вёной полости, коэф. поглощения к-рой близок к единице и с достаточной для практич. целей точностью не зависит от длины волны λ. Для характеристики действия оптич. излучения на селективный приёмник (глаз человека, биол. объект и т. п.) пользуются понятием редуцированного П. и., примером к-рого является *световой поток*, характеризующий действие излучения на глаз человека и измеряемый в люменах (лм). Отношение П. и. к.-л. монохроматич. излучения к содержащемуся в нём световому потоку наз. *механическим эквивалентом света*; 1 Вт излучения с $\lambda = 555$ нм соответствует световой поток, равный 683 лм.

Лит.: ГОСТ 26148—84. Фотометрия. Термины и определения; Гуревич М. М., Фотометрия, 2 изд., Л., 1983.

М. А. Бухштаб.

ПРАВИЛА СУММ — теоретич. соотношения, фиксирующие значение нек-рой суммы (интеграла) *матричных элементов*, характеризующих переходы между состояниями рассматриваемой системы. Широкое применение П. с. в физике связано с тем, что во мн. случаях из теоретич. соображений удаётся вычислить лишь нек-рую сумму физ. матричных элементов, но каждый отд. член суммы теоретически не вычисляется. Однако он может быть измерен экспериментально. Т. о. возникает возможность проверки теоретич. принципов, лежащих в основе конкретного класса П. с.

Правила сумм в квантовой механике и квантовой теории поля. По-видимому, существование П. с. обусловлено вероятностным характером предсказаний квантовой механики. Простейшим и наиб. фундаментальным П. с. является утверждение о том, что полная вероятность найти систему в одном из возможных состояний равняется единице. В более общем виде это утверждение представляется в форме условия полноты базисного набора *векторов состояний*:

$$I=\sum_{\xi}|\xi\rangle\langle\xi|, \tag{1}$$

где I — единичный оператор, $|\xi\rangle$ — вектор состояния, описывающий систему в состоянии с полным набором собств. значений ξ, причём ξ может пробегать как дискретный, так и непрерывный ряд значений; $\langle\xi|$ — комплексно сопряжённый вектор («кет» и «бра» векторы Дирака).

Вывод П. с. подразумевает переход от операторного соотношения (1) к матричным элементам. Стандартным приёмом служит рассмотрение нек-рого *перестановочного соотношения*, напр.:

$$[\hat{x}_k,\hat{p}_l]=i\delta_{kl},\ [\hat{x}_k,\hat{H}]=\frac{i\hat{p}_k}{m}, \tag{1a}$$

где $\hat{x}_k$, $\hat{p}_l$ $(k,l=1,2,3)$ — операторы компонент координаты и импульса, $\hat{H}$ — гамильтониан, m — масса (здесь и далее постоянная Планка $\hbar$ принята равной единице). Обращаясь к матричному элементу (1a) по нек-рому состоянию j и пользуясь (1), получаем П. с.

$$\sum_f\langle j|\hat{x}_k|f\rangle\langle f|\hat{p}_l|j\rangle-\langle j|\hat{p}_l|f\rangle\langle f|\hat{x}_k|j\rangle=i\delta_{kl}, \tag{2}$$

где

$$\langle j|\hat{x}_k|f\rangle(\varepsilon_f-\varepsilon_j)=-\frac{i}{m}\langle j|\hat{p}_k|f\rangle,$$

здесь $\varepsilon_{f,j}$ — энергии состояний $|f\rangle$, $|j\rangle$ (М. Борн, M. Born, В. Гейзенберг, W. Heisenberg, П. Йордан, P. Jordan, 1926).

Наиб. известным частным случаем соотношений (2) является П. с. Томаса — Райхе — Кюна (W. Thomas, F. Reiche, W. Kühn, 1925) для вероятностей дипольных (излучательных) радиац. *квантовых переходов* в атомах:

$$\sum_n\omega_n|\langle 1S|d|nP\rangle|^2=3r_0^2,$$

где вектор $|1S\rangle$ описывает атом в осн. состоянии $1S$, $|nP\rangle$ описывает атом в P-состоянии с гл. квантовым числом n; $r_0=(e^2/m_e)^{1/2}$ — классич. радиус электрона, ω_n — частота перехода $nP\to 1S$, $d_k=ex_k$. Если выразить вероятности переходов через соответствующие силы осцилляторов, получим др. форму записи П. с. Томаса — Райхе — Кюна (см. *Сила осциллятора*).

Подобный метод вывода П. с. получил широкое распространение в физике адронов. Исходными при этом являются перестановочные соотношения между операторами разл. векторных (см. *Векторный ток*) и *аксиальных токов* адронов, или *алгебра токов*. Необходимость обращения к вспомогат. объектам — токам связана с тем, что наблюдаемые адроны не являются фундам. объектами и с точки зрения *квантовой теории поля* описываются сложной (и неизвестной) волновой ф-цией элементарных составляющих — *кварков* и *глюонов*. Что касается токов, то они, с одной стороны, являются простыми билинейными комбинациями фундам. полей кварков, с др. стороны — их матричные элементы могут быть измерены в слабых и эл.-магн. переходах между адронами. В частности, рассмотрение перестановочных отношений между компонентами *электромагнитного тока* адронов приводит к П. с. Дрелла — Хёрна — Герасимова (S. Drell, A. Hearn, С. Б. Герасимов, 1966):

$$\int_0^\infty\frac{d\nu}{\nu}\left[\sigma_P(\nu)-\sigma_A(\nu)\right]=\frac{2\pi^2}{m_p^2}k_p^2,$$

где $\sigma_{P,A}$ — полное *сечение* взаимодействия фотона (с энергией ν) с поляризов. протоном, причём спин фотона параллелен (P) или антипараллелен (A) спину протона, k_p — *аномальный магнитный момент* протона ($k_p\approx 1{,}79$), m_p — масса протона.

Возможности эксперим. проверки П. с., следующих из алгебры токов, значительно облегчаются применением гипотезы *аксиального тока частичного сохранения*:

$$\frac{\partial}{\partial x_\mu}A_\mu^I(x)=m_\pi^2F_\pi\pi(x), \tag{3}$$

где $A_\mu^I(x)$ — аксиальный ток кварков в состоянии с изотопич. спином $I=1$, F_π — константа распада $\pi\to\mu\nu_\mu$, m_π — масса π-мезона, $\pi(x)$ — поле π-мезона. Предполагается также, что 4-импульс, переносимый током, близок к нулю. Соотношение (3) позволяет во мн. случаях перейти от матричных элементов аксиального тока, к-рые экспериментально известны лишь в небольшом числе случаев, к амплитудам с участием π-мезонов.

Наиб. известным следствием алгебры операторов аксиальных токов и гипотезы частичного сохранения аксиального тока является правило сумм Адлера — Вайсбергера (S. Adler, W. Weisberger, 1965):

$$\int_{m_\pi}^\infty\frac{k\,d\nu}{\nu^2}\left[\sigma_{\pi^+p}(\nu)-\sigma_{\pi^-p}(\nu)\right]=\frac{g_{\pi n}^2\pi}{2m_p^2}\left(1-\frac{1}{g_A^2}\right), \tag{4}$$

где k, ν — импульс и энергия π-мезона в лаб. системе, $\sigma_{\pi^\pm p}$ — полное сечение взаимодействия $\pi^\pm$ с протоном, g_A — аксиальная константа *бета-распада нейтрона* ($g_A\approx -1{,}2$), $g_{\pi n}$ — константа связи π-мезона с нуклоном ($g_{\pi n}\approx 14{,}6$).

Особенно наглядный характер имеют П. с. в модели *партонов* Р. Фейнмана (R. Feynman, 1970). Так, для заряда протона можно написать

$$\int_0^1\frac{dx}{x}\left[\frac{2}{3}u(x)-\frac{2}{3}\bar{u}(x)-\frac{1}{3}d(x)+\frac{1}{3}\bar{d}(x)-\right.$$
$$\left.-\frac{1}{3}s(x)+\frac{1}{3}\bar{s}(x)\right]=1, \tag{5}$$