ходящую в классически недоступной области, вдоль к-рой минимален модуль мнимого действия. Вероятность туннелирования в основном определяется экспоненциально малым фактором $\exp(-2|S|/\hbar)$, где S — мнимое действие вдоль туннельной траектории. Предэкспоненц. множитель находится с помощью правил сшивки на каустике по известной волновой ф-ции внутри потенц. ямы.

К. п. легко обобщается на нестационарный случай, если в ф-ле (12) подразумевать под S зависящее от времени действие, подчиняющееся нестационарному ур-нию Гамильтона — Якоби.

К. п. можно получить из представления Фейнмана волновой ф-ции в виде интеграла по всем путям (см. *Функционального интеграла метод*), если считать $\hbar$ малой величиной. Тогда осн. вклад в интеграл вносит малая окрестность путей, вдоль к-рых действие минимально, т. е. классич. траекторий.

К. п. можно использовать в чисто матем. целях для вычисления асимптотич. вида решений обыкновенных линейных дифференц. ур-ний второго порядка:

$$y''+q^2(x)\,y=0$$

[ср. с ур-нием (2)]. К такому виду приводятся ур-ния для *гипергеометрических функций* и нек-рых важных частных случаев этих ф-ций (ф-ций Бесселя, Лежандра, Лагерра и др.). Асимптотич. решения этих ур-ний имеют общий вид

$$y=\frac{A}{\sqrt{q}}\exp\left(i\int_{x_0}^{x}q\,dx\right)+\frac{B}{\sqrt{q}}\exp\left(-i\int_{x_0}^{x}q\,dx\right)$$

и подчиняются эталонным ур-ниям вблизи разл. особых точек. Если $q^2(x)$ — аналитич. ф-ция, то такие решения можно продолжить в комплексную плоскость x. Однако на нек-рых линиях в комплексной плоскости, наз. линиями Стокса, коэф. A и B могут резко меняться. В частности, из каждой точки поворота x_0, в к-рой $q^2(x_0)=0$, выходят три линии Стокса под углом 120°. Решение y_0, к-рое ведёт себя как $\exp\left(i\int_{x_0}^{x}q dx\right)$ на биссектрисе одного из углов (убывающая экспонента), приходит с неизменным коэф. на линии Стокса, ограничивающие этот угол. Но на третьей линии Стокса появляется вторая экспонента с коэф. $\pm i$. Матрица, преобразующая коэф. A, B при переходе с одной линии Стокса на другую, наз. матрицей монодромии. Знание этой матрицы позволяет «сшивать» квазиклассич. асимптотики в разных областях без детального исследования эталонных уравнений. В частности, приведённое правило изменения коэффициентов в окрестности точки поворота эквивалентно правилу сшивки (4).

Историческая справка. Как метод решения дифференц. ур-ний К. п. впервые применялось Ж. Лиувиллем (J. Liouville) в 1837. Дальнейшее развитие К. п. нашло в трудах Рэлея (J. Rayleigh, 1912) и Х. Джефриса (H. Jeffreys, 1923). В связи с задачами квантовой механики К. п. было вновь изобретено Г. Венцелем (G. Wentzel), Х. Крамерсом (H. A. Kramers) и Л. Бриллюэном (L. N. Brillouin) в 1926, вследствие чего оно часто и наз. методом ВКБ (WKB или JWKB). Крамерс, в частности, установил правила сшивки вблизи точки поворота.

Квазиклассич. правила квантования были угаданы Н. Бором (N. Bohr) в 1913, за 13 лет до создания регулярной квантовой механики.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Квантовая механика, 3 изд., М., 1974; Мигдал А. Б., Качественные методы в квантовой теории, М., 1975; Маслов В. П., Федорюк М. В., Квазиклассическое приближение для уравнений квантовой механики, М., 1976. *В. Л. Покровский.*

КВАЗИКООРДИНАТЫ — понятия, устанавливаемые след. образом: если положение механич. системы определяется s обобщёнными координатами $q_1, q_2, \ldots, q_s$, то величины $d\pi_1, d\pi_2, \ldots, d\pi_s$, являющиеся независимыми друг от друга линейными комбинациями дифференциалов координат $q_1, q_2, \ldots, q_s$ и выражаемые неинтегрируемыми равенствами вида

$$d\pi_i=a_{i1}\,dq_1+a_{i2}\,dq_2+\ldots+a_{is}\,dq_s \quad (i=1, 2, \ldots, s) \quad (1)$$

(где a_{ik} — коэф., зависящие от $q_1, q_2, \ldots, q_s$), наз. дифференциалами К., а сами $\pi_1, \pi_2, \ldots, \pi_s$ — К. данной системы. Поскольку ур-ния (1) неинтегрируемы, то явных выражений для К. π_i как функций $q_1, q_2, \ldots, q_s$ не существует. Если же ур-ния (1) могут быть проинтегрированы и из них можно определить π_i как ф-ции $q_1, q_2, \ldots, q_s$, то π_i будут в этом случае не К., а нек-рыми новыми обобщёнными координатами системы.

По аналогии величины

$$\omega_i=\frac{d\pi_i}{dt}=a_{i1}\dot q_1+a_{i2}\dot q_2+\ldots+a_{is}\dot q_s \quad (i=1, 2, \ldots, s) \quad (2)$$

(где $\dot q_k=dq_k/dt$ — обобщённые скорости, t — время) наз. квазискоростями. Поскольку явных выражений для К. π_i не существует, то ω_i, в отличие от обобщённых (истинных) скоростей, не представляют собою производных по времени от к.-н. координат (параметров), а символ $d\pi_i/dt$ в равенствах (2) является лишь условным обозначением.

Использование К. и квазискоростей позволяет в ряде случаев существенно упростить вид соответствующих ф-л и ур-ний, а также выкладок, связанных с их получением. Напр., для твёрдого тела, движущегося вокруг неподвижной точки O, проекции его мгновенной угл. скорости на связанные с телом оси $Oxyz$, если за обобщённые координаты принять *Эйлера углы* φ, ψ, θ, имеют значения (см. *Эйлера кинематические уравнения*):

$$\begin{aligned}
\omega_1&=\frac{d\pi_1}{dt}=(\sin\theta\sin\varphi)\,\dot\psi+(\cos\varphi)\,\dot\theta,\\
\omega_2&=\frac{d\pi_2}{dt}=(\sin\theta\cos\varphi)\,\dot\psi-(\sin\varphi)\,\dot\theta,\\
\omega_3&=\frac{d\pi_3}{dt}=\dot\varphi+(\cos\theta)\,\dot\psi.
\end{aligned} \quad (3)$$

Эти ур-ния, по виду аналогичные равенствам (2), не могут быть проинтегрированы и из них нельзя определить π_1, π_2, π_3 как ф-ции φ, ψ, θ. Следовательно, π_1, π_2, π_3 будут в данном случае соответствующими К., а ω_1, ω_2, ω_3 — квазискоростями, к-рые не могут быть выражены в виде производных по времени от к.-н. величин. Но используя ω_1, ω_2, ω_3 и приняв одновременно за оси $Oxyz$ гл. оси инерции тела для точки O, можно, напр., получить очень компактное выражение для кинетич. энергии T тела: $T=0{,}5\,(I_1\omega_1^2+I_2\omega_2^2+I_3\omega_3^2)$, где I_1, I_2, I_3 — моменты инерции тела относительно осей x, y, z соответственно. Из равенств (3) видно, каким громоздким будет ур-ние для T, выраженное непосредственно через координаты φ, ψ, θ и скорости $\dot\varphi$, $\dot\psi$, $\dot\theta$. Если же в данном случае воспользоваться ур-ниями Лагранжа в К. (см. [2]), то в них вместо производных от T по обобщённым скоростям $\dot\varphi$, $\dot\psi$, $\dot\theta$ войдут производные по квазискоростям ω_1, ω_2, ω_3, имеющие, как видно, очень простые выражения ($\partial T/\partial\omega_1=I_1\omega_1$ и т. д.), а производные по К. π_1, π_2, π_3 обратятся в нули; в результате получаются очень компактные дифференц. ур-ния движения тела вокруг точки O (см. *Эйлера динамические уравнения*).

Лит.: 1) Уиттекер Е. Т., Аналитическая динамика, пер. с англ., М.— Л., 1937, § 30; 2) Лурье А. И., Аналитическая механика, М., 1961. *С. М. Тарг.*

КВАЗИКРИСТАЛЛ — твёрдое тело, состоящее из атомов, к-рые не образуют кристаллич. решётки, но тем не менее обладают дальним координац. порядком, проявляющимся в способности когерентно рассеивать падающее излучение (см. *Дальний и ближний порядок*). Дальний координац. порядок принципиально отличает К. от *жидкостей* и аморфных тел, а отсутствие подрешеток — от таких нестехиометрич. соединений, как т. н. алхим. золото ($Hg_{3-\delta}AsF_6$). Как и вещества с волнами