

$$V_0(\Phi) = \lambda\Phi^4 - m\Phi^2/2.$$

незнания радиусов звёзд очень большое значение имеет оценка Э. т. звезды по её спектру. Обычно пользуются связью между Э. т. и *спектральным классом*, к-рая устанавливается на основании теоретич. расчётов. В расчётах исходят из определ. потока излучения с единицы поверхности звезды (т. е. задают Э. т. звезды) и ускорения силы тяжести g , к-рое служит параметром. На основе данных о хим. составе звезды можно рассчитать структуру фотосферы, излучение в непрерывном спектре и в линиях поглощения. Сравнивая рассчитанные интенсивности непрерывного спектра и спектральных линий с данными наблюдений для звёзд разных спектральных классов и *светимости классов*, устанавливают соответствующие этим классам значения Э. т. и g (т. е. устанавливают шкалу Э. т.).

Определив по спектральному классу Э. т. звезды, можно по известной светимости вычислить её радиус. Именно таким способом обычно оценивают размеры звёзд.

Иногда понятие Э. т. применяют и для др. космич. объектов. К. В. Бычков.

ЭФФЕКТИВНОЕ СЕЧЕНИЕ — см. *Сечение*.

ЭФФЕКТИВНЫЙ ЗАРЯД в квантовой теории поля — ф-ция, описывающая изменение заряда (константы взаимодействия), к-рое необходимо осуществить, чтобы компенсировать изменение величины ренормировочного параметра.

В процессе устранения *ультрафиолетовых расходимостей* в моделях квантовой теории поля неизбежно появление нового размерного (т. н. ренормировочного) параметра (см. *Ренормализационная группа*). Он не является физическим, т. к., согласно принципу ренормализационной инвариантности, изменение ренормировочного параметра $\mu \rightarrow \mu'$ не приводит к к.-л. изменениям физ. величин, если оно сопровождается вполне определённым преобразованием др. параметров (зарядов: $g_i \rightarrow g'_i$, масс: $m_j \rightarrow m'_j$ и др.). Явный вид такого преобразования в случае заряда g_i задаётся ф-цией G_i , называемой Э. з., в случае массы m_j — эфф. массой M_j и т. д. В простейшей ситуации одного заряда g и отсутствия зависимости от масс определение Э. з. таково:

$$g' = G(t, g), \quad t = \ln \mu'/\mu.$$

Ф-ция $G(t, g)$ в силу группового характера ренормализационных преобразований удовлетворяет ур-ниям

$$\frac{\partial}{\partial t} G(t, g) = \beta[G(t, g)], \quad G(0, g) = g,$$

где $\beta(g)$ — ф-ция перенормировки заряда. Зная $\beta(g)$, можно однозначно восстановить $G(t, g)$.

Исторически понятие Э. з. пришло на смену возникшему ранее и идейно весьма близкому понятию *инвариантного заряда*. Роль, к-рую играют инвариантный и Э. з. в методе ренормгруппы, видна из соотношения $f(\ln p/\mu, g) = f[0, G(\ln p/\mu, g)]$, справедливо для физ. величин, зависящих от одного импульсного аргумента p . Видно, что эффективно параметром разложения для f является не заряд g , а ф-ция $G(\ln p/\mu, g)$ (отсюда и её назв. — Э. з.). В теориях с *асимптотической свободой*, где $G(\ln p/\mu, g)$ стремится к нулю с ростом импульса p , новый параметр разложения $G(\ln p/\mu, g)$ при больших импульсах становится малым, и мы получаем улучшенную теорию возмущений (по сравнению с исходной, основанной на разложении по параметру g , к-рый малым не является).

Лит.: Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В., Введение в теорию квантованных полей, 4 изд., М., 1984; Коллинз Дж., Ренормировка, пер. с англ., М., 1988. А. А. Владимиров.

ЭФФЕКТИВНЫЙ ПОТЕНЦИАЛ в квантовой теории поля — не зависящая от производных поля часть плотности *производящего функционала* для *вершинных частей*, описывающая поведение системы с учётом квантовых поправок. Рассмотрим действительное *скалярное поле* $\Phi(x)$ с лагранжианом

$$\mathcal{L}(x) = \frac{1}{2} \partial_\mu \Phi(x) \partial^\mu \Phi(x) - V_0[\Phi(x)],$$

Величина $V_0(\Phi)$ наз. *древесным Э. ф.* (классическим) и имеет смысл плотности энергии *вакуума* в случае постоянного скалярного поля Φ . Можно определить Э. п. $V(\Phi)$ и с учётом квантовых поправок [1—3] как плотность энергии вакуума, для к-рого среднее значение квантового оператора поля $\Phi(x)$ по вакуумному состоянию равно Φ . Нетривиальный минимум Э. п. $V(\Phi)$ соответствует спонтанному нарушению дискретной симметрии $\Phi(x) \rightarrow \Phi(-x)$ (см. *Спонтанное нарушение симметрии*). В рамках *возмущений теории* развиты методы регулярного вычисления Э. п.

Лит.: 1) Goldstone J., Salam A., Weinberg S., Broken symmetries, «Phys. Rev.», 1962, v. 127, p. 965; 2) Coleman S., Weinberg S., Radiative-corrections as origin of spontaneous symmetry breaking, «Phys. Rev.», 1973, v. D7, p. 1888; 3) Jackiw R., Functional evaluation of effective potential, «Phys. Rev.», 1974, v. D9, p. 1686. Н. В. Красников.

ЭФФУЗИЯ (от лат. effusio — выливание) — медленное истечение газов через малые отверстия. Различают два случая Э. 1) Диаметр отверстия мал по сравнению со ср. длиной свободного пробега молекул (давление газа в сосуде очень мало). В этом случае имеет место молекулярное истечение, при к-ром столкновения между молекулами не играют роли. При этом общая масса газа, вытекающая за единицу времени через отверстие,

$$Q = (p_1 - p_2) S \sqrt{\mu/(2\pi RT)}, \quad (*)$$

где S — площадь отверстия, μ — молекулярная масса газа, p_1 и p_2 — давления газа по обе стороны отверстия. На зависимости (*) основан эффузионный метод измерения очень малых давлений ($\sim 0,1$ — $0,01$ Па). 2) Когда давление газа настолько велико, что ср. длина свободного пробега молекул меньше диаметра отверстия, истечение газа происходит по законам *гидродинамики*: газ вытекает из отверстия в виде струи, объём его, проходящий в единицу времени, пропорционален $1/\sqrt{\rho}$, где ρ — плотность газа. По времени истечения газов через малые (диаметром $\sim 0,10$ — $0,01$ мм) отверстия определяют плотность газа. Если же давление в сосуде значительно больше внеш. давления, то кол-во вытекающего газа пропорционально давлению в сосуде.

ЭХО ПЛАЗМЕННОЕ — самопроизвольный когерентный отклик плазмы на внеш. эл.-магн. воздействие, происходящий с пространств. или временным сдвигом относительно этого воздействия и обусловленный обращением процесса бесстолкновит. релаксации возбуждений за счёт нелинейности либо неоднородности плазмы.

Виды Э. п. и условия наблюдения. В зависимости от постановки эксперимента различают два осн. вида Э. п.: временное и пространственное. Пространств. Э. п. возникает, когда области эл.-магн. воздействия (источника) и когерентного отклика плазмы разнесены в пространстве, но действие источника и отклик плазмы происходят практически одновременно. Если источник и отклик плазмы пространственно совмещены, но отклик плазмы возникает с нек-рым запаздыванием во времени, то говорят о временном Э. п. Возможен и комбинированный вариант — пространств.-временное эхо, возникающее, напр., при воздействии на плазму двумя последовательными электрич. импульсами с помощью разнесённых в пространстве сеток.

Э. п. может наблюдаться в разл. условиях: в изотропной плазме, в плазме, находящейся во внеш. магн. поле, на модах непрерывного спектра возбуждений ленгмюровской турбулентности, на поверхностных колебаниях неоднородного переходного слоя холодной плазмы. Э. п. может возникнуть и в столкновительной плазме полупроводников, а также в сильно вырожденной электронной плазме, примером к-рой могут служить свободные носители заряда в металлах (см. *Плазма твёрдых тел*).

Э. п. приводит к ряду нелинейных явлений, напр. локальному нелинейному преобразованию эл.-магн. волн, преломлению закрытых плазменных слоёв и т. д. Э. п. может быть использовано для диагностики плазмы;