

соответствующая равенству  $F_r = F_G$ , наз. эддингтоновской светимостью  $L_a = 4\pi cGM/\kappa \approx 1,3 \cdot 10^{38} (M/M_\odot) (0,4/\kappa)$  эрг/с, где  $\kappa$  — непрозрачность вещества ( $\text{см}^2/\text{г}$ ). При больших плотностях окружающего газа возможна А. типа оседания с медленным дозвуковым движением газа к центру. Такой режим А. возможен на нейтронную звезду, находящуюся в центре нормальной (подобная ситуация может быть результатом эволюции тесной двойной системы).

Для чёрных дыр, не имеющих излучающей поверхности, излучение при А. является их осн. наблюдат. проявлением. Огромный гравитат. потенциал на поверхности нейтронной звезды приводит к выделению энергии при А. на неё  $\sim 0,2 Mc^2$  эрг/с. Нейтронные звёзды и, возможно, чёрные дыры в состоянии А. являются наиболее мощными рентг. источниками в Галактике со светимостью, достигающей  $\sim 10^{38}$  эрг/с.

К важным следствиям приводит А. на белые карлики. В результате А. хим. состав поверхностных слоёв может существенно отличаться от хим. состава внутри областей. Водородно-гелиевый слой на поверхности белого карлика с ростом массы слоя становится неустойчивым относительно ядерного горения. Происходит тепловая вспышка, приводящая к появлению *новой звезды*. Аналогичные термоядерные взрывы в слое у поверхности нейтронной звезды могут объяснить существование вспыхивающих рентг. источников.

Мощное нетепловое излучение и выбросы из активных ядер галактик и квазаров могут быть объяснены в рамках модели дисковой А. вещества (с упорядоченным магн. полем и большим вращат. моментом) на сверхмассивную ( $M \approx 10^7 - 10^9 M_\odot$ ) чёрную дыру.

Гигантские масштабы может иметь А. в скоплениях галактик. Находящийся там горячий газ ( $\rho \approx 10^{-27}$  г/см<sup>3</sup>,  $T \sim 10^8$  К) охлаждается и может падать к центру, где обычно располагается наиб. массивная галактика скопления. Такой охлаждающийся аккреционный поток может приводить к активности ядра центральной галактики, а также объяснять наблюдаемое распределение газа в скоплениях галактик.

Лит.: Зельдович Я. Б., Новиков И. Д., Теория тяготения и эволюция звезд, М., 1971.

Г. С. Бисноватый-Козан.

**АКСИАЛЬНОГО ТОКА ЧАСТИЧНОЕ СОХРАНЕНИЕ** в слабом взаимодействии — гипотеза о том, что константа аксиального слабого взаимодействия без изменения странности мало меняется (слабо перенормируется) сильным взаимодействием. Напр., для  $\beta$ -распада изменение составляет ок. 20%. Это обстоятельство связано с аномально малой массой  $\pi$ -мезона ( $m_\pi$ ) по сравнению с массами других адронов. В гипотетич. пределе  $m_\pi \rightarrow 0$  сохранение аксиального тока становится точным и реализуется *киральная симметрия*, а пион возникает как *голдстоуновский бозон при спонтанном нарушении симметрии*.

Математически А. т. ч. с. выражается в соотношении между дивергенцией изовекторного аксиального тока  $A_\mu^\alpha(x)$  и полем  $\pi$ -мезона  $\pi^\alpha(x)$ :

$$\frac{\partial}{\partial x_\mu} A_\mu^\alpha(x) = m_\pi^2 F_\pi \pi^\alpha(x) \quad (1)$$

(в единицах  $\hbar = c = 1$ ), где  $x = (x_0, \mathbf{x})$  — пространственно-временная точка,  $\mu = 0, 1, 2, 3$  — лоренцов индекс (по  $\mu$  предполагается суммирование),  $\alpha = 1, 2, 3$  — изотопич. индекс,  $F_\pi$  — константа  $\pi \rightarrow \mu\nu$ -распада ( $F_\pi \approx 93$  МэВ). Гипотеза А. т. ч. с. восходит к работам Й. Намбу (Y. Nambu), а также М. Гелл-Манна (M. Gell-Mann) и М. Леви (M. Levy) в 1960.

Следствия из (1) проверены в ряде процессов с участием  $\pi$ -мезонов низких энергий. Предсказания носят приближённый характер, поскольку при их выводе пренебрегают полной энергией  $\pi$ -мезона (включая его массу). Наиб. известным результатом является *Голдбергер — Тримена соотношение*. Другие известные

следствия (1) и *алгебры токов* — вычисление длин распада мезонов на разл. адронах, соотношения между матричными элементами слабых распадов К-мезонов и т. п.

Согласно совр. представлениям, аксиальный ток строится из полевых операторов кварков, поскольку поле  $\pi$ -мезона нельзя рассматривать как фундаментальное. При этом дивергенция аксиального тока пропорциональна псевдоскалярной плотности кварковых полей:

$$\frac{\partial}{\partial x_\mu} A_\mu^\alpha(x) = (m_u + m_d) \bar{q}(x) \frac{\tau^\alpha}{2} \gamma^5 q(x), \quad (2)$$

где  $q(x)$  — дублет полей  $u$ - и  $d$ -кварков,  $m_u, m_d$  — их токовые массы (см. *Кварки*),  $\tau^\alpha$  — Паули матрицы в пространстве изотопич. спина. Это соотношение используется для оценки токовых масс мезонов.

В пределе нулевых масс  $u$ - и  $d$ -кварков дивергенция аксиального тока равна нулю и соответствующий аксиальный заряд  $(\int d^3x A_0^\alpha(x))$  строго сохраняется.

На первый взгляд в этом случае следует ожидать вырождения по чётности, поскольку аксиальный заряд, действуя на нек-рый вектор состояния, переводит его в др. вектор состояния с той же энергией, но с противоположной чётностью. Такое вырождение, однако, экспериментально не наблюдается. Др. возможность реализации симметрии состоит в том, что аксиальный заряд может переводить нуклон не в резонанс с противоположной чётностью, а в состоянии нуклон плюс покоящаяся безмассовая псевдоскалярная частица. Хотя безмассовая псевдоскалярная частица в природе нет, её роль играет  $\pi$ -мезон, масса к-рого мала по сравнению с массой нуклона [как видно из ф-лы (1), правильнее говорить о малости  $m_\pi^2, m_\pi^2/m_N^2 \approx \approx 1/50$ ]. Естественно поэтому допустить, что в пределе  $m_u, m_d = 0$ ,  $\pi$ -мезон становится безмассовым, и приближение строго сохраняющегося аксиального заряда может быть разумным. Соотношения симметрии при этом сводятся к предсказаниям связей между амплитудами процессов с разным числом  $\pi$ -мезонов с нулевой полной энергией. Если же учесть, что величина  $m_\pi^2$  конечна, хотя и мала, можно убедиться, что кинематич. эффекты (связанные с изменением положения  $\pi$ -мезонного полюса в разл. амплитудах) приводят к правой части соотношения (1).

Обобщение А. т. ч. с. на аксиальные токи с изменением странности требует существ. учёта эффектов нарушения унитарной симметрии из-за большой величины массы странного кварка (т. е. достаточно большой массы К-мезона).

Лит.: Вайнштейн А. И., Захаров В. И., Частичное сохранение аксиального тока и процессы с «мягкими»  $\pi$ -мезонами, «УФН», 1970, т. 100, в. 2.

В. И. Захаров.  
**АКСИАЛЬНЫЙ ВЕКТОР** (от лат. axis — ось) (псевдовектор) — величина, преобразующаяся как обычный (полярный) вектор при вращениях в евклидовом или псевдоевклидовом пространстве и (в отличие от обычного вектора) не меняющая знака при отражении координатных осей. Простейший пример А. в. в трёхмерном пространстве — векторное произведение обычных векторов (напр., вектор момента импульса  $M = r \times p$ , напряжённость магн. поля  $H = \text{rot } A$ , где вектор-потенциал  $A$  — обычный вектор). Четырёхмерным А. в. является, напр., *аксиальный ток*.

В. П. Павлов.  
**АКСИАЛЬНЫЙ ТОК** (аксиально-векторный ток) в квантовой теории поля — операторное выражение, описывающее превращение одной частицы в другую и преобразующееся как четырёхмерный вектор при Лоренца преобразованиях и как псевдовектор (аксиальный вектор) при пространств. отражениях. А. т. является одним из осн. понятий в теории слабого взаимодействия, а также при описании *киральной симметрии* сильного взаимодействия. Пример А. т. — выражение  $\bar{\psi}(x) \gamma^\mu \gamma^5 \psi(x)$ , где  $\psi(x)$  — спинорное Ди-