

значении $K. п. В. \rho_c = (5 \cdot 10^{-30} - 2 \cdot 10^{-29}) \text{ г/см}^3$. С др. стороны, наблюдения показывают, что усреднённая плотность вещества $\rho \approx 3 \cdot 10^{-31} \text{ г/см}^3$, входящего в состав галактик, по-видимому, существенно меньше $K. п. В.$ Однако, возможно, во Вселенной имеются трудно-наблюдаемые формы материи, т. н. скрытые массы. Кол-во *скрытой массы* неизвестно, поэтому вопрос о соотношении между полной плотностью материи во Вселенной и $K. п. В.$ остаётся открытым.

Лит.: Зельдович Я. Б., Новиков И. Д., Строение и эволюция Вселенной, М., 1975; Пиблс П., Физическая космология, пер. с англ., М., 1975.

КРИТИЧЕСКАЯ СВЕТИМОСТЬ (эддингтоновская светимость). Светимость (L) звезды наз. критической ($L_{кр}$), если соответствующая ей сила давления излучения на вещество звезды уравнивает силу гравитационного притяжения. Понятие « $K. с.$ » впервые введено А. С. Эддингтоном (A. S. Eddington) в сер. 20-х гг. 20 в. ($L_{кр}$ наз. также эддингтоновским пределом светимости). Светимость $L_{кр}$ является макс. верх. пределом светимости для звезд, находящихся в статич. состоянии, а также излучающих за счёт гравитационного сжатия или аккреции. При $L > L_{кр}$ вещество должно истекать из звезды.

Сила давления излучения на вещество определяется механизмами взаимодействия излучения с веществом, среди них — главные: 1) рассеяние излучения свободными электронами; для обычных звезд это в осн. *томсоновское рассеяние света* с сечением $\sigma_T = 6,65 \cdot 10^{-25} \text{ см}^2$, не зависящим от частоты рассеиваемого излучения; 2) поглощение излучения при свободно-свободных (тормозных) переходах электронов в кулоновском поле ионов; 3) поглощение излучения не полностью ионизованными атомами при связанно-связанных и связанно-свободных переходах электронов, к-рое сложным образом зависит от частоты поглощаемого излучения, хим. состава и физ. состояния звездного вещества.

Определим величину $K. с.$ звезды с массой M в условиях, когда её вещество полностью ионизовано и доминирует механизм томсоновского рассеяния излучения свободными электронами. Рассмотрим электронной-тральный сгусток вещества, к-рый расположен на расстоянии R от центра звезды, содержит ZN свободных электронов и N ионов с зарядом Ze и массой Am_p каждый (e — заряд электрона, m_p — масса протона). Этот сгусток притягивается звездой с силой $f_{гp} = GMNA m_p / R^2$, действующей в осн. на массивные ионы, и отталкивается от звезды с силой давления излучения $f_{из} = LN Z \sigma_T / 4\pi c R^2$, действующей на свободные электроны. В статич. состоянии ионный и электронный компоненты вещества тесно связаны друг с другом силой электрич. поля, к-рое компенсирует действие сил $f_{гp}$ и $f_{из}$ и препятствует тем самым разделению компонентов плазмы. Это поле обусловлено положит. зарядом звезды Q , возникающим на стадии установления равновесного состояния в результате потери звездой незначит. доли электронов из-за светового давления. Величина Q стабилизируется как раз на уровне, когда электрич. сила, действующая на электроны, достигает величины, сравнимой с силой светового давления. Приравнявая $f_{гp}$ и $f_{из}$, находим значение $K. с.$ звезды в условиях, когда доминирует томсоновское рассеяние излучения:

$$L_{кр}^{(e)} = \frac{4\pi c G m_p A}{Z \sigma_T} = 1,3 \cdot 10^{38} \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right) \frac{A}{Z}, \text{ эрг/с,}$$

где M_{\odot} — масса Солнца. Отметим, что $L_{кр}^{(e)}$ зависит только от массы M и состава плазмы звезды и не зависит от её радиуса благодаря одинаковости ($\sim R^{-2}$) зависимости силы гравитации и силы давления излучения от расстояния. Для жёсткого рентг. и γ -излучения сечение рассеяния на свободных электронах $\sigma_K < \sigma_T$ (см. *Комптона эффект*). В этом случае $L_{кр} > L_{кр}^{(e)}$.

В условиях частичной ионизации вещества механизм поглощения излучения доминирует над томсоновским

рассеянием, эфф. сечение взаимодействия излучения с веществом $\sigma > \sigma_T$. При этом $L_{кр} < L_{кр}^{(e)}$ (различие может достигать 1—2 порядков). Светимость звезды L в зонах частичной ионизации вещества может превысить локальное значение $L_{кр}$. Если зона со сверхкритич. светимостью достаточно тонка, то в ней развивается конвекция, но звезда в целом остаётся равновесной. При малой плотности вещества перенос тепла конвекцией малоэффективен и наличие зоны со сверхкритич. светимостью может привести к истечению вещества из звезды, осн. масса к-рой остаётся в равновесии. При отсутствии сферич. симметрии возможно превышение светимости над $L_{кр}$. Гипотетич. сверхмассивные звезды с массами $10^6 - 10^9 M_{\odot}$ должны иметь светимость, близкую к $K. с.$ по всей звезде, причём одноврем. выполнение условий механич. и теплового равновесия этих звезд возможно только в условиях конвективного переноса энергии. Светимость, близкая к $K. с.$, возникает при *аккреции* вещества на чёрную дыру или нейтронную звезду, находящуюся в достаточно плотном газовом облаке. Если светимость при аккреции $L_{ак} = \epsilon c^2 \dot{M}$ (\dot{M} — поток массы, ϵ — эффективность переработки гравитацион. энергии в энергию излучения), то критич. поток массы при $\sigma = \sigma_T$, $A/Z = 1$ и значении $\epsilon = 0,1$ есть

$$\dot{M}_{кр} = L_{кр}^{(e)} / (\epsilon c^2) = 2 \cdot 10^8 \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right), M_{\odot} / \text{год.}$$

Сверхмассивные чёрные дыры в состоянии аккреции, а также быстровращающиеся сверхмассивные звезды рассматриваются в качестве моделей активных галактич. ядер и квазаров. Условие того, что светимость объекта не может превышать $K. с.$, даёт наиб. надёжную оценку масс квазаров и активных ядер галактик. В модели сверхзвезды эта оценка определяет фактич. значение её массы.

Лит.: Зельдович Я. Б., Новиков И. Д., Релятивистская астрофизика, М., 1967.

КРИТИЧЕСКАЯ СИЛА в теории упругости и пластичности — наименьшая продольная сила, при к-рой возможны как прямолинейная, так и криволинейная формы равновесия первоначально прямолинейного бруса (см. *Продольный изгиб*). $K. с.$ зависит от механич. характеристик материала бруса, формы его поперечного сечения, условий закрепления, а при пластич. деформациях — и от податливости конструкции, элементом к-рой он является. $K. с.$ упругого бруса определяется ф-лой Эйлера:

$$P_{кр} = \pi^2 EI / (\mu l)^2,$$

где E — модуль продольной упругости материала, I — наим. значение центр. момента инерции поперечного сечения, l — длина бруса, μ — коэф., учитывающий условия закрепления. Напр., для бруса со свободно опёртыми концами $\mu = 1$; для бруса, один конец к-рого жёстко заделан, а другой свободен, $\mu = 2$. При пластич. деформациях пользуются ф-лой Кармана; так, для бруса со свободно опёртыми концами

$$P_{кр} = \pi^2 K_1 I / l^2,$$

где K_1 — модуль Кармана; для бруса прямоугольного сечения

$$K_1 = \frac{4E d\sigma/de}{(V E + V d\sigma/de)^2},$$

а $d\sigma/de$ (модуль упрочения) определяется из эксперим. зависимости между напряжением σ и деформацией e при растяжении (сжатии).

КРИТИЧЕСКАЯ СКОРОСТЬ в гидроаэромеханике — скорость течения среды v , равная местной скорости звука c в данной среде. Т. к. для *совершенного газа*

$$c = \sqrt{(\partial p / \partial \rho)_S} = \sqrt{\gamma p / \rho} = \sqrt{\gamma R T / \mu}$$

(где p , ρ , S , T — соответственно давление, плотность,