ФУРЬЕ́-СПЕКТРОСКОПИ́Я — совокупность спектральных методов, в к-рых для получения спектров используются *фурье-спектрометры*. Ф.-с. исследует спектры в ИК-, субмиллиметровом и др. диапазонах длин волн.

В Ф.-с. спектр вычисляют путём фурье-анализа интерферограммы, получаемой с помощью интерферометра Майкельсона. Сложность получения спектра перекрывается преимуществами Ф.-с. над др. спектральными методами, среди к-рых уменьшение времени регистрации спектра, улучшение отношения сигнал/шум, более высокое разрешение. Наиб. применение Ф.-с. нашла в тех исследованиях, где обычные методы малоэффективны или совсем неприменимы. С помощью Ф.-с. были получены спектры планет в ближней ИК-области в течение неск. часов.

В последние годы Ф.-с. позволила получать не только спектры поглощения и люминесценции, но и спектры комбинац. рассеяния света, возбуждаемые в ближней ИК области спектра. Ф.-с. широко применяется в химии, физике, биологии, в совр. технологиях и для контроля окружающей среды.

Х

ХА́АГА ТЕОРЕ́МА — следствие постулатов аксиоматич. квантовой теории поля, демонстрирующее нетривиальный характер связи свободного и взаимодействующего полей в релятивистской теории. Доказана Р. Хаагом (R. Haag) в 1955. Согласно Х. т., *взаимодействия представление* в строго матем. смысле не существует.

Для простейшего случая нейтрального скалярного поля $\varphi(x)$ Х. т. формулируется следующим образом (для более сложных полей формулировка Х. т. принципиально не изменяется). Пусть существуют две неприводимые системы операторов (т. е. такие, что только оператор, кратный единичному, коммутирует со всеми операторами данной системы) квантованных полей $\varphi_i(x)$, $\dot{\varphi}_i(x)$, $i=1, 2$ [точнее, их сглаженные аналоги (см. *Локальный оператор*) — операторнозначные обобщённые функции], и пусть в соответствующих гильбертовых пространствах существуют единственные вакуумные векторы $|0_i\rangle$. Тогда, если справедливы постулаты релятивистской инвариантности, локальности и спектральности (см. *Аксиоматическая квантовая теория поля*) и операторы $\varphi_i(x)$ связаны унитарным преобразованием $V(t)$:

$$\varphi_2(x, t)=V(t)\,\varphi_1(x, t)\,V^+(t)$$

($^+$ означает эрмитово сопряжение), то соответствующие *Уайтмена функции* $W_n^i(x_1, ..., x_n)$ совпадают при $n\leqslant 4$;

$$W_n^i(x_1...x_n)\equiv\langle 0_i|\varphi_i(x_1)...\varphi_i(x_n)|0_i\rangle.$$

К наиб. существ. физ. результату Х. т. приводит в том случае, когда одно из полей $\varphi_i(x)$ является свободным полем, поскольку из совпадения двухточечных ф-ций Уайтмена следует, что второе поле тоже является свободным. Иными словами, согласно Х. т., взаимодействующее поле $\varphi(x)$ может описывать нетривиальную теорию рассеяния (т. е. теорию, в к-рой оператор матрицы рассеяния отличен от единичного) только тогда, когда не существует *унитарного оператора* $V(t)$, связывающего $\varphi(x)$ со свободным полем.

Отсутствие хорошо определённого оператора $V(t)$ связано с существованием т. н. странных (нефоковских) представлений (см. *Представлений теория*) канонических *перестановочных соотношений* (КПС). В отличие от квантовой механики, т. е. системы с конечным числом степеней свободы, в квантовой теории поля наряду с представлениями, в к-рых существует вакуумный вектор (фоковские представления) и к-рые все унитарно эквивалентны (теорема фон Неймана), возникают также «странные» представления, унитарно не эквивалентные фоковским. Можно сказать, что в этих представлениях в каждом состоянии содержится бесконечное число частиц.

Х. т. показывает, что фоковские представления справедливы только для асимптотич. полей, т. е. при $t\to\pm\infty$. При произвольном конечном t реализуются «странные» представления КПС. Появления «странных» представлений в принципе можно избежать, вводя пространственное «обрезание», т. е. рассматривая теорию в конечном объёме пространства. В этом случае необходимые для справедливости Х. т. условия инвариантности не выполнены. Следовательно, ограничения, налагаемые Х. т., утрачивают силу. Однако в таком подходе возникает сложная матем. проблема снятия «обрезания». Математически корректное построение нетривиальной теории квантованного поля пока осуществлено лишь для простейших случаев (см. *Конструктивная квантовая теория поля*).

Х. т. может служить указанием на возможность столь сингулярного поведения КПС, что сглаживание операторов поля только по пространственным переменным становится невозможным, т. е. необходимо сглаживание и по временно́й переменной.

Лит.: Haag R., On quantum field theories, «Kgl. Danske Videnskab. Selsk., Mat.-Fys. Medd.», 1955, v. 29, № 12; Стритер Р., Вайтман А., PCT, спин и статистика и все такое, пер. с англ., М., 1966; Боголюбов Н. Н., Логунов А. А., Оксак А. И., Тодоров И. Т., Общие принципы квантовой теории поля, М., 1987.

Ю. С. Вернов.

ХА́ББАРДА МОДЕ́ЛЬ — одна из фундам. моделей для описания систем сильно взаимодействующих электронов в кристалле. Модель была предложена в 1963—65 Дж. Хаббардом [1] и получила широкое развитие в последующие годы. Х. м. является осн. моделью для описания *зонного магнетизма* в металлах, фазового *перехода металл — диэлектрик* и разл. аспектов взаимосвязи магн. и электрич. свойств твёрдых тел. Достоинствами модели являются её простота и физ. содержательность.

Гамильтониан. В Х. м. рассматриваются невырожденные по орбитальному состоянию электроны, движущиеся по кристаллич. решётке посредством квантовых переходов (перескоков) с узла на узел и обладающие локальным кулоновским взаимодействием на одном узле. Т. о., гамильтониан модели H содержит всего два параметра: матричный элемент перехода t и параметр кулоновского отталкивания U; в представлении вторичного квантования

$$H=t\sum_{ij\sigma}c_{i\sigma}^{+}c_{j\sigma}+U\sum_{i}n_{i\uparrow}n_{i\downarrow}, \tag{1}$$

где $c_{i\sigma}^{+}$ $(c_{i\sigma})$ — ферми-оператор рождения (уничтожения) электрона на узле i со спином σ, принимающим два значения: $\uparrow$ и $\downarrow$; $n_{i\sigma}=c_{i\sigma}^{+}c_{i\sigma}$ — оператор числа электронов на узле с заданным спином.

Первый член в H описывает электронную зону со спектром

$$\mathscr{E}(k)=2t\sum_{\alpha=1}^{d}\cos k_{\alpha} \tag{2}$$

(для кубич. решётки в пространстве размерностью d), причём параметр решётки положен равным единице. Вместо t можно взять др. величину — ширину зоны $W=2zt$, где z — число ближайших соседей. В двух предельных случаях физ. картина, описываемая гамильтонианом (1), относительно проста. При $U\ll W$ система представляет ферми-жидкость (см. *Квантовая жидкость*), так что затухание квазичастиц (электронов) на поверхности Ферми равно нулю. В системе возможно магн. упорядочение (см. *Магнитная атомная структура*) — ферромагнитное (F) или типа *спиновой плотности волны* (LSW), хотя локализованные магн. моменты отсутствуют. В этих условиях магн. свойства модели хорошо описываются динамической восприимчивостью в приближении хаотических фаз (RPA). Др. предел $U\gg W$ соответствует сильно коррелированной