произвольный момент времени t, $|\Psi(t)\rangle$, в представлении Шрёдингера может быть записан в виде:

$$|\Psi_S(t)\rangle = \hat{U}(t, t_0)|\Psi_0\rangle, \quad (1)$$

где $\hat{U}(t, t_0)$ — *унитарный оператор* эволюции системы, $\hat{U}^+(t, t_0) = \hat{U}^{-1}(t, t_0)$ (знак $^+$ означает эрмитово сопряжение). Если гамильтониан системы ($\hat{H}$) не зависит от времени (напр., в замкнутой системе), то

$$\hat{U}(t, t_0) = e^{-(i/\hbar)\hat{H}(t-t_0)}. \quad (2)$$

Учитывая, что $\langle\Psi_S(t)| = \langle\Psi_0|\hat{U}^+(t, t_0)$, ср. значение $\langle F\rangle$ в момент времени t любой физ. величины F (к-рой отвечает в представлении Шрёдингера оператор $\hat{F}_S$) можно представить в виде ср. значения нек-рого оператора $\hat{F}_H$, взятого по нач. вектору состояния $|\Psi_0\rangle$:

$$\langle F\rangle = \langle\Psi_S(t)|\hat{F}_S|\Psi_S(t)\rangle =$$
$$= \langle\Psi_0|\hat{U}^+(t, t_0)\hat{F}_S U(t, t_0)|\Psi_0\rangle = \langle\Psi_0|\hat{F}_H|\Psi_0\rangle. \quad (3)$$

Оператор

$$\hat{F}_H = \hat{U}^+(t, t_0)\hat{F}_S\hat{U}(t, t_0) \quad (4)$$

наз. оператором физ. величины F в Г. п. Для любой физ. величины G, оператор к-рой коммутирует с гамильтонианом, $[\hat{G}, \hat{H}] = 0$ (в частности, для самого гамильтониана), $\hat{G}_H = \hat{G}_S$. Используя ур-ния для оператора эволюции

$$i\hbar\frac{\partial\hat{U}}{\partial t} = \hat{H}\hat{U}, \quad -i\hbar\frac{\partial\hat{U}^+}{\partial t} = \hat{U}^+\hat{H},$$

можно найти производную по времени от оператора $\hat{F}_H$:

$$\frac{d\hat{F}_H}{dt} = \frac{i}{\hbar}[\hat{H}, \hat{F}_H] + \frac{\partial F_H}{\partial t}. \quad (5)$$

Ур-ние (5) вместе с правилами коммутации для операторов физ. величин служат основой квантовомеханич. описания динамич. систем в Г. п. Эквивалентность Г. п. и представления Шрёдингера вытекает из того, что векторы состояния и операторы физ. величин в обоих представлениях связаны унитарными преобразованиями (1) и (4) (см. *Представлений теория*). Отсюда, в частности, следует, что операторы $\hat{F}_H$ и $\hat{F}_S$ имеют одинаковые собственные значения (т. е. одинаковые спектры) и подчиняются одинаковым *перестановочным соотношениям*.

Если в качестве векторов состояния выбраны состояния $|n\rangle$ и $|m\rangle$ с определ. энергией ($\mathcal{E}_n$, $\mathcal{E}_m$): $\hat{H}|n\rangle = \mathcal{E}_n|n\rangle$, $\hat{H}|m\rangle = \mathcal{E}_m|m\rangle$, то между матрицами операторов в представлении Шрёдингера и Г. п. существует простая связь:

$$\langle m|\hat{F}_H|n\rangle = e^{i\omega_{mn}t}\langle m|F_S|n\rangle,$$
$$\omega_{mn} = (\mathcal{E}_m - \mathcal{E}_n)/\hbar, \quad (6)$$

а матрица для оператора производной dF/dt (в случае, когда физ. величина F не зависит явно от времени) равна:

$$\langle m\left|\frac{d\hat{F}_H}{dt}\right|n\rangle = i\omega_{mn}\langle m|\hat{F}_S|n\rangle e^{i\omega_{mn}t}. \quad (7)$$

Для динамич. переменных (напр., координат q_i и импульсов p_i системы частиц) операторные ур-ния (5) при учёте условий коммутаций ($[\hat{p}_i, \hat{q}_j] = i\hbar\delta_{ij}$, где δ_{ij} — символ Кронекера) принимают вид, аналогичный ур-ниям классич. механики (*Гамильтона уравнениям*):

$$\frac{d\hat{q}_i}{dt} = \frac{i}{\hbar}[\hat{H}, \hat{q}_i] = \frac{\partial\hat{H}}{\partial p_i}; \quad \frac{d\hat{p}_i}{dt} = \frac{i}{\hbar}[\hat{H}, \hat{p}_i] = -\frac{\partial\hat{H}}{\partial q_i}$$

(см. *Эренфеста теорема*). Аналогично в квантовой теории поля уравнения для операторов поля в Г. п. совпадают с уравнениями для классич. полей; это обусловливает использование Г. п. в квантовой теории взаимодействующих полей.

Лит. см. при ст. *Представлений теория*. *С. С. Герштейн.*

ГЕЙ-ЛЮССА́КА ЗАКО́Н идеальных газов — утверждает, что при пост. давлении объём V идеального газа меняется линейно с темп-рой:

$$V = V_0(1 + \alpha t)$$

(V_0 — нач. объём, t — разность нач. и конечной темп-р). Коэф. теплового расширения газов $\alpha = (1/273{,}15)\text{К}^{-1}$ одинаков для всех газов. Г.-Л. з. открыт независимо Ж. Л. Гей-Люссаком (J. L. Gay-Lussac) в 1802 и Дж. Дальтоном (J. Dalton) в 1801. Г.-Л. з.— частный случай *Клапейрона уравнения*. См. также *Газ*.

ГЕ́КТО... (от греч. hekatón — сто; г, h) — приставка для образования наименования кратной единицы, в 100 раз большей исходной. Напр.: 1 гВт = 100 Вт.

ГЕКТОПАСКА́ЛЬ (от *гекто...* и *паскаль*) — единица давления и механич. напряжения СИ, обозначается гПа. 1 гПа = 100 Па = 1000 дин/см² = 10,2 кгс/м² = 10^{-3} бар = 0,75 мм рт. ст.

ГЕ́ЛИЕВАЯ ВСПЫ́ШКА в астрофизике — процесс на звёздах, обусловленный выделением за короткое время значит. энергии при термоядерном горении гелия; вызывает изменение хим. состава звёзд, а иногда и их структуры. Г. в. рассматривают в теории эволюции звёзд, в частности эволюции *тесных двойных звёзд*.

Впервые понятие «Г. в.» было введено для описания неустойчивого горения гелия в частично вырожденном гелиевом ядре маломассивных звёзд с массой $M \lesssim 2{,}5\ M_\odot$ (масс Солнца). Горение гелия в вырожденном веществе звезды (см. *Вырожденный газ*) из-за слабой зависимости давления p от темп-ры T сначала не приводит к перестройке её структуры. Выделяемая ядерная энергия $\mathcal{E}$ идёт в осн. на увеличение тепловой энергии ионов, что в свою очередь ускоряет процесс ядерного горения. С достижением в ядре темп-ры вырождения, т. е. темп-ры, при к-рой давление вырожденного электронного газа становится равным давлению идеального газа, вырождение снимается, давление с ростом темп-ры начинает увеличиваться и ядро звезды под действием нарастающего давления быстро расширяется. Пока нет единой точки зрения на то, как происходит эволюция маломассивной звезды в течение Г. в., т. к. перестройка структуры звезды существенно зависит от характера конвективного переноса энергии во время вспышки. Возможно, что в ходе Г. в. часть массы звезды теряется (сбрасывается оболочка) и с изменением параметров звезды дальнейшее выгорание гелия происходит спокойно (звезда располагается на горизонтальном участке эволюц. кривой, см. *Эволюция звёзд*).

Др. тип Г. в. имеет место на стадии роста углеродно-кислородного ядра (С, О-ядра) у звёзд с массами (1,5—8) $M_\odot$ и водородным и гелиевым слоевыми источниками энергии.

Слоевые Г. в. являются повторяющимися, и время между вспышками уменьшается с увеличением массы вырожденного С,О-ядра. Время Δt между вспышками можно выразить приближённой ф-лой: $\lg \Delta t$ (лет) $= 3{,}05 - 4{,}5(M_C/M_\odot - 1{,}0)$, где M_C — масса С,О-ядра.

В ходе Г. в. происходит изменение хим. состава звезды. Гелий в осн. переходит в углерод [реакция $^{12}C(\alpha, \gamma)^{16}O$ малоэффективна]. Азот ^{14}N, к-рый образуется в водородном слоевом источнике (в *углеродно-азотном цикле*), посредством цепочки реакции $^{14}N(\alpha, \gamma)^{18}F(\beta^+\nu)^{18}O(\alpha, \gamma)^{22}Ne$ переходит в неон. Когда масса С,О-ядра достигает $(0{,}9-1{,}0)M_\odot$, становятся эффективными след. реакции: $^{22}Ne + \alpha \rightarrow {}^{25}Mg + n$ и $n + Fe$, поставляющая продукты нейтронного захвата