можно пренебречь массами частиц по сравнению с характерными масштабами внеш. импульсов, входящих в задачу. В такой области будет осуществляться приближённая масштабная инвариантность. Так, амплитуды M в КХД, определённые на масштабах $\varkappa_0^2$, преобразуются при изменении масштаба $\varkappa_0^2 \longrightarrow \varkappa^2$ в соответствии с требованиями ренормализац. группы:

$$M(\varkappa^2) = M(\varkappa_0^2) \exp \int_{\varkappa_0^2}^{\varkappa^2} \tilde{\gamma}(\varkappa'^2) \frac{d\varkappa'^2}{\varkappa'^2}. \qquad (2)$$

Зависимость $\tilde{\gamma}$ от $\varkappa^2$ определяется инвариантным зарядом теории, и если он меняется медленно, то $\tilde{\gamma}$ тоже меняется медленно. В частности, при постоянном $\tilde{\gamma}$ ф-ла (2) переходит в ф-лу (1). Поэтому в обобщённом смысле $\tilde{\gamma}$ может быть названа А. р. Так же, как в ф-ле (1), эта величина выражается через А. р. всех операторов, входящих в амплитуду M.

В КХД принято и несколько иное определение А. р. Поскольку $\tilde{\gamma}$ обращается в нуль при отсутствии взаимодействия, то удобно определить

$$\gamma = \lim_{\alpha_s \to 0} \frac{\tilde{\gamma}(\alpha_s)}{\alpha_s} 4\pi, \qquad (3)$$

где $\alpha_s(\varkappa^2)$ — *эффективный заряд* КХД, а величина γ в первом приближении уже не зависит от импульсов. Выражение (2) при этом приобретает вид

$$M(\varkappa^2) = M(\varkappa_0^2) \left(\frac{\alpha_s(\varkappa_0^2)}{\alpha_s(\varkappa^2)} \right)^{\gamma/b}, \qquad (4)$$

где $b = 11 - {}^2/_3 N_f$, а N_f — число типов (ароматов) кварков.

А. р. может проявиться при изучении ф-ций Грина квантовой теории поля в глубоко евклидовой области, т. е. при больших пространственноподобных импульсах. Примером физ. процесса, при к-ром наблюдалась приближённая масштабная инвариантность, может служить *глубоко неупругий процесс* рассеяния электрона на протоне. В этом случае моменты *структурной функции* протона изменяются в зависимости от квадрата переданного 4-импульса согласно ф-ле (4).

Существует, однако, ряд величин, к-рые не могут приобретать А. р. Таковы все сохраняющиеся величины и их локальные токи, дивергенция к-рых равна нулю (напр., 4-вектор эл.-магн. тока или тензор энергии-импульса).

Понятие А. р. широко используется также в статистич. физике (в теории конденсиров. сред) для описания поведения характеристик системы (плотности, теплоёмкости, магн. восприимчивости и др.) вблизи темп-ры фазового перехода $T = T_c$, когда длина корреляций $\xi \sim (T - T_c)^{-\nu}$ становится значительно больше атомных размеров и является единств. существ. параметром длины. Изучение А. р. разл. характеристик позволяет судить о степени их зависимости от $(T - T_c)$, т. е. о критич. индексах.

Лит.: Синай Я. Г., Теория фазовых переходов, М., 1980; Ма Ш., Современная теория критических явлений, пер. с англ., М., 1980; Андреев И. В., Хромодинамика и жесткие процессы при высоких энергиях, М., 1981; Wilson K., Non-Lagrangian models of current algebra, «Phys. Rev.», 1969, v. 179, p. 1499; Индурайн Ф., Квантовая хромодинамика, пер. с англ., М., 1986. *А. В. Ефремов.*

АНОМА́ЛЬНОГО ПРОПУСКА́НИЯ ЭФФЕ́КТ — резкое уменьшение поглощения части потока излучения в толстом идеальном кристалле при лауэвском пропускании. А. п. э. впервые наблюдался Х. Борманом в 1941 для рентг. лучей (эффект Бормана), позднее исследован для нейтронов, электронов и γ-лучей. Интерпретация А. п. э. предложена М. фон Лауэ (M. von Laue) в 1949.

Обычно интенсивность рентг. лучей при распространении в кристалле экспоненциально уменьшается с глубиной z проникновения излучения в кристалл:

$$G(z) = G_0 \exp[-\mu_0(\omega) z], \qquad (1)$$

где G_0 — интенсивность первичного поля; z — координата вдоль направления распространения; $\mu_0(\omega) = \frac{\omega}{c} |\gamma_i^0(\omega)|$ — линейный коэфф. фотоэлектрич. поглощения среды; ω — частота излучения; $\gamma_i^0(\omega)$ — мнимая часть нулевой фурье-компоненты рентгеновской поляризуемости.

Зависимость (1) предполагает пространственную однородность поля излучения в кристалле или нерегулярное строение (искажение) кристалла и правильно описывает ослабление интенсивности излучения при его распространении в кристалле в произвольном (не дифракционном) направлении. Она также верна и при кинематич. *дифракции рентгеновских лучей* в тонком (по сравнению с длиной *первичной экстинкции*) кристалле. Если толщина кристалла $d \gg \mu_0^{-1}$, то, согласно (1), излучение полностью поглощается в нём.

При динамич. дифракции в условиях лауэвского пропускания значит. часть интенсивности поля проходит через толстые ($d \gg \mu_0^{-1}$) кристаллы, практически не ослабляясь. Это явление и наз. А. п. э. При динамич. дифракции в кристалле устанавливается пространственно-неоднородная структура поля с масштабом неоднородности порядка размеров *элементарной ячейки* кристалла. Для правильного описания ослабления интенсивности такого поля показатель экспоненты в (1) должен учитывать не только величину фотоэлектрического поглощения, но и пространственную структуру поля.

Наиб. благоприятным для наблюдения А. п. э. случаем является симметричное лауэвское пропускание s-поляризов. излучения при точном выполнении *Брэгга—Вульфа условия*. При этом отражающие атомные плоскости перпендикулярны входной поверхности кристаллич. пластины, а вектор дифракции g параллелен ей.

Рассмотрим А. п. э. для случая, когда имеется лишь 2 луча — один проходящий и один дифракционный (см. рис. 1 к ст. *Дисперсионная поверхность*). Согласно динамич. теории дифракции, поле в кристалле в этом случае для каждой из двух (s и p) поляризаций (см. *Поляризация света*) состоит из четырёх волн, попарно принадлежащих разным листам дисперсионной поверхности, описывающей зависимость волнового вектора от частоты излучения. Если кристаллографич. плоскости центросимметричного кристалла при точном выполнении Брэгга — Вульфа условия перпендикулярны поверхности кристалла, то суммарная индукция электрич. поля эл.-магн. волны для каждого листа дисперсионной поверхности будет равна

$$D_{s,p}^{(1,2)} \sim \left\{ \begin{matrix} \cos(gx/2) \\ i\sin(gx/2) \end{matrix} \right\} e^{i[(k_0 + \Delta k_{s,p}) r]} e^{-\mu_{s,p}^{1,2} d/(2\cos\vartheta)}, \qquad (1)$$

где ϑ — угол Брэгга, g — вектор обратной кристаллической решётки, k_0 — волновой вектор первичной волны, $|\Delta k_{s,p}| = \frac{\omega}{c} \frac{\chi_r^{(0)} + C_{s,p}\chi_r^{(g)}}{2\cos\vartheta}$ — добавка к z-компоненте вектора k_0 за счёт преломления, $\chi_{r,i}^{(0,g)}$ — действительная (r) и мнимая (i) части фурье-компонент рентг. поляризуемости, $C_s = 1$, $C_p = 2\cos\vartheta$; линейные коэффициенты поглощения $\mu_{s,p}^{(1,2)} = \mu_0 (1 \pm C_{s,p}\chi_i^{(g)}/\chi_i^{(0)})$, где $\mu_0 = \frac{1}{2}\frac{\omega}{c}\chi_i^{(0)}$. Члены $\sim \chi_{r,i}^{(g)}$ в выражении для $\Delta k_{s,p}$ и $\mu_{s,p}^{(1,2)}$ описывают влияние интерференции на преломление и поглощение излучения при дифракции. Для s-поляризации из-за слабой зависимости $\chi_i^{(g)}$ от $\sin\vartheta/\lambda$ отношение $\chi_i^{(g)}/\chi_i^{(0)} \simeq 1$, так что $\mu_s^{(1)} \simeq 2\mu_0$, а $\mu_s^{(2)} \ll \mu_0$. Следовательно, излучение с $D_s^{(1)}$ поглощается сильнее, а с $D_s^{(2)}$ — слабее, чем в произвольном направлении. Поэтому через кристалл