии, расположенным у звезд спектрального типа F главной последовательности. Значит, светимость звезд является однозначной функцией их масс и радиусов:

$$\bar{L} = \varphi(\bar{M}, \bar{R}). \quad (7)$$

Существование зависимости (7) имеет фундаментальное значение для всей проблемы энергетики звезд.

Горячее вещество внутри звезды излучает и этим видом транспорта передает энергию наружным слоям звезды, откуда она и выходит потоком лучистой энергии общей мощностью $\bar{L}$. Таким образом, светимость звезды определяется ее внутренней температурой и условиями транспорта, т. е. коэффициентом поглощения лучистой энергии, который зависит от плотности, температуры и от химического состава звезды. Коэффициент поглощения главным образом зависит от процентного содержания в звезде тяжелых элементов: $Z = 1 - X - Y$. Физические же условия в звезде по формулам (2), (4) определяются значениями M , R , μ . Поэтому должна существовать зависимость

$$\bar{L} = f_1(\bar{M}, \bar{R}, \bar{X}, Y), \quad (8)$$

определяющая светимость $\bar{L}$ возможностью выхода энергии, т. е. условием ее расхода.

При тепловом равновесии звезды источники энергии должны точно компенсировать расход. Поэтому полная их производительность равняется светимости $\bar{L}$. Производительность термоядерных реакций зависит по своим определенным законам от температуры и плотности газа, а также, разумеется, от содержания водорода X . Поскольку температура зависит от μ , то в расчет войдет и содержание гелия Y . Таким образом, светимость должна выражаться еще и второй зависимостью от тех же параметров, но совершенно другого типа:

$$\bar{L} = f_2(\bar{M}, \bar{R}, \bar{X}, Y), \quad (9)$$

которая определяет светимость условием прихода энергии.

Каждая из двух теоретических зависимостей (8) и (9) должна совпадать с зависимостью (7), полученной из наблюдений.

Из этих двух уравнений X и Y определяются как функции от M и R . Значит, для согласования термоядерной генерации энергии с наблюдениями X , Y , а следовательно, и Z должны зависеть от M и R или по формулам (2) и (4) от физических условий внутри звезд. Зависимость же содержания элементов от плотности и температуры может иметь физический смысл лишь при равновесном превращении элементов, т. е. тогда, когда могут идти процессы и противоположного направления.

Но если даже допустить такую возможность, то она может реализоваться только при температурах в миллиарды градусов, которых заведомо нет в звездах. Значит, выполняемые расчеты химического состава звезд приводят к неправильному выводу и, следовательно, представляют собой формальную операцию, с помощью которой уравнение реакций подгоняется к данным наблюдений. Поэтому основанные на гипотезе термоядерных источников энергии расчеты звездных моделей, выводы об эволюции звезд и вся огромная литература по этим вопросам оказываются не соответствующими действительности.

Существование поверхности, изображающей светимость в зависимости от масс и радиусов звезд, позволяет сделать не только отрицательные, но и положительные выводы о природе звездной энергии.

При обсуждении принципиальной стороны вопроса достаточно в соответствии со спектральными наблюдениями считать химический состав одинаковым у всех звезд. Но тогда, чтобы без параметров $\bar{X}$ и $\bar{Y}$ каждая из двух теоретических зависимостей (8) и (9) совпадала с поверхностью (7), необходимо тождественное равенство их друг другу:

$$f_1(\bar{M}, \bar{R}) \equiv f_2(\bar{M}, \bar{R}). \quad (10)$$

Это означает, что вещество звезды всегда подает энергии столько, сколько может из него выйти. Примером такого механизма является освобождение внутренней энергии тела при его остывании. Впрочем, может быть и противоположный случай, когда приход энергии определяет расход. Так будет в равновесном состоянии тела при конвективном транспорте энергии. Действительно, в этом случае конвекция всегда перенесет энергии столько, сколько ее образуется в теле. Однако в звездах при обычных условиях конвективный транспорт не играет существенной роли, потому что свободная конвекция может развиваться лишь вблизи центра и в тонком слое у поверхности звезды. Поэтому следует обратиться к первому случаю, когда расход энергии диктует ее приход.

Тождество (10) означает, что в звездах нет источников энергии. Звезды излучают так, как если бы они в соответствии с механизмом Гельмгольца — Кельвина расходовали тепловую и потенциальную энергию своих запасов. Однако эти запасы весьма ограничены. Так, например, для Солнца продолжительность жизни получается всего лишь около 30 млн лет, что решительно противоречит данным геологии и космогонии. Значит, на самом деле потеря энергии не ведет к перестройке звезды. В ней возникают процессы, компенсирующие эти потери, при которых не меняется в среднем по времени ее состояние, и звезда оказывается машиной, вырабатывающей энергию. Этот вывод неизбежно вытекает из анализа наблюдательных данных о звездах. Поэтому, несмотря на его парадоксальность,

необходимо проследить дальнейшие заключения, которые из него вытекают. Эти заключения должны опираться на закон сохранения энергии.

Отсутствие источников энергии показывает, что звезда живет не своими запасами, а за счет прихода энергии извне. Этот вывод напрашивался уже при обсуждении продолжительности жизни сверхгигантов. Ведь даже полная реализация возможностей ядерного синтеза не обеспечивает приемлемую продолжительность их существования. Звезды во Вселенной существуют всюду и входят в самые разнообразные структуры. Поэтому возможность прихода энергии должна иметь такую же общность, какую имеют только пространство и время. Пространство пассивно — оно как арена, на которой происходят события. Время же может быть не просто четвертым измерением, дополняющим трехмерное пространство, а явлением природы. Если у времени, кроме пассивного геометрического свойства длительности, измеряемой часами, есть еще и другие свойства, то они должны проявлять себя в действии времени на материальные системы. Тогда события будут происходить не только во времени, но и при его участии в них. Существование активных или физических свойств времени должно привести к взаимодействию времени и процессов, происходящих в мире. Тогда время как некоторая физическая среда может воздействовать на вещество, на ход процессов и связывать между собой явления, между которыми, казалось бы, нет и не может быть ничего общего. Одним из простейших физических свойств времени может быть направленность его хода. В точных науках направленность времени устанавливается ростом энтропии и рассматривается как свойство физических систем, а не как свойство самого времени. Естествознание же полагает, что различие будущего от прошедшего существует всегда и связано с принципиальным отличием причин от следствий. Если у времени действительно есть это физическое свойство, то при воздействии на вещество время может сообщать ему энергию и быть источником, поддерживающим жизнь звезд. Время может не только препятствовать смерти звезд, т. е. переходу их в тепловое равновесие с окружающим пространством, но и препятствовать общему наступлению тепловой смерти и быть источником жизненной силы Вселенной.

Время как физическое явление никогда не изучалось в лаборатории, вероятно потому, что не было найдено ни одного строгого опыта, подтверждающего возможность такого взгляда на время. Сейчас таким опытом оказались данные о свечении звезд. Вещество внутри звезд удивительно хорошо термостатировано. Достаточно поэтому очень малого притока энергии, чтобы поддерживать существование звезд. Шкала времени Гельмгольца — Кельвина показывает, что вещество внутри Солнца, нагретое до десяти миллионов градусов, при остывании

будет снижать температуру всего лишь на одну треть градуса в год. Поэтому в жизни звезд основную роль могут играть явления, совершенно несущественные и незаметные в лабораторных опытах. Подобным же образом в лаборатории, оторванной от Земли и находящейся в глубинах Космоса, было бы очень трудно обнаружить силы тяготения. Вместе с тем эти силы управляют движением космических тел и определяют их внутреннее состояние.

Естественно полагать, что время своими физическими свойствами поддерживает жизнь не только звезд, но и космических тел малой массы, какими являются планеты. С точки зрения полученных выводов о природе звездной энергии необходимым условием ее появления является возможность процессов, т. е. макроскопических перемещений и изменений состояния вещества внутри космического тела. Поэтому такие бесформенные камни, как метеориты и небольшие астероиды, не могут иметь собственной жизни. Жизнь начинается только при таких размерах тела, когда давление внутри него сможет раздавить кристаллическую решетку камня и станет возможной его пластическая деформация. Для этого необходимо, чтобы давление, приходящееся на одну частицу, превосходило энергию связи в кристаллической решетке. Принимая эту энергию равной 1 эВ, легко сосчитать, что необходимое для разрушения решетки давление получится внутри тела уже при радиусе в 1000 км. По-видимому, деформации возможны и в телах несколько меньшего размера. На это указывают сферические формы самых крупных астероидов: Цереры, Паллады, Юноны и Весты, радиусы которых порядка нескольких сот километров. Сферическая же форма показывает, что в теле происходили перемещения под действием силы тяжести. Поэтому сферичность фигуры может быть признаком, позволяющим думать, что даже в таких телах, как крупные астероиды, теплится собственная жизнь. Принято считать, что собственная энергия Земли поддерживается только естественной радиоактивностью тяжелых элементов, вкрапленных в горные породы наружных слоев Земли. Однако монотонный ход этих процессов ставит геологию в очень тесные рамки, внутри которых трудно найти объяснение разнообразной истории Земли с ее цикличностью и отсутствием монотонности. Теперь же мы можем считать, что противодействие росту энтропии и организацию вносит не только биосфера, но и текущее время, которое, взаимодействуя с происходящими процессами и веществом внутри Земли, является другим, очень важным источником ее энергии.

По-видимому, возможности получения энергии из времени благоприятствуют некоторые особые состояния вещества, отвечающие на плоскости $\bar{M}$, $\bar{R}$ (рис. 1) зонам наибольшей заполненности звездами. Чтобы выяснить эти благоприятствующие обстоятельства, необходимо перейти от аргументов $\lg \bar{M}$, $\lg \bar{R}$

к характеристикам физических условий, за которые можно принять плотность газа $\bar{\rho}$ и плотность лучистой энергии $\bar{B}$, выраженные в долях их значений для Солнца. При одинаковом химическом составе и одинаковых структурах звезд согласно (2) и (3) получаются следующие простые выражения:

$$\bar{\rho} = \bar{M}/\bar{R}^3; \bar{B} = \bar{T}^4 = \bar{M}^4/\bar{R}^4. \quad (11)$$

Эти новые аргументы $\lg \bar{\rho}$, $\lg \bar{B}$ были сосчитаны для всех звезд рис. 1, и соответствующее им распределение звезд представлено на рис. 2. Для каждой звезды написан логарифм средней производительности энергии $\bar{\varepsilon}$, взятой по отношению к ее значению для Солнца:

$$\bar{\varepsilon} = \bar{L}/\bar{M}. \quad (12)$$

Точка этой записи и отмечает положение звезды на рисунке. Регулярный ход записей позволяет построить систему изображенных на рис. 2 изоэрг — линий одинаковой производительности энергии. Это построение вновь подтверждает, что не существует линии пересечения поверхностей притока и расхода энергии. Следовательно, эти поверхности совпадают. Пунктиром показана кривая, по которой должны были бы располагаться звезды при образовании энергии протон-протонной реакцией. При расчете этой кривой температура в центре Солнца была принята равной $6 \cdot 10^6$ град. Но если даже допустить, что кривая проходит через начало координат, т. е. что условия внутри Солнца достаточны для пополнения расхода энергии протон-протонной реакцией, то и тогда распределение звезд будет в решительном противоречии с этой кривой.

Деформация масштабов, которая преобразует плоскость рис. 1 к плоскости физических условий, приводит к весьма необычному распределению звезд. Размытая и очень нечеткая на диаграмме Рессела — Герцшпрунга область гигантов и сверхгигантов превратилась в узкую зону основного направления, по которому располагаются звезды в огромном диапазоне состояний от холодных и разреженных красных сверхгигантов до плотных и горячих субкарликов типа А. Чтобы подчеркнуть существование этого направления, на рис. 2 штриховой полоской нанесено положение гигантов, массы которых оценены по косвенным признакам. Это направление идет под углом 45° :

$$\lg \bar{B} = \lg \bar{\rho} + 0,58 \text{ и, значит, } B/\rho = 3,8 (B/\rho)_\odot. \quad (13)$$

Вторую особенность диаграммы обуславливают главная последовательность и близлежащие к ней звезды. Они создают круговой разброс точек с центром симметрии, лежащем на основном направлении при $\lg \bar{B} = 0$ и, следовательно, когда $\lg \bar{\rho} = -0,58$. Здесь, очевидно, существуют особо благоприятные

условия для воздействия времени на вещество звезды, и поэтому возможны значительные отклонения от основного направления. Равноправность $\lg \bar{B}$ и $\lg \rho$, входящих в условие (13) основного направления, приводит к одинаковой дисперсии по

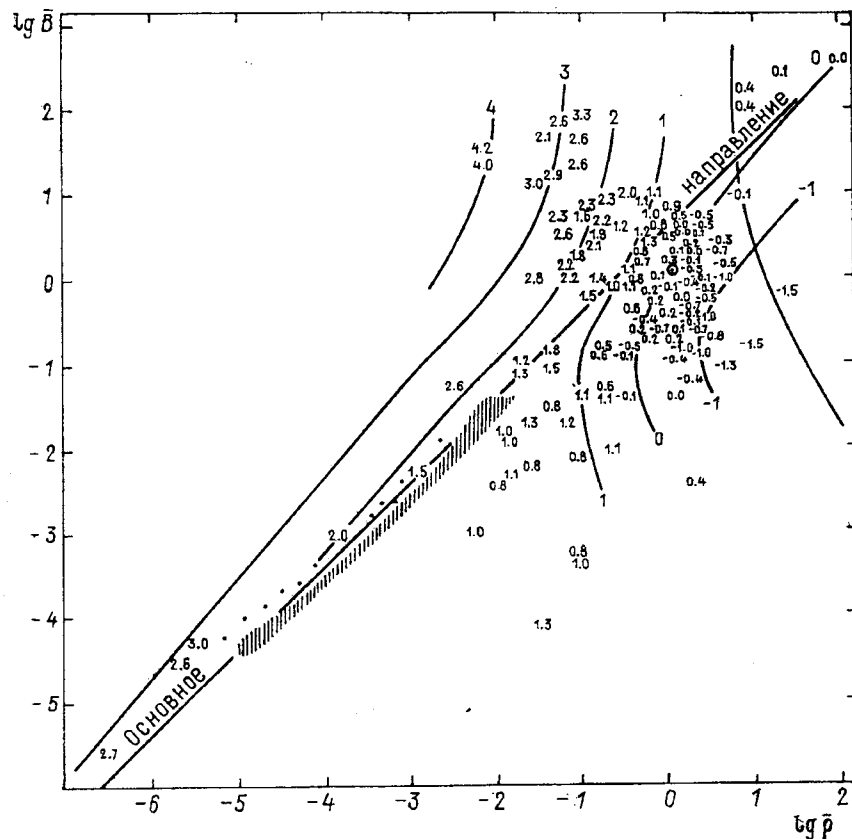


Рис. 2.

этим двум координатам, из-за чего и получается круговая форма кривых равной вероятности:

$$(\Delta \lg \bar{B})^2 + (\Delta \lg \rho)^2 = c^2. \quad (14)$$

Чрезвычайно интересно сосчитать, какой вид будет иметь уравнение окружности (14) на диаграмме Рессела—Герцшпрунга с координатами m_b — болометрическая звездная величина — и $x = 10 \lg T_{\text{ef}}$, T_{ef} — наблюдаемая эффективная температура звезды. Для этого надо воспользоваться выражениями (11) и от масс $\bar{M}$ перейти к светимостям $\bar{L}$. Для звезд главной последовательности в соответствии с рис. 1 можно принять $\bar{L} \sim \bar{M}^{3.7}$. Выполненный расчет показывает, что на диаграмме Рессела —

Герцшпрунга окружность (14) превращается в вытянутый эллипс с отношением осей $a/b = 8.3$, большая ось которого наклонена под углом 60° к оси x в замечательном соответствии с наклоном главной последовательности, равным 58° . Таким образом, главная последовательность получается в результате вытягивания масштабов, которыми пользуется наблюдательная астрофизика, и в ее направленности сказывается в первую очередь это обстоятельство, а не особенности строения звезд.

Интересно теперь найти абсолютные значения постоянных, характеризующих основное направление и центр дисперсии. Оказывается, что эти две особенности диаграммы могут быть определены только одной постоянной. Примем для звезд и Солнца структуры, полученные из расчета собственных колебаний Цефеид. Тогда при сильном преобладании водорода ($\mu = 0.5$) в центральной области Солнца $T = 8.5 \cdot 10^6$ град., $B = cT^4 = 3.9 \cdot 10^{13}$ и $\rho = 25$. Переходя от плотности к числу электронов в кубическом сантиметре n_e , получим согласно (13) условие, которому удовлетворяет состояние вещества звезд основного направления:

$$B/n_e = 9.4 \cdot 10^{-12} \text{ эрг} = 6 \text{ эВ}. \quad (15)$$

Для центра дисперсии $T = T_\odot$ и $\rho = 6.5$, поэтому он определяется еще дополнительным условием, при котором

$$U/n_e = 3.2 \cdot 10^{-11} \text{ эрг} = 20 \text{ эВ}, \quad (16)$$

где U — плотность энергии электростатического взаимодействия частиц, рассчитанная согласно теории Дебая — Хюккля:

$$U = \left(\frac{8\pi e^6 n_e}{kT} \right)^{1/2}. \quad (17)$$

В пределах возможной неточности определения физических условий внутри звезд найденные значения (15) и (16) можно считать одинаковыми и близкими к энергии ионизации атома водорода: $X = 13.5 \text{ эВ} = m_e c^2 / 2$, где c_2 представляет собой величину, имеющую размерность скорости. Поэтому условия, благоприятные для взаимодействия времени с веществом, могут быть представлены выражениями, в которых, вероятно, заключается глубокий физический смысл:

$$B/n_e = m_e c_2^2 / 2; \quad U/n_e = m_e c_2^2 / 2; \quad c_2 = e^2 / h. \quad (18)$$

Если эти условия действительно связаны с ходом времени, то в них должны содержаться не только характеристики состояний вещества, но и времени. Постоянная c_2 является единственной постоянной, входящей в оба выражения (18) и не связанной со свойствами материи, но связывающей пространство и время. Поэтому весьма вероятно, что постоянная c_2 характеризует ход времени нашего Мира. С совершенно другой сто-

роны, из лабораторных опытов над вращающимися гироскопами в причинных связях удалось определить величину хода времени, оказавшейся близкой к c_2 , и подтвердить этим прогноз, сделанный на основе анализа условий внутри звезд.

Линии одинаковой производительности энергии (рис. 2) и линии одинаковой светимости (рис. 1) образуют симметричные системы с двумя ветвями, как у гиперболы. Хотя обе эти системы линий связаны преобразованиями (11) и (12), на рис. 1 и 2 из-за возможной статистической неопределенности они построены независимо друг от друга. Достаточно хорошее согласие с упомянутым преобразованием говорит о реальности построенных изолиний. Более простую картину дает система линий одинаковой светимости на рис. 1, поскольку их асимптоты параллельны осям координат. При асимптотическом удалении от вершин получаются две закономерности: $L \sim M^3$ и $L \sim R^3$. Вершинам же кривых должно соответствовать направление, удовлетворяющее этим обоим условиям, для которого, следовательно, $M \sim R$. Здесь располагаются звезды главной последовательности, и они приблизительно следуют этому направлению.

Асимптотическое соотношение $L \sim M^3$ можно непосредственно получить из условия лучевого транспорта энергии. Действительно, в этом случае для потока энергии получается выражение

$$\varepsilon = -\frac{c}{\kappa \rho} \frac{dB}{dr} \cong \frac{c}{\kappa \rho} \frac{B}{R} \sim \frac{\mu^4}{\kappa} \frac{M^3}{R^2}. \quad (19)$$

Следовательно,

$$L \sim \frac{\mu^4}{\kappa} M^3, \quad (20)$$

и при постоянном коэффициенте поглощения κ , рассчитанном на единицу массы, $L \sim M^3$.

Второе асимптотическое соотношение $L \sim R^3$ едва ли можно объяснить условием транспорта энергии, даже при каком-то особом состоянии вещества внутри звезды. Скорее всего, оно соответствует тому случаю, когда светимость определяется не условиями транспорта, а условиями генерации энергии. С нашей позиции это будет происходить при таких обстоятельствах, когда возможно непосредственное и интенсивное воздействие времени на вещество. Поскольку время заполняет все пространство и входит в него независимо от направлений, то при этих обстоятельствах оно сможет сообщать энергию пропорционально объему, который занимает вещество. Следовательно, светимость может оказаться пропорциональной объему звезды, и, значит, $\varepsilon \sim 1/\rho$. Транспорт этой энергии к наружным слоям звезды может осуществляться конвекцией, если она окажется

возможной при этих необычных обстоятельствах, или же через свойства времени, устанавливающие взаимосвязь процессов и состояний веществ в различных слоях звезды. При такой трактовке хода изофот следует ожидать, что время играет очень важную роль в звездах, расположенных на рис. 1 в той его части, где изофоты имеют тенденцию идти параллельно оси абсцисс. Такие звезды могут выделять не только лучистую энергию, но и время. Наши длительные лабораторные исследования физических свойств времени привели к этой возможности наблюдать звезды через воздействие их на время. Уже первые опыты показали, что особенно сильно взаимодействуют со временем белые карлики и источник рентгеновского излучения Cyg X — 1, вероятно, из-за связи его с черной дырой. Обычные же звезды, для которых в основном $L \sim M^3$, не показали особенностей в свойствах времени. Среди наблюдавшихся звезд обычного типа только η Cas обнаружила значительный эффект времени, вероятно, потому, что один из компонентов этой двойной системы располагается вблизи изофоты 1, там, где эта изофота идет параллельно оси абсцисс и где, следовательно, $L \sim R^3$. Некоторое, но вполне определенное взаимодействие со временем показали Солнце, Луна и планеты.

Эти наблюдения только начаты, и результаты их совершенно предварительны. Но они открывают перспективу нового и глубокого проникновения в свойства звездного мира. Время не распространяется, а появляется сразу во всей Вселенной, поэтому связь через время должна быть мгновенной и явления на самых далеких объектах могут изучаться без запаздывания, одновременно с нашими наблюдениями. Эта перспектива не противоречит специальной теории относительности, потому что при мгновенной связи через время ничто не движется и нет никаких материальных перемещений. Время несет в себе целый мир новых неизвестных явлений, поэтому, несмотря на большое значение и интерес астрономических наблюдений, главной задачей сейчас остается разностороннее изучение его свойств в физической лаборатории.