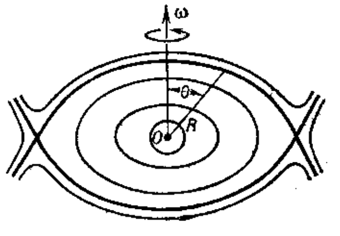

Рис. 1. Вид сечений эквипотенциальных поверхностей одиночной вращающейся звезды плоскостью, проходящей через ось вращения. Критическая эквипотенциаль выделена полужирной линией, O — центр масс звёзд.

равная $-GM/R_э^2$, уравновешена центробежной силой $\omega^2 R_э$ (т. е. эфф. сила притяжения $F = -\nabla\Phi = 0$), и постоянная $C = -(^3/_2)GM/R_э$. На полюсе ($\theta = 0$, $R = R_п$), где центробежная сила отсутствует, $GM/R_п = (^3/_2)GM/R_э$. Максимально возможное отношение экваториального $R_э^*$ и полярного $R_п^*$ радиусов звезды, заполняющей П. Р., $R_э^*/R_п^* = R_э/R_п = {}^3/_2$. С уменьшением размеров звезды (относительно П. Р.) $R_э^*/R_п^* \to 1$. Угл. скорость вращения стационарной звезды не может превышать величины $\omega_к = (GM/R_э^{*3})^{1/2}$, иначе у неё начнётся экваториальное истечение вещества. Однако не все звёзды могут быть ускорены к.-л. из известных механизмов до $\omega = \omega_к$. Так, в рамках моделей нейтронных звёзд со слабой концентрацией массы к центру (с «жёстким» ур-нием состояния) устойчивость звезды нарушается при $\omega < \omega_к$.

Понятие эквипотенциальных поверхностей и П. Р. можно ввести также и для системы двух звёзд, вращающихся вокруг общего центра тяжести по круговым орбитам с пост. угл. скоростью ω. В неинерциальной системе координат, вращающейся с той же угл. скоростью, эфф. потенциал стационарен и определяется суммой гравитац. потенциалов обеих компонент и центробежного потенциала:

$$\Phi(R,\theta,\varphi) = -\frac{GM_1}{R_1(R,\theta,\varphi)} - \frac{GM_2}{R_2(R,\theta,\varphi)} - \frac{1}{2}\omega^2 R^2 \sin^2\theta,$$

где R_1, R_2 и M_1, M_2 — расстояния от центров и массы звёзд, R, θ, φ — сферич. координаты (центр системы — в центре масс, ось $\theta = 0$ параллельна ω), предполагается синхронность вращения (угл. скорость вращения звёзд равна ω).

Эквипотенциальные поверхности, $\Phi = C$, при больших значениях модуля $C (C = C_1)$ состоят из окружающих каждую массу почти концентрич. сфер и одной внеш. поверхности, по форме близкой к круговому цилиндру (рис. 2). С уменьшением $|C|$ размеры эквипотенциальных поверхностей возрастают, они деформируются, превращаясь в вытянутые навстречу друг другу фигуры, и при нек-ром значении $C = C_2$ имеет место пересечение этих фигур. Точка пересечения (L_1) наз. внутр. либрац. точкой Лагранжа. Эквипотенциальная поверхность, проходящая через L_1, наз. критической и определяет П. Р. каждой из компонент двойной системы. Поверхности звёзд должны совпадать с одной из внутр. эквипотенциалей. При заполнении одной из компонент своей П. Р. начинается интенсивное перетекание вещества на соседнюю компоненту.

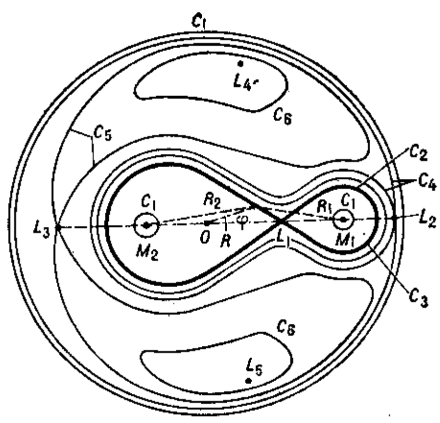

Рис. 2. Вид сечений эквипотенциальных поверхностей в двойной звёздной системе плоскостью, проходящей через центры масс компонент и ортогональной оси вращения системы. Критическая эквипотенциаль выделена полужирной линией, φ — азимутальный угол, O — центр масс системы. Внешние эквипотенциали, соответствующие $C = C_2$, C_3, не показаны.

В зависимости от соотношения между размерами компонент и П. Р. существует классификация двойных звёздных систем: разделённые системы, у к-рых обе компоненты находятся внутри П. Р.; полуразделённые системы, у к-рых одна из компонент заполняет свою П. Р.; контактные системы — обе компоненты заполняют свои П. Р. В процессе эволюции звёзд одна и та же двойная система может переходить из одного класса в другой.

В полуразделённых и контактных системах наблюдаются газовые потоки, движение к-рых определяется структурой эквипотенциальных поверхностей вне П. Р. С дальнейшим уменьшением $|C| (C = C_3)$ две внутр. эквипотенциальные поверхности за П. Р. сливаются в одну гантелеподобную фигуру и при нек-ром значении $C = C_4$ наступает пересечение этой фигуры с внеш. эквипотенциальной поверхностью в либрац. точке L_2, к-рая находится за менее массивной компонентой на линии, соединяющей центры масс звёзд. Если вещество газовых потоков обладает достаточной кинетич. энергией, то прежде всего она начнёт уходить из системы через окрестности L_2.

При ещё меньших значениях $|C| (C = C_5)$ наступает пересечение эквипотенциальных поверхностей с внеш. стороны более массивной компоненты в точке L_3, после чего эквипотенциальные поверхности разделяются на две фигуры ($C = C_6$), расположенные «выше» и «ниже» линии, соединяющей центры масс. Наконец, при нек-ром значении C эти фигуры вырождаются в две точки L_4 и L_5, носящие назв. треугольных либрац. точек Лагранжа. При любом отношении масс компонент эти точки образуют с центрами масс звёзд равносторонние треугольники $L_4M_1M_2$ и $L_5M_1M_2$. Положение точек L_1, L_2, L_3 на линии, соединяющей центры компонент, зависит от отношения масс. Все либрац. точки являются точками относит. равновесия, т. к. в них $\nabla\Phi = 0$. L_1, L_2, L_3 — точки неустойчивого равновесия. В линейном приближении равновесие в точках L_4, L_5 устойчиво при условии $27M_1M_2 < (M_1 + M_2)^2$.

В системе двух звёзд, обращающихся друг относительно друга по эллиптич. орбитам, гравитац. поле переменно и стационарные эквипотенциальные поверхности отсутствуют. Макс. размеры звёзд здесь ограничены началом истечения вещества под действием переменных приливных сил в момент прохождения периастра.

Лит.: Мультон Ф., Введение в небесную механику, пер. с англ., М.—Л., 1936; Мартынов Д. Я., Курс общей астрофизики, 3 изд., М., 1979.

Н. И. Шакура.

ПОЛОСЫ РАВНОГО НАКЛОНА — чередующиеся тёмные и светлые полосы (интерференционные полосы), возникающие при падении света на плоскопараллельную пластину в результате интерференции лучей, отражённых от верхней и нижней её поверхностей и выходящих параллельно друг другу. Монохроматич. свет с длиной волны λ от точечного источника S (рис.), находящегося в среде с показателем преломления n, падает на пластину толщиной h и с показателем преломления n'; при отражении луча SA от верхней и нижней граней образуются параллельные лучи AD и CE. Оптич. разность хода между такими лучами $\Delta L = n'(AB + BC) - nAN = 2n'h\cos\theta'$, а соответствующая разность фаз $\delta = (4\pi h/\lambda)n'\cos\theta'$. С учётом сдвига фаз на