

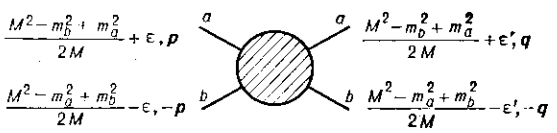
частичную ф-цию Грина G , используемую в методе Бете — Солпитера (импульсы частиц обозначены на рис.):

$$T(p, q; M) = F(p) F(q) \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\varepsilon d\varepsilon'}{(2\pi)^2} G(\varepsilon, p, \varepsilon', q; M), \quad (5)$$

$$F(p) = M - \sqrt{m_a^2 + p^2} - \sqrt{m_b^2 + p^2}.$$

Другим, в нек-рых случаях более простым методом построения является частичный переход на массовую поверхность, где нужно положить $\varepsilon = \varepsilon' = 0$ или перевести на массовую поверхность 4-импульс одной из частиц (напр., $p_b^2 = q_b^2 = m_b^2$).

В рамках К. п. могут быть рассмотрены как процессы рассеяния ($M \approx m_a + m_b$), так и связанные состояния



Параметризация 4-импульсов частиц в упругом процессе $a + b \rightarrow a + b$.

($M < m_a + m_b$) двух (и более) частиц. При этом связанные состояния проявляются как полюсы двухвременной ф-ции Грина и амплитуды рассеяния. Квазипотенциал ур-ние (1) широко применяется для расчёта спектра энергии водородоподобных атомов: сверхтонкого расщепления осн. уровня энергии атомов водорода, мюония ($e^- \mu^+$) и позитрония ($e^- e^+$); тонкой структуры, включая лэмбовский сдвиг, уровни энергии атома водорода и водородоподобных мюонных атомов. Ур-ние (1) успешно применяется для описания т. н. кваркония — связанного состояния тяжёлых кварка и антикварка. К. п. используется для описания поведения составных систем частиц во внеш. эл.-магн. полях. С высокой степенью точности найден магн. момент водородоподобного атома. Получено представление для матричных элементов локальных операторов токов между связанными состояниями в терминах квазипотенциалов, волновых ф-ций. В рамках составной кварковой модели адронов найдены асимптотич. выражения для эл.-магн. форм-факторов адронов и структурных функций глубоко неупругого лептон-адронного рассеяния при высоких энергиях, исследовано поведение сечений инклюзивных процессов множественного рождения при высоких энергиях и больших передачах импульса. В рамках К. п. изучается также ряд вопросов релятивистской ядерной физики. Все полученные результаты хорошо согласуются с эксперим. данными.

Ур-ние (3) с заданным феноменологич. квазипотенциалом конечного радиуса применяется для изучения бинарных (в т. ч. упругих) реакций адронов при высоких энергиях. Выбирая квазипотенциал в виде гладкой, локальной (в конфигурац. пространстве) ф-ции, зависящей от энергии, с положительной определённой мнимой частью, удаётся правильно описать осн. свойства рассеяния адронов на малые и большие углы.

Лит.: Логунов А. А., Тавхелидзе А. Н., Фаустов Р. Н., Квазипотенциальный подход в квантовой теории поля, в кн.: XII Международная конференция по физике высоких энергий, т. 1, М., 1966, с. 222; Кадышевский В. Г., Тавхелидзе А. Н., Квазипотенциальный метод в релятивистской задаче двух тел, в кн.: Проблемы теоретической физики, М., 1969, с. 261; Гарсеванишвили В. Р., Матвеев В. А., Слещенко Л. А., Рассеяние адронов при высоких энергиях и квазипотенциальный подход в квантовой теории поля, «ЭЧАЯ», 1970, т. 1, с. 91; Фаустов Р. Н., Уровни энергии и электромагнитные свойства водородоподобных атомов, там же, 1972, т. 3, с. 238; Квинихидзе А. Н. и др., Инклюзивные процессы с большими поперечными импульсами в подходе составных частиц, там же, 1977, т. 8, с. 478. Р. Н. Фаустов.

КВАЗИСРЕДНИЕ — статистич. средние для систем с вырожденным состоянием статистич. равновесия. К. соответствуют обычным статистич. средним, для

к-рых вырождение снимается бесконечно малым возмущением, нарушающим симметрию гамильтониана. Введение К. необходимо в том случае, когда состояние статистич. равновесия системы имеет более низкую симметрию, чем её гамильтониан (происходит спонтанное нарушение симметрии). Понятие К. введено Н. Н. Боголюбовым в 1960.

Напр., для изотропного ферромагнетика в отсутствие магн. поля суммарный спин является интегралом движения. Средний (в обычном смысле) вектор намагниченности M равен нулю вследствие инвариантности системы по отношению к группе вращений спина. Это справедливо также для темп-ры ниже точки Кюри, когда существует спонтанная намагниченность. В действительности величины вектора M отлична от нуля, но его направление может быть произвольным, что означает вырождение состояния статистич. равновесия. Это вырождение можно снять, включая в гамильтониан H внеш. магн. поле ve , где e — единичный вектор, параметр $v > 0$: $H_v = H + v(eM)V$, V — объём системы. Ср. магн. момент единицы объёма, вычисленный с этим гамильтонианом, $\langle M \rangle_v = eM_v \neq 0$ при $v \neq 0$. К. магн. момента равно $\lim_{v \rightarrow 0} M_v$ и отлична от нуля при

темп-рах ниже точки Кюри. При построении К. существенно, что $v \rightarrow 0$ после выполнения термодинамич. предельного перехода $V \rightarrow \infty$ при фиксиров. V/N , где N — число частиц. Если эти предельные переходы перестановочны, то К. равны нулю, это справедливо при темп-рах выше точки Кюри. В общем случае К. оператора A равно $\lim_{v \rightarrow 0} \langle A \rangle_v$, где $\langle A \rangle_v$ — обычные ста-

стистич. средние при наличии поля ve , снимающего вырождение. Обычные средние равны К., усреднённым по всем направлениям поля. Аналогично вводят К. в теории кристаллов, нарушая симметрию, связанную с пространственными трансляциями и вращениями, в теории сверхтекучести и сверхпроводимости, где нарушают симметрию гамильтониана, связанную с сохранением полного числа частиц; в квантовой теории поля и т. д. Общий способ введения К. таков. Рассматривают макроскопич. систему с гамильтонианом H . Добавляют к H бесконечно малые добавки, нарушающие нек-рые законы сохранения (симметрию гамильтониана), получая гамильтониан H_v . Если все ср. значения $\langle A \rangle_v$ получают лишь бесконечно малые приращения, состояние статистич. равновесия наз. невырожденным. Если же нек-рые из средних получают конечные приращения, говорят о вырождении состояния статистич. равновесия. В этом случае вводят К., равные $\lim_{v \rightarrow 0} \langle A \rangle_v$, причём сначала выполняется предельный переход $V \rightarrow \infty$.

К. удобны также для вычисления корреляц. ф-ций, ф-ций Грина и т. п.

Обычный метод теории возмущений, строго говоря, не применим к системам с вырожд. состоянием статистич. равновесия. Для того чтобы воспользоваться теорией возмущений в этом случае, нужно предварительно снять вырождение и ввести функции Грина, построенные из К.

Лит.: Ахизер А. И., Пелетминский С. В., Методы статистической физики, М., 1977; Боголюбов Н. Н., Избр. труды по статистической физике, М., 1979; Боголюбов Н. Н., Боголюбов Н. Н. (мл.), Введение в квантовую статистическую механику, М., 1984. Д. Н. Зубарев.

КВАЗИСТАТИЧЕСКИЙ ПРОЦЕСС в термодинамике — бесконечно медленный переход термодинамич. системы из одного равновесного состояния в другое, при к-ром термодинамич. состояние в любой момент времени бесконечно мало отличается от равновесного и его можно рассматривать как состояние равновесия термодинамического. Внутр. равновесие в системе при К. п. устанавливается значительно быстрее, чем происходит изменение внеш. физ. параметров.