оперируют с формальными решениями ур-ния $Ax = \lambda x$, отвечающими непрерывному спектру; такие решения не принадлежат $\mathscr{H}$. Напр., для системы с одной степенью свободы, координата к-рой может принимать значения на всей оси $\mathbb{R} = (-\infty, +\infty)$, $\mathscr{H}$ в координатном представлении реализуется как пространство $L^2(\mathbb{R})$ квадратично интегрируемых ф-ций $\varphi(q)$ на $\mathbb{R}$. Оператор импульса $p = -i\hbar d/dq$ имеет непрерывный спектр, совпадающий с $\mathbb{R}$. Решениями ур-ния $p\psi_\lambda(q) = \lambda\psi_\lambda(q)$ являются плоские волны $\psi_\lambda(q) = |\lambda> = \exp\ (i\lambda q/\hbar)$; поскольку в пространстве $L^2(\mathbb{R})$ их норма $<\lambda/\lambda> = (2\pi)^{-1}\int\psi^*_\lambda(q)\psi_\lambda(q)dq$ расходится, они не принадлежат $L^2(\mathbb{R})$ и наз. обобщёнными собственными векторами. Комбинация $|\lambda><\lambda|$ является аналогом проектора на обобщённый собств. вектор $|\lambda>$, а спектральное разложение

$$p=\int d\lambda\lambda|\lambda\rangle\langle\lambda|-$$

аналогом разложения (*) для случая непрерывного спектра: для любого вектора $\varphi(q) = |\varphi>$ из $L^2(\mathbb{R})$ имеем:

$$p\varphi(q)=\int d\lambda\lambda|\lambda\rangle\langle\lambda|\varphi\rangle=$$

$$=\int d\lambda\lambda\exp(-i\lambda q/\hbar)(2\pi)^{-1}\int dq'\exp(i\lambda q/\hbar)\varphi(q)=-i\hbar d\varphi(q)/dq.$$

Эта конструкция служит только моделью математически строгого определения спектрального разложения операторов с непрерывным спектром ([3], [4]). В большинстве квантовомеханич. задач дискретный и непрерывный участки спектра не пересекаются, а случаи, когда точки дискретного спектра погружены в непрерывный, считаются экзотическими. Простейший пример такой ситуации — осциллирующий и медленно убывающий с расстоянием потенциал (т. н. потенциал Вигнера — фон Неймана).

Лит.: 1) Халмош П., Конечномерные векторные пространства, пер. с англ., М., 1963; 2) Дирак П. А. М., Принципы квантовой механики, пер. с англ., 2 изд., М., 1979; 3) Рид М., Саймон Б., Методы современной математической физики, т. 1, Функциональный анализ, пер. с англ., М., 1977; 4) фон Нейман И., Математические основы квантовой механики, пер. с нем., М., 1964. *В. П. Павлов.*

СПЕКТРА́ЛЬНАЯ АППАРАТУ́РА РЕНТГЕ́НОВСКАЯ — см. *Рентгеновская спектральная аппаратура.*

СПЕКТРА́ЛЬНАЯ ЛИ́НИЯ — узкий (почти монохроматический) пик в спектре испускания (С. л.испускания) либо провал в спектре пропускания (С. л. поглощения) объекта. С. л. характерны для разл. спектров, однако чаще всего этот термин применяют к квантовым системам. Положение С. л. в спектре обычно определяется длиной волны λ, частотой $\nu = c/\lambda$ либо энергией фотона $h\nu$.

С. л. квантовой системы (атома, ядра, молекулы, кристалла и т. п.), как правило, отвечает переходу между её дискретными уровнями энергии j и k и кроме длины волны характеризуется энергией перехода и квантовыми числами нижнего j и верхнего k уровней, вероятностью излучат. перехода (*Эйнштейна коэффициентом*) A_{kj} либо *силой осциллятора* f_{jk}. С. л., возникающие вследствие оптически разрешённых (электрических дипольных) переходов, наз. разрешёнными. Если электрический дипольный переход между уровнями запрещён *отбора правилами*, С. л. наз. запрещённой.

Распределение интенсивности в С. л. наз. её контуром; его характеризуют ширина спектральной линии и её сдвиг (см. *Контур спектральной линии*). Мин. ширина С. л. наз. естественной или радиационной, она реализуется при квантовых переходах в изолиров. атоме или молекуле (системе неподвижных и невзаимодействующих молекул). *Уширение спектральных линий* возникает вследствие теплового движения частиц (доплеровское уширение) и взаимодействий с окружающими частицами. В нек-рых случаях упругие столкновения с окружающими частицами либо со стенками приводят к сужению С. л. Чрезвычайно узкие ($\Delta\nu/\nu \sim 10^{-15}$) С. л. атомных ядер проявляются в спектрах кристаллов в результате *Мёссбауэра эффекта*. Очень узкие С. л. излучения получают в стабилизированных по частоте *квантовых генераторах* микроволнового и оптического диапазонов. Весьма узкие С. л. могут наблюдаться методами нелинейной *лазерной спектроскопии*. Наблюдаемая ширина С. л. часто определяется *аппаратной функцией* спектрального прибора.

В электрич. поле С. л. испытывает сдвиг и расщепление (см. *Штарка эффект*), магн. поле приводит к зеемановскому расщеплению С. л. (см. *Зеемана эффект*). В электрич. поле интенсивной эл.-магн. волны также возникают сдвиг и расщепление С. л.

В таблицах и атласах С. л. чаще всего указывают длины волн, приведённые к условиям наблюдения в вакууме $\lambda_{\text{вак}}$, а иногда — в воздухе при нормальных условиях $\lambda_{\text{возд}}$ ($\lambda_{\text{возд}} = \lambda_{\text{вак}}/n$, где n — показатель преломления воздуха для длины волны $\lambda_{\text{вак}}$). Имеются систематич. таблицы С. л. атомов и ионов, а также атласы С. л. большого числа молекул.

Лит.: Таблицы спектральных линий, 4 изд., М., 1977; Bearden J. A., X-ray wavelengths, «Rev. Mod. Phys.», 1967, v. 39, № 1, p. 78; Bearden J. A., Burr A. F., Revaluation of X-ray atomic energy levels, там же, p. 125; Kelly R. L., Palumbo L. J., Atomic and ionic emission lines below 2000 angstroms. Hydrogen through krypton, Wash., 1973; Wavelengths and transition probabilities for atoms and atomic ions, Wash., 1980; Стриганов А. Р., Одинцова Г. А., Таблицы спектральных линий атомов и ионов, М., 1982. *Е. А. Юков.*

СПЕКТРА́ЛЬНАЯ ПЛО́ТНОСТЬ (спектральная интенсивность) в статистической физике — коэффициенты разложения временны́х *корреляционных функций* в интеграл Фурье. Для операторов A и B квантовомеханич. системы с *гамильтонианом* H, хим. потенциалом μ и оператором числа частиц N величина С. п.

$$I_{BA}(\omega)=\int\limits_{-\infty}^{\infty}\langle B(t)A(t')\rangle\exp\{-i\omega(t-t')\}d(t-t'),$$

где $\langle B(t)A(t')\rangle = \mathrm{Sp}[\rho B(t)A(t')]$ — зависящая лишь от $(t - t')$ равновесная временна́я корреляц. ф-ция двух операторов в *Гейзенберга представлении* $B(t) = \exp(i\mathscr{H}t/\hbar)B\exp(-i\mathscr{H}t/\hbar)$, $\mathscr{H} = H - \mu N$, $\rho = Z^{-1}\exp\{-(H - \mu N)/kT\}$ — статистич. оператор для *большого канонического распределения Гиббса*, $Z = \mathrm{Sp}\exp\{-\mathscr{H}/kT\}$, Sp обозначает суммирование диагональных матричных элементов оператора. С. п. можно получить из спектральных представлений *Грина функции*, что затем позволяет вычислить временные корреляц. ф-ции. В том случае, когда A и B эрмитово сопряжённые операторы ($B = A^+$), величина $I_{A^+A} \geqslant 0$. Перестановочность операторов под знаком Sp определяет условие Кубо — Мартина — Швингера (R. Kubo, P. C. Martin, J. Schwinger, 1959) для С. п.:

$$I_{AB}(\omega)=I_{BA}(-\omega)\exp(-\hbar\omega/kT).$$

В более явной форме С. п. можно представить в виде суммы по всем собств. состояниям оператора $\mathscr{H}$ (m и n — квантовые числа):

$$I_{BA}(\omega)=2\pi\sum_{m,n}B_{mn}A_{nm}\exp(-\mathscr{E}_m/kT)\delta(\mathscr{E}_m-\mathscr{E}_n-\hbar\omega).$$

Здесь $\mathscr{E}_m$ и $\mathscr{E}_n$ — собств. значения оператора $\mathscr{H}$, B_{mn} и A_{nm} — матричные элементы операторов A и B по системе собств. ф-ций $\mathscr{H}$, $\delta(\mathscr{E}_m - \mathscr{E}_n - \hbar\omega)$ —