получены П. Л. Чебышевым, А. А. Марковым и Т. Стилтьесом (Th. Stieltjes) в терминах непрерывных дробей. Вычисление П. а. $f^{[N,M]}$ сводится к решению системы линейных ур-ний, коэф. которых выражаются через коэф. f_n.

П. а. (1) обладает след. свойствами. 1) При фиксированных N и M $f^{[N,M]}$ единственна. 2) Класс ф-ций, к-рый можно аппроксимировать методом П. а., включает в себя ф-ции, имеющие особенности в виде полюсов; это отличает П. а. от аппроксимации с помощью полиномов, несправедливой в окрестности полюса. 3) Поскольку П. а. осуществляет гладкое *аналитическое продолжение* неизвестных членов ряда Тейлора, начиная с $N+M+1$, она имеет смысл, если члены ряда медленно меняются с ростом n. Это всегда справедливо, если ряд имеет ненулевой радиус сходимости. 4) Для любой мероморфной ф-ции $f(z)$ и для любых $R>0$, $\varepsilon>0$ и $\delta>0$ существует номер N, такой, что при $n\geqslant N$ диагональные П. а. $[n, n]$ удовлетворяют условию

$$|f(z)-f^{[n,n]}(z)|<\varepsilon$$

при $|z|\leqslant R$ за исключением области D_n меры менее δ. Это свойство обычно называют сходимостью по мере. Тот же результат справедлив и для $[n+k, n]$ П. а. 5) Недостатком П. а. является то, что в нек-рых случаях ф-ция $f^{[N,M]}$ при фиксированных N и M может иметь особенности, отличные от особенностей ф-ции $f(z)$. В этом смысле наилучшее описание обычно дают диагональные П. а.

Метод П. а. применяют в разл. физ. задачах для улучшения свойств решений, полученных приближёнными методами. Метод позволяет ускорить сходимость ряда теории возмущений по малому параметру, аналитически продолжить полученное решение за пределы круга сходимости исходного ряда, осуществить численное решение ур-ний, в этом случае П. а. имеет преимущество по сравнению с методом Ньютона.

Метод П. а. можно также применить для суммирования асимптотич. разложений, имеющих нулевой радиус сходимости. В этом случае П. а. следует использовать в комбинации с др. методами, улучшающими сходимость исходного ряда, напр. с методом преобразования Бореля. Разработано много алгоритмов для машинного вычисления П. а., что существенно для разл. приложений. Метод П. а. применяют к задачам статистич. механики, физики твёрдого тела, физики элементарных частиц, теории критич. явлений, квантовой механики — ко всем задачам, где имеется разложение по малому параметру.

Лит.: Бейкер Дж. (мл.), Грейвс-Моррис П., Аппроксимации Паде, пер. с англ., М., 1986. *Д. И. Казаков.*

ПАДЕ́НИЕ ТЕЛ — движение тел при отсутствии у них нач. скорости, обусловленное притяжением Земли. Если П. т. осуществляется с небольшой по сравнению с радиусом Земли высоты, то действующую на тело силу тяжести $P=mg$, представляющую собой сумму силы притяжения и центробежной силы инерции (учитывающей в первом приближении влияние вращения Земли), можно на данной географич. широте считать постоянной. При этих предположениях движение тела будет происходить под действием пост. силы тяжести и переменной силы сопротивления среды (воздуха или воды). В нек-рых случаях сопротивлением среды можно пренебречь; при этом предположении движение тела наз. свободным падением и представляет собой прямолинейное равномерно ускоренное поступат. движение. Ф-лы свободного П. т. характерны тем, что они не содержат к.-л. коэффициентов, зависящих от масс тела и его формы.

В практике пренебрегать действием сопротивления среды нельзя. Если принять, что гл. вектор сил сопротивления $R=kSv^2$, где v — скорость центра масс тела, S — площадь наиб. поперечного сечения тела плоскостью, перпендикулярной к направлению скорости v, а k — численный коэф., зависящий от формы тела и плотности среды, то для скорости центра масс тела в зависимости от пройденного им расстояния h получается ф-ла

$$v=a\sqrt{1-\exp(-2gh/a^2)},\qquad (*)$$

где $a=\sqrt{P/kS}$. Из ф-лы (*) следует, что с возрастанием h скорость падения стремится к постоянной a, наз. предельной скоростью падения. Если k и S достаточно велики, то скорость падения приближается к предельной скорости на сравнительно коротких расстояниях от точки начала падения.

При П. т. с больших высот необходимо принимать во внимание влияние вращения Земли (см. *Кориолиса сила* инерции), вызывающее отклонение падающего тела от вертикали, а также изменение силы притяжения с расстоянием тела от поверхности Земли. В первом приближении отклонение тела направлено к востоку; величина этого отклонения при свободном падении равна $y={}^1/_3\,\omega g t^3\cos\varphi$, где ω — угл. скорость Земли, φ — широта, t — время падения; во втором приближении получается дополнит. отклонение к югу: $x={}^1/_6\,\omega^2 g t^4\sin\varphi\cos\varphi$.

При учёте изменения силы притяжения, к-рая обратно пропорц. квадрату расстояния от центра Земли, для скорости свободного падения имеет место ф-ла

$$v=\sqrt{\frac{2gh}{(1+h_0/R)[1+(h_0-h)/R]}},$$

где h_0 — высота падения (считая от поверхности Земли), R — радиус Земли. *С. М. Тарг.*

ПА́ЙЕРЛСА ПЕРЕХО́Д — структурный фазовый переход металл — диэлектрик в *квазиодномерных соединениях*, при к-ром формируются периодич. в пространстве смещения ионов из их положения равновесия в металлич. фазе. Смещения сопровождаются перераспределением электронной плотности (см. *Волны зарядовой плотности* [1, 3]). В квазиодномерных кристаллах с цепочечной структурой атомов (или молекул) электроны проводимости свободно двигаются вдоль цепочек из-за хорошего перекрытия волновых электронных ф-ций соседних атомов в цепочке, но движение электронов между цепочками затруднено [4].

Для одной цепочки «поверхность» Ферми электронов проводимости состоит из двух точек в пространстве одномерных волновых векторов $\mathbf{k}=\pm\mathbf{k}_F$ ($\mathbf{k}_F$ — фермиевский импульс). Эти точки совмещаются друг с другом при переносе на величину $2\mathbf{k}_F$. Поэтому смещения ионов с одномерным волновым вектором $2k_F$ (пайерлсовские смещения) создают диэлектрич. щель на поверхности Ферми (в точках $\pm\mathbf{k}_F$), к-рая приводит к понижению энергий электронов вблизи щели и к понижению полной энергии электронной системы (рис. 1). Это понижение и является причиной П. п.

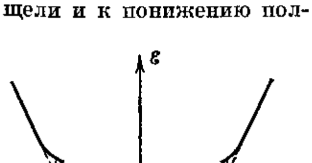

Рис. 1. Энергетический спектр электронов в пайерлсовском диэлектрике (сплошные линии) и в металлической фазе (пунктир).

П. п. проявляется в подавлении проводимости и парамагн. восприимчивости электронов при охлаждении кристаллов ниже точки перехода.

Из-за движения электронов между цепочками, а также из-за электростатич. взаимодействия волн зарядовой плотности на разных цепочках пайерлсовские смещения ниже точки фазового перехода упорядочиваются трёхмерным образом. Поверхность Ферми в этом случае состоит из двух участков вблизи точек $\pm\mathbf{k}_F$. Эти участки совмещаются при параллельном переносе на трёхмерный вектор Q, компонента к-рого вдоль цепочек равна $2k_F$ (рис. 2). Наиб. часто волны зарядовой плотности