

Здесь m_u — атомная единица массы, μ_e — молекулярная масса, приходящаяся на один электрон [число электронов в единице объема равно $\rho/(m_u \mu_e)$]. Чем ближе M к M_{ch} , тем точнее выполняется соотношение (1) и тем лучше строение БК соответствует модели политропного шара. Теория политропных газовых шаров — гидростатически равновесных сферически-симметричных конфигураций, внутри к-рых $P \propto \rho^{1+1/n}$ [случаю (1) соответствует $n=3$], была развита в кон. 19 — нач. 20 вв. Дж. Лейном (J. Lane), А. Риттером (A. Ritter) и Р. Эмденом (R. Emden). Согласно этой теории, в случае $n=3$ имеется однозначная связь между постоянной K и массой M политропного шара:

$$K = 0,3639GM^{2/3}, \quad (3)$$

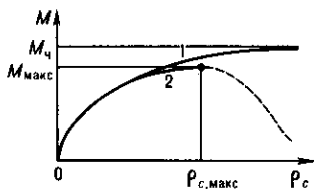
где 0,3639 — безразмерный коэф., определяемый условием гидростатич. равновесия (см. также *Эволюция звёзд*). Подставляя значение K из (2) в (3), получаем предельную массу M_{ch} БК:

$$M_{ch} = \frac{0,1967}{(m_u \mu_e)} \left(\frac{hc}{G} \right)^{3/2} = \frac{5,83}{\mu_e^2} M_{\odot}.$$

При $M > M_{ch}$ гидростатич. равновесие БК вообще невозможно, поскольку градиент давления недостаточен для компенсации силы тяжести. В табл. для разл. веществ приведены округлённые значения μ_e и соответствующие M_{ch} .

	⁴ He	¹² C, ¹⁴ N, ¹⁶ O, ²⁰ Ne, ²⁴ Mg, ²⁸ Si, ⁴⁰ Ca, ... — в чистом виде или смешанные в любой пропорции	⁵² Cr	⁵⁶ Fe	⁵⁹ Co	⁵⁸ Ni
μ_e M_{ch}/M_{\odot}	1,008 5,73	2,00 1,46	2,16 1,24	2,15 1,26	2,18 1,22	2,07 1,36

При достаточно больших плотностях на структуру реальных БК начинают заметно влиять процессы *нейтронизации вещества* и эффекты общей теории относительности. В результате макс. масса M_{max} БК оказывается несколько меньше M_{ch} и ей соответствует уже не бесконечная, а конечная величина ρ_c (рис.). Так, для углеродных БК с учётом этих факторов $M_{max} \approx 1,36 M_{\odot}$ и $\rho_{c,max} \approx 5 \cdot 10^{10}$ г/см³, чему соответствует мин. радиус БК $\sim 10^8$ см, т. е. 1 тыс. км.



Качественный вид зависимости массы белых карликов от их центральной плотности. 1 — идеальные белые карлики, для которых $\rho_c \rightarrow \infty$ при $M \rightarrow M_{ch}$; 2 — реальные белые карлики: максимальной массе M_{max} соответствует конечная центральная плотность $\rho_{c,max}$. Штриховой отрезок кривой соответствует неустойчивым конфигурациям.

Достаточно горячие БК, электронный газ внутри к-рых вырожден не полностью, а также холодные, но быстро вращающиеся БК могут иметь массы, превышающие M_{ch} . Со временем по мере охлаждения и (или) потери момента кол-ва движения гидростатич. равновесие таких массивных БК неминуемо нарушается и они переходят в состояние гравитац. коллапса, в результате чего возникает нейтронная звезда.

Ч. п. играет фундам. роль в теории строения и эволюции звёзд. Внутри массивных звёзд на определ. стадиях эволю-

ции могут образовываться частично вырожденные центр. ядра, состоящие из С, О, Ne, Si, Fe. Характер последующих, заключит. стадий эволюции таких звёзд, а также их конечная судьба критически зависят от того, насколько и в какую сторону отличаются массы их ядер от M_{ch} .

Лит.: Зельдович Я. Б., Новиков И. Д., Теория тяготения и эволюция звезд, М., 1971; Шапиро С. Л., Тьюколски С. А., Черные дыры, белые карлики и нейтронные звезды, пер. с англ., ч. 1—2, М., 1985.

ЧАПЛЫГИНА УРАВНЕНИЯ динамики — дифференц. ур-ния движения неголономной механич. системы, предложенные С. А. Чаплыгиным в 1897. Ч. у. имеют место для механич. системы со стационарными неголономными связями, положение к-рой определяется s обобщёнными координатами q_j ($j=1, 2, \dots, s$), а обобщённые скорости \dot{q}_j связаны r неинтегрируемыми дифференц. соотношениями

$$A_{1,\rho} \dot{q}_1 + A_{2,\rho} \dot{q}_2 + \dots + A_{s,\rho} \dot{q}_s \quad (\rho = 1, 2, \dots, r) \quad (1)$$

с коэффициентами $A_{j,\rho}$, зависящими только от $s-r$ обобщённых координат, напр. от q_{r+1}, \dots, q_s . Если, пользуясь равенствами (1), выразить $\dot{q}_1, \dots, \dot{q}_r$ через $\dot{q}_{r+1}, \dot{q}_{r+2}, \dots, \dot{q}_s$ в виде

$$\dot{q}_i = B_{i,r+1} \dot{q}_{r+1} + \dots + B_{i,s} \dot{q}_s \quad (i = 1, \dots, r), \quad (2)$$

то Ч. у. для рассматриваемой системы будут иметь вид

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial T}{\partial \dot{q}_\sigma} \right) - \frac{\partial T}{\partial q_\sigma} = - \frac{\partial \Pi}{\partial q_\sigma} + \sum_{i=1}^r \frac{\partial T}{\partial \dot{q}_i} \sum_{k=r+1}^s \left(\frac{\partial B_{i,k}}{\partial q_\sigma} - \frac{\partial B_{i,k}}{\partial q_\sigma} \right) \quad (\sigma = r+1, \dots, s),$$

где T и Π — кинетическая и потен. энергии системы, к-рые также считаются не зависящими явно от q_1, q_2, \dots, q_r , а T — выражение кинетич. энергии, в к-ром скорости $\dot{q}_1, \dot{q}_2, \dots, \dot{q}_r$ исключены с помощью равенств (2). Если действующие силы не потенциальны, то $-\partial \Pi / \partial q_\sigma$ в правых частях Ч. у. заменяются на обобщённые силы Q_σ , вычисляемые так же, как в *Апеля уравнениях*.

Ч. у. указывают, что предврат. исключение $\dot{q}_1, \dot{q}_2, \dots, \dot{q}_r$ из выражения T при составлении ур-ний Лагранжа приводит к ошибке — к потере членов с двойными суммами.

Лит.: Чаплыгин С. А., О движении тяжелого тела вращения на горизонтальной плоскости, Собр. соч., т. 1, М.—Л., 1948; Лурье А. И., Аналитическая механика, М., 1961, гл. 8. С. М. Тарг.

ЧАПЛЫГИНА — ЖУКОВСКОГО ПОСТУЛАТ — положение, согласно к-рому при безотрывном обтекании профиля крыла потоком идеальной жидкости или газа точкой плавного схода струй с его контура является хвостовая точка профиля. При этом предполагается, что хвостовая точка есть точка заострения. Если бы при безотрывном обтекании профиля идеальной жидкостью струи сходили с его контура не в хвостовой точке, а в к.-л. другой, то в угл. точке или точке заострения на хвостике скорость была бы бесконечно большой, что физически невозможно. Это обстоятельство можно рассматривать как обоснование Ч.—Ж. п.: постулат является условием того, чтобы при обтекании профиля с одной острой кромкой скоростью во всех точках была конечной.

Применив Ч.—Ж. п. к вычислению циркуляции скорости Γ , можно затем определить подъёмную силу на единицу размаха крыла. В случае тонкого изогнутого профиля $\Gamma = \pi v \sin(\alpha + 2f)$, где α — угол атаки профиля, v — скорость набегающего потока, а f — относит. вогнутость крыла. Коэф. подъёмной силы при этом $c_y = 2\pi \sin(\alpha + 2f)$. Если α и f — величины малые, то приближённо $c_y = 2\pi(\alpha + 2f)$, т. е. c_y пропорц. α и f .

Опыты показывают, что ф-лы для Γ и c_y соответствуют действительности лишь приближённо и только при малых значениях α и f , когда обтекание может быть безотрывным. Наличие вязкости жидкости и образование на поверхности крылового профиля пограничного слоя несколько (на 10—15%) уменьшают теоретич. коэф., к-рые, кроме того, зависят ещё от *Рейнольдса числа*. Если, напр., α боль-