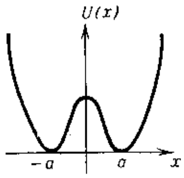
ставим себе частицу, к-рая движется вдоль оси x в потенц. поле $U(x)=(\lambda/4)(x^2-a^2)^2$ (x — координата частицы, λ — константа взаимодействия; рис.). Этот потенциал имеет минимумы в точках $x=\pm a$. Частица малой энергии, помещённая в точку $-a$, будет колебаться в основном в левой потенц. яме. Её переход в правую яму классически запрещён, но благодаря квантовым флуктуациям он может происходить. Этот переход, осуществляющийся с дефицитом энергии, формально может быть описан классич. траекторией, соединяющей точки $\pm a$, развивающейся, однако, в мнимом времени. Действие S вдоль такой траектории также мнимое, поэтому амплитуда перехода, к-рая, согласно квантовой механике, пропорциональна $\exp\{iS\}$, в квазиклассич. пределе много меньше единицы. Удобство такого описания состоит в том, что вместо огромного кол-ва возможных траекторий в вещественном времени, к-рые, деструктивно интерферируя, дают малую величину амплитуды перехода, достаточно рассмотреть одну классич. траекторию в мнимом времени. (Это напоминает вычисление вещественных интегралов с помощью перехода в комплексную плоскость.) Классич. траектория определяется ф-лой



$$x(\tau)=a\,\mathrm{th}\,(\mathrm{const}\cdot\tau),$$

где $\tau=+it$, t — время. Самым важным проявлением этой траектории является спонтанное восстановление симметрии $x\to -x$. Под этим понимается следующее. Пусть в нач. момент времени частица находилась в левой яме. Если пользоваться стандартной теорией возмущений по величине λ, можно прийти к неверному выводу о том, что частица будет колебаться в левой яме, так что ср. значение её координаты $\bar{x}$ отрицательно. Учёт инстантонной траектории качественно изменяет этот вывод. Благодаря туннельным переходам частица равномерно «размешивается» между ямами, и $\bar{x}=0$. Время размешивания при малых λ экспоненциально велико.

В динамике *глюонов* имеются похожие явления. Глюонные поля $B_n(x)$ описываются матрицами из алгебры цвета, $SU(3)$ (здесь x — точка пространства, $n=1, 2, 3$ — пространств. индекс). Рассмотрим две конфигурации поля, имеющие нулевую энергию:

$$B_n^{(1)}(x)=0,\;\; B_n^{(2)}(x)=g^{-1}(x)\,\frac{\partial g(x)}{\partial x_n};\;\; g(\infty)=1,$$

где матрица 3×3 $g(x)$ принадлежит к группе $SU(3)$ и топологически (путём непрерывной деформации) не может быть превращена в единицу. Как показано в топологии, такие матрицы существуют и классифицируются целыми числами (т. н. характеристич. классы). И.— это классич. решение глюодинамики для мнимого времени, соответствующее переходам между такими конфигурациями. Наличие инстантонных переходов приводит к размешиванию полей по всем возможным топологиям матрицы $g(x)$.

Для матем. описания И. используется формальный приём, приводящий к важной физ. аналогии. Т. к. распространение инстантонных флуктуаций происходит в мнимом времени, исходное пространство-время Минковского (четырёхмерное пространство-время специальной теории относительности) становится математически эквивалентным евклидову пространству и задача в вакууме сводится к задаче классич. статистич. механики нек-рых четырёхмерных «частиц». Такие псевдочастицы могут быть разных типов; не все из них до конца изучены, однако учёт уже известных псевдочастиц —И. приводит к важным физ. явлениям. Напр., при введении кварков внутрь газа (или жидкости) из псевдочастиц (т. е. при рассмотрении кварков в вакууме) псевдочастицы сжимают «кулоновское» глюонное поле кварков, сосредоточивая его в струноподобной области, что может привести к т. н. пленению кварков (см. *Удержание цвета*, *Квантовая хромодинамика*). Пока неясно, являются ли И. доминирующими псевдочастицами, но их существ. роль в сильном взаимодействии несомненна.

Взаимодействие И. с кварками посредством квантовых аномалий решает т. н. $U(1)$ проблему квантовой хромодинамики [3].

Др. применение идея И. находит в теории гравитации. Благодаря рождению гравитац. И. пространство приобретает сложную топологич. структуру (оказывается изрытым «кротовыми норами» и др. топологич. образованиями). Такая пространственно-временная «пена» приводит к необычным следствиям (напр., к нарушению закона сохранения барионного числа) на расстояниях порядка *планковской длины* ($\sim10^{-33}$ см) и должна играть важную роль в будущих попытках объединения всех фундам. взаимодействий, включая гравитационное.

Обзор по И. см. в [4].

Лит.: 1) Polyakov A., Compact gauge fields and the infrared catastrophe, «Phys. Lett.», 1975, v. 59 B, p. 82; 2) Belavin A. и др., Pseudoparticle solutions of the Yang-Mills equations, «Phys. Lett.», 1975, v. 59 B, p. 85; 3) 't Hooft G., Computation of the quantum effects due to a four-dimensional pseudoparticle, «Phys. Rev.», 1976, v. D 14, № 12, p. 3432; 4) Раджараман Р., Солитоны и инстантоны в квантовой теории поля, пер. с англ., М., 1985. *А. М. Поляков.*

ИНТЕГРА́Л СТОЛКНОВЕ́НИЙ — член в *кинетическом уравнении Больцмана*, равный изменению ф-ции распределения частиц (или квазичастиц) за единицу времени в элементе фазового объёма вследствие столкновений между ними; его наз. также **оператором столкновений**. И. с. равен (с обратным знаком) разности между числом частиц, покидающих элемент фазового объёма вследствие прямых столкновений, и числом частиц, попадающих в этот элемент. И. с. зависит от ф-ций распределения сталкивающихся частиц, являясь их функционалом, и от вероятности столкновения между частицами, выражаемой через дифференц. эффективное сечение столкновений.

Для газов, молекулы к-рых подчиняются классич. механике, вероятность столкновений при малой плотности пропорц. произведению ф-ций распределения сталкивающихся частиц и дифференц. эфф. сечению. В этом случае И. с. равен

$$I(f,\ f_1)=\int (f'\,f_1'-ff_1)\,u\sigma(u,\ \theta)\,d\Omega\,d\boldsymbol{v}_1,$$

где $f=f(\boldsymbol{v}, \boldsymbol{r}, t)$, $f_1=f(\boldsymbol{v}_1, \boldsymbol{r}, t)$ — ф-ции распределения частиц со скоростями $\boldsymbol{v}$, $\boldsymbol{v}_1$ до столкновения, $f'=f(\boldsymbol{v}', \boldsymbol{r}, t)$, $f_1'=f(\boldsymbol{v}_1', \boldsymbol{r}, t)$ — ф-ции распределения частиц со скоростями $\boldsymbol{v}'$, $\boldsymbol{v}_1'$ после столкновения, $\sigma(u, \theta)$ — дифференц. эфф. сечение рассеяния частиц в телесный угол $d\Omega$, u — модуль относит. скорости сталкивающихся частиц, θ — угол между относит. скоростью и линией центров. Для жёстких упругих сфер радиуса R: $\sigma=4R^2\cos\theta$.

Для *Максвелла распределения* И. с. равен нулю, $I(f_0,\ f_{10})=0$. Скорость изменения ср. значения к.-л. величины $\psi(v)$ вследствие столкновений выражается через И. с. и равна

$$\left(\frac{\partial\psi}{\partial t}\right)_{\text{ст}}=\frac{1}{n}\int\psi(\boldsymbol{v})\,I(f,\ f_1)\,d\boldsymbol{v},$$

откуда следует, что инварианты столкновения (или аддитивные инварианты столкновения), для к-рых $\psi(\boldsymbol{v})+\psi(\boldsymbol{v}_1)=\psi(\boldsymbol{v}')+\psi(\boldsymbol{v}_1')$, не меняются при столкновениях: $(\partial\psi/\partial t)_{\text{ст}}=0$. Этим свойством обладают масса, импульс и энергия частицы, что используется при решении кинетич. ур-ния.

В случае газов, молекулы к-рых подчиняются квантовой механике, вероятность столкновения зависит не только от произведения ф-ций распределения частиц до столкновения, но и от их ф-ций распределения после столкновения вследствие симметрии волновых ф-ций