ной, топологически выделенной частью этой суммы $\overline{D}(x_1, x_2; x_1', x_2')$ (рис. 1, первое слагаемое правой части), представляющей собой сумму всех двухчастично неприводимых диаграмм в t-канале [в к-ром кинематич. переменная $t=(p_1+p_2)^2$, где p_1, p_2 — 4-импульсы частиц *1*, *2*], т. е. таких диаграмм, к-рые нельзя разбить на две связные части, содержащие точки x_1, x_2 и x_1', x_2', разорвав только две линии, идущие в направлении t-канала.

Ядро K Б.—С. у. явным образом выражается через сумму двухчастично неприводимых диаграмм $\overline{D}$ и ф-ции Грина свободных частиц [второе слагаемое в правой части рис. 1 отвечает интегральному члену в ур-нии (*)]. Оно строится на основе лагранжиана взаимодействия частиц с полем, но само поле в ур-ние (*) явно не входит. Поскольку, кроме теории возмущений, других конструктивных методов вычисления ядра (так же, как и неоднородного члена) точного Б.—С. у. не существует, его следует рассматривать только как удобное соотношение, позволяющее неявным образом выразить всю сумму диаграмм Фейнмана через их двухчастично неприводимую часть.

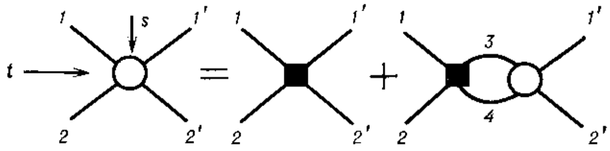


Рис. 1.

Часто под Б.—С. у. понимают приближённое ур-ние (т. н. лестничное приближение), к-рое получается, если ограничиться в сумме двухчастично неприводимых диаграмм низшим порядком теории возмущений, т. е. однократным обменом квантом поля между двумя взаимодействующими частицами (рис. 2). В этом приближении Б.—С. у. обычно используется для релятивистского описания связанных состояний системы двух слабо взаимодействующих частиц (напр., *позитрония*). В нерелятивистском пределе Б.—С. у. перестаёт зависеть от двух разл. времён и переходит в ур-ние Шрёдингера с соответствующим потенциалом.

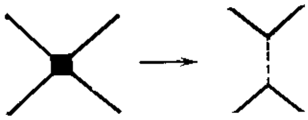


Рис. 2.

Ур-ние (*) можно понимать и как ур-ние непосредственно для амплитуды рассеяния двух частиц. В этом случае D следует считать амплитудой, а $\overline{D}$ — её неприводимой частью. Упомянутое выше соотношение между ф-циями $\overline{D}$ и K сохраняется. Учитывая *перекрёстную симметрию* амплитуды рассеяния, связывающую разл. каналы реакции (этому свойству удовлетворяют диаграммы Фейнмана во всех порядках теории возмущений), можно использовать Б.—С. у. для описания взаимодействия частиц в s-канале [в к-ром кинематич. переменная $s=(p_1-p_1')^2$; см. рис. 1], т. е. рассматривать с его помощью столкновение частицы *1* с античастицей $\tilde{1}'$ с превращением их в частицу *2* и античастицу $\tilde{2}'$. Такая трактовка Б.—С. у. положена в основу мультипериферич. модели процессов множественного рождения частиц (см. *Множественные процессы*) при высоких энергиях. В этом случае из Б.—С. у. удаётся получить аналогичное, но более простое ур-ние для мнимой части амплитуды рассеяния частиц *1* и $\tilde{1}'$ в s-канале, к-рая посредством *оптической теоремы* связана с полным сечением упомянутых процессов.

Лит.: Salpeter E. E., Bethe H. A., A relativistic equation for bound-state problems, «Phys. Rev.», 1951, v. 84, p. 1232; Швебер С., Введение в релятивистскую квантовую теорию поля, пер. с англ., М., 1963, гл. 17, § 6; Дунаевский А. М., Ройзен И. И., О виковском повороте в рамках уравнения Бете — Солпитера, «Ядер. физика», 1971, т. 14, с. 855; Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П., Релятивистская квантовая теория, ч. 2, М., 1971. *И. И. Ройзен.*

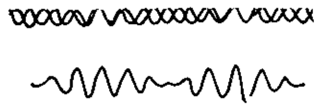
БИГАРМОНИЧЕСКОЕ УРАВНЕНИЕ (от лат. bi-, в сложных словах — двойной, двоякий и греч. harmonikós — слаженный, соразмерный, гармоничный) — дифференц. ур-ние $\Delta\Delta u=0$, где Δ — *Лапласа оператор*. Решения Б. у. наз. бигармонич. функциями, к к-рым относятся, напр., *гармонические функции*. В приложениях чаще встречается двумерное Б. у.:

$$\frac{\partial^4 u}{\partial x^4}+2\frac{\partial^4 u}{\partial x^2\,\partial y^2}+\frac{\partial^4 u}{\partial y^4}=0.$$

Осн. краевая задача состоит в отыскании ф-ции $u(x, y)$, непрерывной вместе с первыми производными в замкнутой области S, удовлетворяющей Б. у. внутри S, а на её границе C — условиям: $u|_C=g(l)$, $[\partial u/\partial n]_C=h(l)$, где $\partial/\partial n$ — производная по нормали к C, а $g(l)$ и $h(l)$ — непрерывные ф-ции дуги l. Бигармонич. ф-цию можно представить при помощи двух аналитич. ф-ций $\varphi(z)$ и $\psi(z)$ комплексного переменного $z=x+iy$: $u=\mathrm{Re}[z^*\varphi(z)+\psi(z)]$, $z^*=x-iy$. Представление u в данном случае позволяет свести осн. краевую задачу к системе краевых задач для аналитич. ф-ций. Этот метод используют в разл. плоских задачах теории упругости и гидродинамики.

Лит.: Смирнов В. И., Курс высшей математики, т. 3, ч. 2, 9 изд., М., 1974; Лаврентьев М. А., Шабат Б. В., Методы теории функций комплексного переменного, 4 изд., М., 1973. *В. И. Алхимов.*

БИЕНИЯ — периодич. изменения во времени амплитуды колебания, возникающего при сложении двух *гармонических колебаний* с близкими частотами. Б. появляются вследствие того, что величина разности фаз между двумя колебаниями с разл. частотами всё время изменяется так, что оба колебания оказываются в какой-то момент времени в фазе, через нек-рое время в противофазе, затем снова в фазе и т. д. Соответственно амплитуда результирующего колебания периодически



Биения, возникающие в результате сложения двух гармонических колебаний с одинаковыми амплитудами и близкими частотами.

достигает то максимума, равного сумме амплитуд складываемых колебаний, то минимума, равного разности этих амплитуд (рис.). Напр., Б. возникают при звучании двух камертонов с близкими частотами — звук поочерёдно усиливается и ослабевает, при сложении *нормальных колебаний* с близкими частотами в связанных линейных *осцилляторах*.

При сложении двух бегущих в одном направлении волн с близкими частотами и волновыми числами Б. возникают не только во времени, но и в пространстве. Складывая, напр., волны с равными амплитудами

$$s_1=A\cos(\omega_1 t-k_1 x) \text{ и } s_2=A\cos(\omega_2 t-k_2 x),$$

получаем результирующую волну

$$s=s_1+s_2=$$

$$=2A\cos\left[\frac{(\omega_1-\omega_2)}{2}t-\frac{(k_1-k_2)}{2}x\right]\cdot\cos\left[\frac{(\omega_1+\omega_2)}{2}t-\frac{k_1+k_2}{2}x\right]$$

с частотой $(\omega_1+\omega_2)/2$ и волновым числом $(k_1+k_2)/2$, к-рые близки к частоте и волновому числу любой из компонент. Амплитуда волны модулирована в пространстве и времени медленно меняющейся огибающей с частотой $(\omega_1-\omega_2)/2$ и волновым числом $(k_1-k_2)/2$. Частота Б. равна разности частот складываемых компонент $\Omega=\omega_1-\omega_2$.

При сложении двух волн с равными частотами и разными, но близкими по направлению волновыми векторами Б. возникают только в пространстве в результате интерференции волн (т. н. муар). Именно такую структуру имеют волны в френелевской зоне излучателей, а также волны в разл. волноводных системах.