обменного гамильтониана (5), так и при проведении вычислений величины и определения знака обменного параметра A. Совершенно по-особому следует рассматривать магнетики разл. типов (металлические, полупроводниковые и диэлектрические), кристаллы чистых элементов, их разл. сплавы (упорядоченные и неупорядоченные), аморфные твёрдые тела, *металлические стёкла*, *спиновые стёкла* и т. д., а также системы с локализованными или коллективизир. атомными магн. моментами. Во всех этих случаях требуется свой особый подход для выяснения типа обменной связи. Схематич. иллюстрацию ситуации в обменной проблеме для магнетиков даёт наглядная схема, предложенная Херрингом (C. Herring, 1966) (рис.).

Лит.: Heisenberg W., Mehrkörperprobleme und Resonanz in der Quantenmechanik 1—2, «Z. Phys.», 1926, Bd 38, S. 411; 1927, Bd 41, S. 239; его же, Zur Theorie des Ferromagnetismus, «Z. Phys.», 1928, Bd 49, S. 619; его же, Über die Spectra von Atomsystemen mit zwei Elektronen, «Z. Phys.», 1926, Bd 39, S. 499; Heitler W., London F., Wechselwirkung neutraler Atome und homöopolare Bindung nach der Quantenmechanik, «Z. Phys.», 1927, Bd 44, S. 455; Dirac P., Quantum mechanics of many-electronsystems, «Proc. Roy. Soc.», 1929, v. 123, p. 714; Van Vleck J. H., The theory of electric and magnetic susceptibilities, Oxf., 1932; Herring C., в кн.: Magnetism, v. 4, N. Y., 1966; Вонсовский С. В., Магнетизм, М., 1971; Нагаев Э. Л., Магнетики со сложными обменными взаимодействиями, М., 1988.

С. В. Вонсовский.

ОБОБЩЁННАЯ ВОСПРИИМЧИВОСТЬ — характеристика отклика системы на внеш. воздействие. Внеш. силы (механич., электрич., магн.), соответствующие этому воздействию, описываются добавлением к гамильтониану H_0 системы, на к-рую воздействуют, члена вида $xF(t)$, где в классич. случае x — *обобщённая координата* системы, в квантовом случае — соответствующий оператор, $F(t)$ — *обобщённая сила*, связанная с этой координатой (сопряжённая ей). Обобщённая сила определяется только внеш. условиями, она не зависит от свойств системы и является заданной ф-цией времени как в классическом, так и в квантовом случае.

О. в. (ф-ции отклика) на воздействие обладают рядом свойств, не зависящих от конкретного вида внеш. воздействия (напр., свойством аналитичности), что позволяет получить для них общие выражения. Кроме того, через О. в. выражаются нек-рые характеристики системы в отсутствие внеш. поля. Предполагается, что в отсутствие внеш. поля квантовомеханич. среднее значение $\langle x\rangle = 0$. Тогда линейная связь между $\langle x\rangle$ и обобщённой силой $F(t)$ выражается через ф-цию $\varkappa(t-t')$:

$$\langle x(t)\rangle = \int_{-\infty}^{\infty} \varkappa(t-t')F(t')dt'.$$

Отклик $\langle x(t)\rangle$ не может зависеть от $F(t')$ в моменты времени $t < t'$, т. е. $\varkappa(t-t') = 0$ при $t < t'$, что является выражением *причинности принципа*. Выполнив преобразование Фурье, получим

$$\langle x(\omega)\rangle = \varkappa(\omega)F(\omega).$$

Ф-ция

$$\varkappa(\omega) = \int_0^{\infty} \varkappa(t)e^{i\omega t}dt,$$

определяющая поведение системы под действием внеш. поля, наз. О. в. Иногда вводят также обобщённый адмиттанс $Y(\omega) = -i\omega\varkappa(\omega)$ и обобщённый импеданс $Z(\omega) = i/\omega\varkappa(\omega)$.

О. в. $\varkappa(\omega)$ является в общем случае комплексной величиной: $\varkappa(\omega) = \varkappa'(\omega) + i\varkappa''(\omega)$. Поскольку величины $\langle x\rangle$ и $F(t)$ действительны, получаем: $\varkappa'(\omega) = \varkappa'(-\omega)$ и $\varkappa''(\omega) = -\varkappa''(-\omega)$. Мнимая часть О. в. связана с диссипацией энергии в системе. Если на систему действует монохроматич. поле $F(t) = \mathrm{Re} f_0 \exp(-i\omega t)$, то потери Q в единицу времени равны

$$Q = \omega\varkappa''(\omega)|f_0|^2/2.$$

Т. к. в устойчивых системах возможна только диссипация энергии ($Q > 0$), то для них $\omega\varkappa''(\omega) > 0$.

Матем. выражением принципа причинности является отсутствие полюсов у О. в. в верх. полуплоскости комплексной частоты. Это означает, что ф-ции $\varkappa'(\omega)$ и $\varkappa''(\omega)$ удовлетворяют *дисперсионным соотношениям*

$$\begin{Bmatrix}\varkappa'(\omega)\\ \varkappa''(\omega)\end{Bmatrix} = \frac{1}{\pi} P\int_{-\infty}^{\infty} \begin{Bmatrix}\varkappa''(E)\\ -\varkappa'(E)\end{Bmatrix}\frac{dE}{E-\omega}.$$

Здесь P — символ *главного значения интеграла* и предполагается, что $\varkappa \to 0$ при $\omega \to \infty$. Из дисперсионных соотношений и положительности $\omega\varkappa''(\omega)$ следует, что статическая величина $\varkappa(0)$ положительна:

$$\varkappa(0) = \frac{2}{\pi}\int_0^{\infty}\frac{\varkappa''(\omega)}{\omega}d\omega > 0.$$

В общем случае, когда О. в. зависит не только от времени, но и от координат (пространств. дисперсия), необходимо учитывать релятивистский принцип причинности: причина не может влиять на следствие, если их мировые точки разделены пространственноподобным интервалом. Поэтому в однородной системе для фурье-образа О. в. $\varkappa(\boldsymbol{q}, \omega)$ (где $\boldsymbol{q}$ — волновой вектор) получим:

$$\varkappa'(\boldsymbol{q},\omega) = \frac{1}{\pi} P\int_{-\infty}^{\infty}\frac{\varkappa''(E, \boldsymbol{q} - \boldsymbol{u}|E-\omega|/c)}{E-\omega}dE,$$

где параметр $\boldsymbol{u}$ пробегает значения $u < c$, c — скорость света в вакууме ($\boldsymbol{u} = 0$ соответствует обычным дисперсионным соотношениям).

Для определения О. в. по микроскопич. свойствам системы обычно используют *Кубо формулу*

$$\varkappa(\omega) = i\hbar^{-1}\int_0^{\infty} e^{i\omega t}\langle[\hat{x}(t), \hat{x}(0)]\rangle dt$$

(здесь $[a, b]$ обозначает коммутатор величин a и b), откуда можно получить т. н. спектральное представление для О. в.:

$$\varkappa(\omega) = \frac{1}{\hbar}\sum_m |\hat{x}_{nm}|^2\left[\frac{1}{\omega_{nm} - \omega - i0} + \frac{1}{\omega_{nm} + \omega + i0}\right],$$

где $\hat{x}_{nm}$ — матричный элемент перехода из состояния с энергией $\mathscr{E}_n$ в состояние с энергией $\mathscr{E}_m$, а $\omega_{nm} = (\mathscr{E}_m - \mathscr{E}_n)/\hbar$ — соответствующая частота.

Мнимая часть О. в. (а следовательно, и диссипация энергии) связана с флуктуациями величины x при темп-ре T (т. н. *флуктуационно-диссипативная теорема*):

$$\langle x^2(\omega)\rangle = \hbar\varkappa''(\omega)\mathrm{cth}(\hbar\omega/2kT).$$

Для неск. флуктуирующих величин x_i эта теорема обобщается следующим образом:

$$\langle \hat{x}_i(\omega)\hat{x}_\mathbf{k}(\omega)\rangle = (i\hbar/2)\left(\overset{*}{\varkappa}_{\mathbf{k}i} - \varkappa_{i\mathbf{k}}\right)\mathrm{cth}(\hbar\omega/2\mathbf{k}T).$$

Отсюда можно получить важные соотношения симметрии для О. в. В отсутствие внеш. магн. поля $\boldsymbol{H}$: $\varkappa_{i\mathbf{k}}(\omega) = \varkappa_{\mathbf{k}i}(\omega)$. При наличии магн. поля $\varkappa_{i\mathbf{k}}(\omega, \boldsymbol{H}) = \varkappa_{\mathbf{k}i}(\omega - \boldsymbol{H})\varepsilon_i\varepsilon_\mathbf{k}$, где ε_i и $\varepsilon_\mathbf{k}$ принимают значения ± 1 в зависимости от того, как меняются знаки величин x_i и $x_\mathbf{k}$ при обращении времени. Эти соотношения можно рассматривать как обобщение принципа симметрии кинетич. коэф. (см. *Онсагера теорема*).

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Статистическая физика, ч. 1, 3 изд., М., 1976; Зубарев Д. Н., Неравновесная статистическая термодинамика, М., 1971.

О. В. Долгов.

ОБОБЩЁННАЯ МОДЕЛЬ ЯДРА — ядерная модель, одновременно учитывающая как одночастичные (нуклонные), так и коллективные (колебательные и вращательные) степени свободы атомного ядра (см. *Коллективные возбуждения ядра*). О. м. я. представляет собой дальнейшее развитие *оболочечной модели* (независимых нуклонов), к-рая не объясняла ряд опытных фактов: большие величины электрич. *квадрупольных моментов*