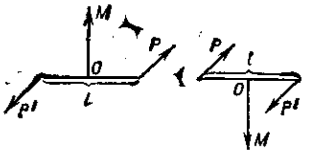
В нестационарных условиях [при наличии градиентов *химических потенциалов* и (или) в незамкнутом объёме] П. оказывается неравновесным и может быть как пересыщенным, так и недосыщенным. Парциальные давления всех его компонент при этом оказываются соответственно бо́льшими или меньшими равновесных. Температурная зависимость давления насыщенного П. даётся *Клапейрона — Клаузиуса уравнением*. Давление П. над искривлёнными поверхностями описывается *Кельвина уравнением* и подчиняется *Лапласа закону* (для П. над менисками в капиллярах).

Лит.: Кириллин В. А., Сычев В. В., Шейндлин А. Е., Техническая термодинамика, 4 изд., М., 1983.

Ю. Н. Любитов.

ПА́РА СИЛ — система двух равных по модулю, параллельных и направленных в противоположные стороны сил, действующих на твёрдое тело. На рис. изображена П. с. $(\mathbf{P}, \mathbf{P}')$, где $\mathbf{P}' = -\mathbf{P}$. П. с. равнодействующей не имеет, т. о. её действие на тело не может быть механически эквивалентно действию к.-н. одной силы; соответственно П. с. нельзя уравновесить одной силой.



Расстояние l между линиями действия сил пары наз. плечом П. с. Действие, оказываемое П. с. на твёрдое тело, характеризуется её моментом, к-рый изображается вектором $\boldsymbol{M}$, равным по модулю $\mathbf{P}l$ и направленным перпендикулярно к плоскости действия П. с. в ту сторону, откуда поворот, к-рый стремится совершить П. с., виден происходящим против хода часовой стрелки (в правой системе координат). Осн. свойство П. с. состоит в том, что действие, оказываемое П. с. на данное твёрдое тело, не изменяется, если П. с. переносить куда угодно в плоскости пары или в плоскости, ей параллельной, а также если произвольно изменять модули сил пары и длину её плеча, сохраняя неизменным момент П. с. Т. о., момент П. с.— свободный вектор: его можно считать приложенным в любой точке тела. Две П. с. с одинаковыми моментами $\boldsymbol{M}$, приложенные к одному и тому же твёрдому телу, механически эквивалентны одна другой. Любая система П. с., приложенных к данному твёрдому телу, механически эквивалентна одной П. с. с моментом, равным геом. сумме векторов-моментов этих П. с. Если геом. сумма векторов-моментов нек-рой системы П. с. равна нулю, то эта система П. с. является уравновешенной.

С. М. Тарг.

ПАРАБОЛИ́ЧЕСКАЯ СКО́РОСТЬ — см. *Космические скорости.*

ПАРАБОЛИ́ЧЕСКОГО УРАВНЕ́НИЯ ПРИБЛИЖЕ́НИЕ в статистической теории распространения волн — приближённый метод описания многократного рассеяния волн с учётом дифракц. эффектов в средах с крупномасштабными (по сравнению с длиной волны λ) неоднородностями показателя преломления. В П. у. п. не учитывают рассеянных назад волн, а дифракцию волн, рассеянных вперёд, описывают во френелевском приближении. С помощью П. у. п. в *марковского процесса приближении* удаётся получить замкнутые ур-ния для статистич. моментов комплексной амплитуды поля волны, распространяющейся в статистически неоднородных средах (напр., турбулентных средах: атмосфере, океане, космич. плазме). Суть П. у. п. состоит в том, что совершается приближённый переход от эллиптич. ур-ния (напр., волнового или ур-ния Гельмгольца) к *Леонтовича параболическому уравнению.*

Напр., для скалярного ур-ния Гельмгольца

$$\Delta u + k^2[1 + \tilde\varepsilon(\boldsymbol{r})]u = 0,$$

где $k^2 = \omega^2\bar\varepsilon/c^2$ — квадрат среднего волнового числа, а $\tilde\varepsilon = [\varepsilon(\boldsymbol{r}) - \bar\varepsilon]/\bar\varepsilon$ — относит. величина флуктуаций параметра $\varepsilon(\boldsymbol{r})$, описывающего преломляющие свойства среды, после замены $u(\boldsymbol{\rho},z) = v(\boldsymbol{\rho},z)\exp(ikz)$, $\boldsymbol{\rho} = (x,y)$, получают параболич. ур-ние для амплитуды v:

$$2ik\partial v/\partial z + \Delta_\perp v + k^2\tilde\varepsilon(\boldsymbol{\rho},z)v = 0,\quad \Delta_\perp = (\partial^2/\partial x^2, \partial^2/\partial y^2).$$

Условия применимости П. у. п. таковы:

$$\lambda \ll l_\varepsilon,\quad \lambda L/l_\varepsilon^2 \ll (l_\varepsilon/\lambda)^2,\quad \pi k^2 L\int_{k\sqrt{2}}^{2k}\Phi_\varepsilon(\varkappa)\varkappa\, d\varkappa \ll 1,$$

где l_ε — масштаб неоднородностей $\varepsilon(\boldsymbol{r})$, L — длина пути, проходимого волной в статистически неоднородной среде, $\Phi_\varepsilon(\varkappa)$ — спектральная плотность флуктуаций ε. Последнее неравенство соответствует требованию малости суммарной энергии волн, испытавших обратное рассеяние.

Для параболич. ур-ния достаточно одного граничного условия, поэтому его решение обладает свойствами динамич. причинности, т. е. поле $v(\boldsymbol{\rho},z)$ функционально зависит лишь от предшествующих по координате значений случайного параметра $\tilde\varepsilon$. Это свойство (вместе со свойством линейности) оказывается необходимым при получении замкнутых ур-ний для статистич. моментов поля v.

Лит.: Введение в статистическую радиофизику, ч. 2 — Рытов С. М., Кравцов Ю. А., Татарский В. И., Случайные поля, М., 1978; Кляцкин В. И., Стохастические уравнения и волны в случайно-неоднородных средах, М., 1980; Исимару А., Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах, пер. с англ., т. 2, М., 1981.

В. У. Заворотный.

ПАРАБОЛИ́ЧЕСКОГО ЦИЛИ́НДРА ФУ́НКЦИИ — ф-ции, удовлетворяющие ур-нию

$$u'' + \left(-\frac{1}{4}z^2 + \nu + \frac{1}{2}\right)u = 0, \tag{1}$$

к-рое после замены $u(z) = \exp(-z^2/4)y(\xi)$, $z = \xi\sqrt{2}$ переходит в уравнение Эрмита

$$y'' - 2\xi y' + 2\nu y = 0, \tag{2}$$

где ν — комплексный параметр.

Пусть $y = H_\nu(\xi)$ — решение ур-ния (2), к-рое при $\nu = n$ совпадает с полиномом Эрмита $H_n(\xi)$, $n = 0, 1, \ldots$ (см. *Ортогональные полиномы*). П. ц. ф. $D_\nu(z)$ равна

$$D_\nu(z) = 2^{-\nu/2}\exp(-z^2/4)H_\nu(z/\sqrt{2}).$$

Т. к. ур-ние (2) после замены $s = \xi^2$ переходит в ур-ние

$$sy'' + \left(\frac{1}{2} - s\right)y' + \frac{\nu}{2}y = 0,$$

решения к-рого можно выразить через *вырожденные гипергеометрические функции* $F(a,c,x)$, то получаем

$$H_\nu(\xi) = \frac{2^\nu\sqrt{\pi}}{\Gamma[(1-\nu)/2]}F\left(-\frac{\nu}{2}, \frac{1}{2}, \xi^2\right) - \frac{2^{\nu+1}\sqrt{\pi}}{\Gamma(-\nu/2)}\xi F\left(\frac{1-\nu}{2}, \frac{3}{2}, \xi^2\right),$$

где $\Gamma(t)$ — гамма-функция Эйлера. Отсюда легко получить разложения в степенные ряды и асимптотич. представления для ф-ций $D_\nu(z)$. Наряду с ф-цией $D_\nu(z)$ ур-нию (1) удовлетворяют также ф-ции $D_\nu(-z)$, $D_{-\nu-1}(\pm iz)$. Ф-ции $D_\nu(z)$ вещественны при вещественных ν, z. П. ц. ф. иногда наз. функциями Вебера.

Для функции Эрмита $H_\nu(\xi)$ имеются интегральное представление

$$H_\nu(\xi) = \Gamma^{-1}(-\nu)\int_0^\infty t^{-\nu-1}\exp(-t^2 - 2\xi t)\,dt, \operatorname{Re}\nu < 0, \tag{3}$$

ф-ла дифференцирования

$$\frac{d}{d\xi}H_\nu(\xi) = 2\nu H_{\nu-1}(\xi)$$

и рекуррентное соотношение

$$H_\nu(\xi) = 2\xi H_{\nu-1}(\xi) - 2(\nu - 1)H_{\nu-2}(\xi).$$

Можно получить аналитич. продолжение ф-ции $H_\nu(\xi)$, определяемой ф-лой (3), на область $\operatorname{Re}\nu \geqslant 0$. Ур-ние (1) возникает, напр., при разделении переменных