$(250\ \text{МэВ})^{-1}$ в системе единиц $\hbar = c = 1$] и когерентно взаимодействуют с налетающим протоном.

После открытия кварковой структуры нуклонов это когерентное образование было интерпретировано как *многокварковое состояние.* Гипотеза о Ф. позволила трактовать *кумулятивные процессы* как процессы, происходящие за счёт взаимодействия налетающей частицы с Ф. ядра.

В зависимости от характера кварковой структуры Ф. его можно рассматривать либо как малонуклонную корреляцию, если кварковая структура Ф. целиком определяется кварковой структурой образующих его нуклонов, либо как многокварковое образование, если кварковая структура Ф. не сводится к нуклонной в указанном выше смысле. Существующие эксперим. данные указывают на предпочтительность второй точки зрения. Наиб. важным из них является отношение выходов кумулятивных мезонов $K^+$ и $K^-$. Это отношение чувствительно к различию в распределении валентных и морских кварков в ядре и в нуклоне (см. *Партоны*), т. к. в состав $K^+$ входит валентный $u$-кварк нуклона, а $K^- = (u, s)$ целиком состоит из морских кварков нуклонов. Эксперименты показывают, что в нуклон-нуклонных соударениях это отношение растёт как $(1-x)^{-3}$ при $x \to 1$, где $x$ — отношение полной энергии быстрого каона к полной энергии налетающего нуклона. Это объясняется более мягким распределением морских кварков в нуклоне по сравнению с валентными. При соударении же быстрого ядра с нуклоном это отношение для $x > 1$ выходит на пост. значение, равное прибл. 10—20, что свидетельствует о более жёстком распределении морских кварков ядра по сравнению с нуклоном и не согласуется с представлением о Ф. как о малонуклонной корреляции, предсказывающим рост отношения $\sim x^3$.

Гипотеза о Ф. используется также для объяснения несводимости *структурной функции* ядра к структурным ф-циям составляющих его нуклонов в *глубоко неупругих процессах*, а также для объяснения поведения *формфактора* ядра в упругом и квазиупругом рассеянии электронов на ядрах.

*Лит.* см. при статьях *Кумулятивный процесс, Релятивистская ядерная физика.* *А. В. Ефремов.*

**ФЛУКТУА́ЦИИ** (от лат. fluctuatio — колебание) — случайные отклонения физ. величин от их средних значений. Ф. испытывают любые величины, зависящие от случайных факторов. Количественные характеристики Ф. основаны на методах матем. статистики и теории вероятностей. Простейшей мерой Ф. *случайной величины* $x$ служит её дисперсия $\sigma_x^2$, т. е. ср. квадрат отклонения $x$ от ср. значения $\bar{x}$, $\sigma_x^2 = \overline{(x-\bar{x})^2} = \overline{x^2} - \bar{x}^2$, где черта сверху означает статистич. усреднение. Эквивалентной мерой Ф. является среднеквадратичное отклонение $\sigma_x$, равное корню квадратному из дисперсии, или его относит. величина $\delta_x = \sigma_x/\bar{x}$. Взаимное влияние Ф. неск. величин $x_i$ определяется их корреляциями $\overline{\Delta x_i \Delta x_k}$, где $\Delta x_i = x_i - \bar{x}_i$. Для статистически независимых величин $\overline{x_i x_k} = \bar{x}_i \bar{x}_k$ и, следовательно, корреляции равны нулю (см. также *Корреляционная функция* в статистич. физике).

В статистич. физике Ф. вызываются хаотическим тепловым движением частиц, образующих систему. Даже в состоянии статистич. равновесия наблюдаемые физ. величины испытывают Ф. около ср. значений. С помощью *Гиббса распределений* как в классическом, так и в квантовом случае можно вычислить равновесные Ф. для систем, находящихся в разл. внеш. условиях; при этом Ф. выражаются через равновесные термодинамич. параметры и производные *потенциалов термодинамических*. Напр., для системы с пост. объёмом $V$ и пост. числом частиц $N$, находящейся в контакте с термостатом (с темп-рой $T$), каноническое распределение даёт для Ф. энергии $\mathscr{E}$ результат: $\overline{\Delta\mathscr{E}^2} = kT^2 C_V$, где $C_V$ — теплоёмкость системы при пост. объёме. В приведённом примере флуктуирует т. н. экстенсивная (пропорц. объёму) физ. величина — энергия. Её относит. квадратичные Ф. $\overline{\Delta\mathscr{E}^2}/\bar{\mathscr{E}}^2$ пропорциональны $1/N$, т. е. очень малы. Равновесные Ф. др. экстенсивных величин (объёма, числа частиц, энтропии и т. д.) ведут себя с ростом числа частиц аналогичным образом. Т. о., в состоянии статистич. равновесия макроскопич. величины с очень большой точностью равны своим ср. значениям. Однако для выделенных малых объёмов Ф. могут быть легко обнаружены (особенно вблизи критических точек), напр., по рассеянию света, рентг. лучей или медленных нейтронов.

Для детальной характеристики Ф. вводится *функция распределения* их вероятностей (см. также *Статистическая физика*). Если флуктуирующая величина $x$ описывает состояние системы в целом или к.-л. её макроскопич. части, то неравновесное состояние системы, связанное с появлением Ф., можно рассматривать как неполное статистич. равновесие с заданным значением рассматриваемой величины. Для изолированной системы вероятность $w(x)dx$ величине $x$ иметь значение в интервале между $x$ и $x+dx$ пропорциональна соответствующему статистич. весу, а ф-ция распределения равна $w(x) = C\exp\{S(x)/k\}$, где $S(x)$ — энтропия неполного равновесия, характеризуемого точным значением флуктуирующей величины. Постоянная $C$ находится из условия нормировки ф-ции распределения. Для неск. флуктуирующих макроскопич. величин $x_i$ равновесная ф-ция распределения Ф. имеет вид

$$w(x_1, \ldots, x_n) = C\exp\{S(x_1, \ldots, x_n)/k\},$$

где энтропия рассматривается как ф-ция точных значений всех флуктуирующих величин. Приведённая ф-ла для ф-ции распределения Ф. макроскопич. величин является основой т. н. **термодинамической теории флуктуаций**, впервые сформулированной А. Эйнштейном (1910). Т. к. относительные Ф. макроскопич. величин малы, то энтропия $S(x_1, \ldots, x_n)$ может быть разложена в ряд по степеням отклонений $\Delta x_i = x_i - \bar{x}_i$. С точностью до членов 2-го порядка по этим отклонениям равновесная ф-ция распределения макроскопич. величин совпадает с *Гаусса распределением*

$$w(x_1, \ldots, x_n) = \frac{\det\|\Lambda_{ij}\|^{1/2}}{(2\pi)^{n/2}}\exp\left\{-\frac{1}{2}\sum_{i,j}\Lambda_{ij}\Delta x_i \Delta x_j\right\}, \qquad (1)$$

где $\Lambda_{ij} = \langle\Delta x_i \Delta x_j\rangle^{-1}$ — матрица, обратная корреляционной матрице, $\det\|\Lambda_{ij}\|$ — её определитель. Для Ф. термодинамич. величин подсистемы, к-рая находится в равновесии с остальными частями изолир. системы (термостатом), ф-ла (1) даёт

$$w = C\exp\left\{\frac{\Delta P\Delta V - \Delta T\Delta S}{2kT}\right\}, \qquad (2)$$

где $\Delta P$, $\Delta V$, $\Delta T$ и $\Delta S$ — изменения давления, объёма, темп-ры и энтропии подсистемы при Ф., $T$ — темп-ра термостата. Выбирая в ф-ле (2) в качестве независимых переменных разл. параметры подсистемы, можно вычислить все характеристики равновесных термодинамич. Ф.

Вблизи *критических точек* жидкостей и растворов, а также вблизи точек *фазовых переходов* наблюдается аномальный рост Ф. нек-рых физ. величин (параметров порядка) и их взаимодействие. Для чистых жидкостей параметрами порядка являются плотности массы и энергии, для растворов — концентрации компонент, для ферромагнетиков в окрестности *Кюри точки* — намагниченность и т. д. Рост Ф. приводит к ряду аномалий в поведении термодинамич. величин и в реакции системы на внеш. воздействие (*критические явления*).

Существует связь между Ф. физ. величин в равновесном состоянии и линейными диссипативными процессами, вызванными как внеш. механич. возмущениями (электропроводность, реакция на внешнее переменное магн. поле), так и внутр. неоднородностями в системе (напр., диффузия, теплопроводность и вязкость). Соотношения, связывающие характеристики линейных диссипативных процессов (проводимость, магн. восприимчивость, коэффициенты диффузии, теплопроводности, вязкости и т. д.) с пространственно-временны́ми корреляционными ф-циями $\langle\Delta A(\mathbf{r}, t)\Delta B(\mathbf{r}', t')\rangle$ флуктуирующих динамич. переменных, наз. *флуктуационно-диссипативными теоремами*. К флук-