т. е. (согласно соотношению неопределённостей) с приближением частиц друг к другу. Это означает, что в пределе $|Q^2| \to \infty$, где Q^2 — квадрат переданного 4-импульса, частицы ведут себя почти как свободные (невзаимодействующие). Свойство А. с. имеют теории, обладающие неабелевой *калибровочной инвариантностью*. Важный пример таких теорий — *квантовая хромодинамика*, т. е. теория сильного взаимодействия цветных *кварков* и *глюонов*, в к-рой асимптотич. поведение эфф. заряда $\alpha_s(Q^2)$ (аналога *тонкой структуры постоянной* α в квантовой электродинамике) описывается выражением:

$$\alpha_s(Q^2) \sim 4\pi/(11 - {}^2/{}_3 n_f) \ln(|Q^2|/\Lambda^2),$$

где n_f — число типов (или ароматов) кварков (пока известно шесть), Λ — фундам. размерный параметр сильного взаимодействия, эксперим. значение к-рого составляет 100—200 МэВ/с (вследствие чего, напр., при $|Q^2| \sim 10^2-10^3$ ГэВ^2/с^2 значение α_s не превышает $^1/_5$). Благодаря свойству А. с. кварки и глюоны в *жёстких процессах* выглядят как *партоны*, что, в частности, позволяет объяснить приближённый скейлинг Бьёркена в *глубоко неупругих процессах*. Др. примером является *великое объединение* взаимодействий, где А. с. должна проявляться при $|Q^2| > (10^{15}$ ГэВ/с$)^2$.

Лит.: Вайнштейн А. И. [и др.], Чармоний и квантовая хромодинамика, «УФН», 1977, т. 123, с. 217; Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В., Квантовые поля, М., 1980, § 33; Волошин М. Б., Тер-Мартиросян К. А., Теория калибровочных взаимодействий элементарных частиц, М., 1984; Индурайн Ф., Квантовая хромодинамика, пер. с англ., М., 1986.

А. В. Ефремов.

АСИМПТОТИЧЕСКИЕ ТЕОРЕМЫ в физике высоких энергий — общие утверждения о характере асимптотич. поведения сечений взаимодействия частиц при энергии $\mathscr{E} \to \infty$, строго доказываемых в квантовой теории поля (КТП) при наложении определ. условий на соотв. амплитуды переходов. А. т. обычно формулируются в виде равенств или неравенств для полных или дифференц. сечений взаимодействия частиц при высоких энергиях.

Первой А. т. была *Померанчука теорема* [1], к-рая устанавливает равенство полных сечений взаимодействия частицы (A) и античастицы ($\tilde{A}$) с одной и той же мишенью (B) при условии, что эти сечения стремятся при высоких энергиях к отличным от нуля постоянным пределам:

$$\sigma^{AB}_{\text{полн}}(\infty) = \sigma^{\tilde{A}B}_{\text{полн}}(\infty), \tag{1}$$

где

$$\sigma^{AB,\,\tilde{A}B}_{\text{полн}}(\infty) = \lim_{\mathscr{E}\to\infty} \sigma^{AB,\,\tilde{A}B}_{\text{полн}}(\mathscr{E}).$$

Предположение об асимптотич. постоянстве $\sigma_{\text{полн}}$ взаимодействия частиц, положенное в основу теоремы Померанчука, не вытекает из общих принципов теории. С вводом в строй новых ускорителей заряж. частиц в 1970-х гг. было обнаружено возрастание полных сечений взаимодействия адронов с ростом энергии.

Обобщением теоремы Померанчука на случай монотонно возрастающих полных сечений при высоких энергиях является следующее асимптотич. равенство:

$$\lim_{\mathscr{E}\to\infty} \frac{\sigma^{\tilde{A}B}_{\text{полн}}(\mathscr{E})}{\sigma^{AB}_{\text{полн}}(\mathscr{E})} = 1. \tag{2}$$

Аналогичное равенство установлено и для дифференц. сечений упругого рассеяния при фиксированном значении квадрата передачи 4-импульса $(-t)$:

$$\lim_{\mathscr{E}\to\infty} \frac{\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{AB\to AB}}{\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{\tilde{A}B\to\tilde{A}B}} = 1, \tag{3}$$

если амплитуда соотв. процессов принадлежит к определ. классу функций. Утверждения (2), (3) были доказаны А. А. Логуновым с сотрудниками и Л. Ван-Ховом [2—4].

Примером А. т., формулируемой в виде неравенства, является *Фруассара теорема* [5]:

$$\sigma^{AB}_{\text{полн}}(\mathscr{E}) \leqslant \frac{\pi}{m_\pi^2} \ln^2 \mathscr{E}, \tag{4}$$

где m_π — масса пиона, ограничивающая возможный рост полных сечений взаимодействия при высоких энергиях. Первонач. доказательство теоремы Фруассара было дано в предположении справедливости *Мандельстама представления* для амплитуды рассеяния AB $\to$ AB. Впоследствии было показано [6], что эта теорема вытекает из самых общих принципов КТП — причинности, унитарности и полиномиальной ограниченности (см. *Аксиоматическая квантовая теория поля*).

Аналогичные ограничения могут быть строго доказаны в рамках общих принципов КТП для дифференц. сечений как упругих, так и *инклюзивных процессов*, напр. [7, 8]:

$$\frac{1}{\sigma}\frac{d\sigma}{d\cos\theta}\bigg|_{\theta=0,\,\pi} \leqslant \frac{s}{m_\pi^2}\ln^2\mathscr{E}, \quad \mathscr{E}\to\infty,$$

где σ и $d\sigma/d\cos\theta$ — соотв. полное и дифференц. сечения либо упругого двухчастичного A+B $\to$ C+D, либо инклюзивного A+B $\to$ C+X процессов, где θ — угол вылета частицы C в системе центра инерции (СЦИ) частиц A и B, X — произвольная система адронов, образующихся вместе с частицей C в конечном состоянии инклюзивной реакции, s — квадрат энергии сталкивающихся частиц в СЦИ.

Значение А. т. для физики элементарных частиц заключается в представляемой ими принципиальной возможности прямой (не зависящей от модели) проверки первичных принципов, лежащих в основе КТП.

Лит.: 1) Померанчук И. Я., Равенство полных сечений взаимодействия нуклонов и антинуклонов при больших энергиях, «ЖЭТФ», 1958, т. 34, с. 725; 2) Волков Г. Г., Логунов А. А., Мествиришвили М. А., О равенстве полных сечений взаимодействия частиц и античастиц при высоких энергиях, «ТМФ», 1970, т. 4, с. 196; 3) Logunov A. A. и др., Asymptotic relations between cross sections in local field theory, «Phys. Lett.», 1963, v. 7, p. 69; 4) Van Hove L., An extension of Pomeranchuk's theorem to diffraction scattering, там же, 1963, v. 5, p. 252; 5) Froissart M., Asymptotic behaviour and subtractions in Mandelstam representation, «Phys. Rev.», 1961, v. 123, p. 1053; 6) Martin A., Extension of the axiomatic analyticity domain of scattering amplitudes by unitarity 1. «Nuovo Cim.», 1966, v. 42 A, p. 930; 7) Logunov A., Mestvirishvili M., Nguyen Van Hieu, High energy behaviour of inelastic cross sections, «Phys. Lett.», 1967, v. 25B, p. 611; 8) Общие принципы квантовой теории поля и их следствия, под ред. В. А. Мещерякова, М., 1977.

В. А. Матвеев.

АСИМПТОТИЧЕСКИЙ РЯД — см. *Асимптотическое разложение*.

АСИМПТОТИЧЕСКОЕ РАЗЛОЖЕНИЕ — представление ф-ции $f(x)$ в окрестности точки $x = x_0$ в виде ряда

$$f(x) \sim \sum_{n=0}^{\infty} a_n \varphi_n(x), \tag{1}$$

где $\varphi_n(x)$, $n = 0, 1, 2, \ldots$ — последовательность ф-ций, для к-рой $\varphi_{n+1}(x)/\varphi_n(x) \to 0$ при $x \to x_0$ (знак $\sim$ означает асимптотич. равенство). Если коэффициенты a_n — постоянные, то разложение (1) наз. асимптотич. разложением в смысле Пуанкаре, ряд в правой части (1) — асимптотич. рядом, а x_0 — выделенной точкой.

Важным частным случаем асимптотич. рядов является асимптотич. степенной ряд

$$f(x) \sim \sum_{n=0}^{\infty} f_n x^n \quad (x \to 0), \tag{2}$$

причём по определению

$$\lim_{x\to 0} x^{-N}\left\{f(x) - \sum_{n=0}^{N} f_n x^n\right\} \to 0, \quad N = 0, 1, 2, \ldots \tag{3}$$