кость — пар вводят приведённые темп-ру $T' = T/T_c$, давление $P' = P/P_c$ и объём $V' = V/V_c$, где T_c, P_c, V_c — значения соответствующих величин в критич. точке. *Уравнения состояния* разл. веществ, записанные через приведённые термодинамич. величины, совпадают. Это утверждение наз. законом С. с. Напр., используемое при описании фазового перехода жидкость — пар ур-ние Ван-дер-Ваальса в приведённых переменных приобретает универсальный вид, не содержащий характеристик конкретного вещества:

$$(P'+3/V'^2)(3V'-1)=8T'.$$

Т. о., равенство приведённых значений двух величин (напр., темп-ры и объёма) для двух веществ приводит к равенству для них и третьей величины (давления). Закон С. с. является общим утверждением, не связанным с конкретным видом ур-ния состояния.

Обобщение понятия С. с. обусловлено изоморфностью критич. явлений в разл. физ. системах (см. табл. в ст. *Критические явления*). Флуктуац. теория *фазовых переходов* 2-го рода в таких системах, основанная на представлении о *масштабной инвариантности*, позволяет сформулировать закон С. с. в иной форме: всякая безразмерная (по отношению к масштабным преобразованиям) комбинация термодинамич. величин, характеризующих фазовый переход, зависит от одного безразмерного параметра $x = h/\tau^{\beta+\gamma}$, где $\tau = T/T_c - 1$, h — обобщённое поле, сопряжённое *параметру порядка*, γ, β — *критические показатели* восприимчивости и параметра порядка (см. также *Приведённое уравнение состояния*).

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Статистическая физика, ч. 1, 3 изд., М., 1976; Стенли Г., Фазовые переходы и критические явления, пер. с англ., М., 1973; Паташинский А. З., Покровский В. Л., Флуктуационная теория фазовых переходов, 2 изд., М., 1982. *М. В. Фейгельман.*

СООТВЕТСТВИЯ ПРИНЦИП — постулат квантовой механики, требующий совпадения её физ. следствий в предельном случае больших квантовых чисел с результатами классич. теории. Квантовые эффекты существенны лишь при рассмотрении микрообъектов, когда величины размерности действия сравнимы с постоянной Планка $\hbar$. Если квантовые числа, характеризующие состояние физ. системы (напр., орбитальное квантовое число l), велики, то система с высокой точностью подчиняется классич. законам. С формальной точки зрения, С. п. означает, что в пределе $\hbar \to 0$ квантовомеханич. описание физ. объектов должно быть эквивалентно классическому.

Часто под С. п. понимают следующее более общее положение. Любая новая теория, претендующая на более глубокое описание физ. реальности и на более широкую область применимости, чем старая, должна включать последнюю как предельный случай. Напр., релятивистская механика (см. *Относительности теория*) в пределе малых скоростей v ($v \ll c$) переходит в классическую. Формально переход осуществляется при $c \to \infty$.

Когда осн. положения теории уже сформулированы, С. п. представляет в осн. иллюстративный интерес и подчёркивает преемственность теоретич. построений. В ряде случаев С. п. помогает развить приближённые методы решения задач. Так, если в данной конкретной физ. проблеме $\hbar$ можно считать малой величиной, то это равносильно т. н. *квазиклассическому приближению* квантовой механики. При этом нерелятивистское волновое *Шрёдингера уравнение* в пределе $\hbar \to 0$ приводит к классич. ур-нию Гамильтона — Якоби. Однако в период возникновения новой теоретич. дисциплины, когда её принципы во многом ещё неясны, С. п. имеют самостоят. эвристич. значение.

С. п. был выдвинут Н. Бором (N. Bohr) в нач. 1920-х гг. в связи с проблемой спектров испускания и поглощения атомов. В созданной позже последовательной *квантовой механике* особенности атомных спектров были объявлены на более глубокой основе, однако существ. черты её матем. аппарата определялись С. п. Напр., из С. п. следует, что коммутац. соотношения для разл. величин квантовой теории даются классическими *Пуассона скобками*, что *гамильтониан* физ. системы выражается через обобщённые координаты и импульсы так же, как и в классич. механике, и т. п. Значение С. п. далеко выходит за рамки квантовой механики. Им широко пользуются в квантовой теории поля, теории элементарных частиц, и без сомнения, он войдёт составной частью в любую новую квантовую теорию.

Лит.: Бор Н., Три статьи о спектрах и строении атомов, пер. с нем., М.—П., 1923. См. также лит. при ст. *Квантовая механика*. *О. И. Завьялов.*

СООТНОШЕНИЕ НЕОПРЕДЕЛЁННОСТИ — см. *Неопределённостей соотношения*.

СОПЛО — канал (труба) переменного по длине поперечного сечения, предназначенный для разгона жидкостей или газов до заданной скорости и придания потоку заданного направления. Служит также устройством для получения газовых и жидкостных *струй*. Поперечное сечение С. может быть прямоугольным (плоские С.), круглым (осесимметричные С.), иметь форму кольца (кольцевые С., С. с центр. телом) или произвольную форму, в т. ч. форму эллипса или многоугольника (пространственные С.).

С. широко используются в технике: в паровых, водяных и газовых турбинах, в ракетных и воздушно-реактивных двигателях, в *газодинамических лазерах*, в магнитогидродинамич. установках, в *аэродинамических трубах* и на газодинамич. стендах, при создании молекулярных пучков, в хим. технологии, в струйных аппаратах, в процессах дутья и др.

В С. происходит непрерывное увеличение скорости v жидкости или газа в направлении течения — от начального (обычно малого) значения v_0 во входном сечении С. до наиб. скорости v_e на выходе С. При движении по С. внутр. энергия рабочего тела преобразуется в кинетич. энергию вытекающей струи, сила реакции к-рой, направленная противоположно скорости истечения, наз. тягой. В силу закона сохранения энергии одновременно с ростом скорости в С. происходит непрерывное падение давления и темп-ры от их нач. значений p_0, T_0 во входном сечении С. до наим. значений p_e, T_e в выходном. Т. о., для реализации течения в С. необходим нек-рый перепад давления, т. е. выполнение условия $p_0 > p_e$.

Если считать движение жидкости или газа по С. изоэнтропийным (см. *Изоэнтропийный процесс*) и стационарным и рассматривать средние по поперечному сечению S значения давления p, скорости v, плотности ρ и скорости звука c (одномерное приближение), то из Эйлера ур-ния

$$v dv/dx = -\rho^{-1} dp/dx \qquad (1)$$

(x — координата вдоль сопла), *неразрывности уравнения* $\rho v S = \mathrm{const}$ и выражения скорости звука $c^2 = dp/d\rho$ получаем ур-ние

$$(v^2-c^2) dv/v = c^2 dS/S. \qquad (2)$$

Из него видно, что при $v < c$ (дозвуковое течение по С.) знак dv противоположен знаку dS, т. е. для того, чтобы скорость течения по С. росла ($dv > 0$), площадь сечения с ростом x должна уменьшаться ($dS < 0$), а при $v > c$ (сверхзвуковое течение по С.) знаки dv и dS одинаковы, т. е. для получения роста скорости ($dv > 0$) необходимо увеличивать и площадь S вдоль С. ($dS > 0$). Физически это связано с тем, что при сверхзвуковой скорости течения газов из-за влияния сжимаемости плотность газа падает быстрее, чем растёт скорость вдоль С., и в силу ур-ния неразрывности для компенсации быстрого падения плотности необходимо увеличивать площадь S. Если $v = c$, то $dS = 0$ и ф-ция $S(x)$ прини-