т. е. анизотропия в (x, y)-плоскости соответствует массе фермиона, а параметр продольного обмена — межфермионному взаимодействию.

Фермионная модель для безмассовых частиц ($m_0=0$, $J_x=J_y$) наз. **моделью Латтинжера**. Она, очевидно, соответствует XXZ-модели в континуальном пределе. Точное решение этой модели может быть получено разными методами. Среди них вызывает интерес метод, основанный на идее **бозонизации** ферми-систем. Оказывается, что модель Латтинжера, а также ряд др. моделей (среди них, напр., уже упоминавшаяся выше модель Хаббарда) демонстрируют совершенно необычное поведение с точки зрения теории обычной ферми-жидкости (системы взаимодействующих фермионов; см. *Квантовая жидкость*). Прежде всего это разделение спиновой и зарядовой степеней свободы и существование двух типов элементарных возбуждений фермиевской природы — нейтральных спинонов и заряж. холонов, а также существование необычных показателей корреляц. ф-ций. В отличие от ферми-жидкости, ф-ция распределения частиц по импульсам в осн. состоянии не имеет скачка на поверхности Ферми. Все эти свойства выделяют системы, к-рые точно решаются методом бозонизации, в особый класс взаимодействующих систем, получивший назв. **жидкости Латтинжера** (см. [8]). Возможно, что эти необычные свойства при нек-рых условиях, в принципе, могут реализоваться и в системах с большой размерностью, что, естественно, позволит описать те эксперим. результаты, к-рые не вписываются в теорию обычной ферми-жидкости (напр., данные по высокотемпературной сверхпроводимости).

Завершая обсуждение XYZ-модели и всех моделей, сводящихся к ней, необходимо заметить, что все они эквивалентны квантовому *синус-Гордона уравнению*, прототипом к-рого является классич. одномерное нелинейное ур-ние. Создание квантового метода обратной задачи стимулировало поиск новых точных решений (см. [10—14]), причём они получены не только для одномерных квантовых систем, но также и для двумерной классич. гейзенберговской модели, где была использована инвариантность относительно конформных преобразований (А. М. Поляков и Вигман [9]).

Лит.: 1) Bethe H., Theorie der Metalle. I. Eigenwerte und Eigenfunktionen der linearen Atom-Kette, «Z. Physik», 1931, Bd 71, S. 205; 2) Baxter R., One-dimensional anisotropic Heisenberg chain, «Ann. Phys.», 1972, v. 70, p. 323; 3) Тахтаджян А. Л., Фаддеев Л. Д., Квантовый метод обратной задачи и XYZ-модель Гейзенберга, «Успехи матем. наук», 1979, т. 34, № 5, с. 13; 4) Yang C. N., Some exact results for many-body problem in one dimension with repulsive delta-function interaction, «Phys. Rev. Lett.», 1967, v. 19, p. 1312; 5) Lieb E. H., Wu F. Y., Absence of Mott transition in an exact solution of short-range 1-band model in 1 dimension, «Phys. Rev. Lett.», 1968, v. 20, p. 1445; 6) Вигман П. Б., Точное решение $s-d$ обменной модели при $T=0$, «Письма в ЖЭТФ», 1980, т. 31, с. 392; 7) Andrei N., Diagonalization of the Kondo — Hamiltonian, «Phys. Rev. Lett.», 1980, v. 45, p. 379; 8) Haldane F. D. M., Luttinger liquid theory of one-dimensional quantum fluids. 1. Properties of the Luttinger model and their extension to the general 1 D interacting spinless Fermi gas, «J. Phys. C», 1981, v. 14, p. 2585; 9) Polyakov A. M., Wiegmann P. B., Theory of non-abelian Goldstone bosons in 2 dimensions, «Phys. Lett. B», 1983, v. 131, p. 121; 10) Бэкстер Р., Точно решаемые модели в статистической механике, пер. с англ., М., 1985; 11) Tsvelick A. M., Wiegmann P. B., Exact results in the theory of magnetic alloys, «Adv. Phys.», 1983, v. 32, p. 453; 12) Годен М., Волновая функция Бете, пер. с франц., М., 1987; 13) Изюмов Ю. А., Скрябин Ю. Н., Статистическая механика магнитоупорядоченных систем, М., 1987; 14) Боголюбов Н. М., Изергин А. Г., Корепин В. Е., Корреляционные функции интегрируемых систем и квантовый метод обратной задачи, М., 1992.

Ю. Н. Скрябин.

ТО́ЧНОСТЬ ИЗМЕРЕ́НИЙ — характеристика качества измерений, отражающая близость результатов измерений к истинному значению измеряемой величины. Чем меньше все систематич. и случайные погрешности измерений, тем больше Т. и.

ТРАЕКТО́РИЯ — кривая, к-рую описывает радиус-вектор $\boldsymbol{r}(t)$ координат тела с течением времени (рис. 1). Понятие «Т.» тесно связано с понятиями «материальная точка» и «уравнения движения». Говорить о траектории имеет смысл лишь в том случае, когда размеры тела малы по сравнению с расстоянием, к-рое оно проходит.

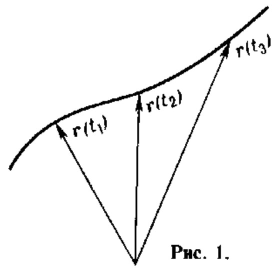

Рис. 1.

Для определения ф-ции $\boldsymbol{r}(t)$ (а следовательно, и Т.) необходимо решить дифференц. ур-ние 2-го порядка, вытекающее из 2-го закона Ньютона:

$$m\ddot{\boldsymbol{r}}(t)=\boldsymbol{F}, \qquad (1)$$

где m — масса тела, $\boldsymbol{F}$ — действующая на него сила.

Ур-ние (1) при заданной $\boldsymbol{F}$ определяет целое семейство траекторий. Выбор к.-л. одной из них осуществляется фиксацией нач. условий, роль к-рых обычно выполняют нач. координаты и скорость тела, $\boldsymbol{r}(t)|_{t=0}=\boldsymbol{r}_0$ и $\dot{\boldsymbol{r}}(t)|_{t=0}=\boldsymbol{v}_0$. Напр., подставляя в качестве силы $\boldsymbol{F}$ в ф-лу (1) силу всемирного тяготения,

$$\boldsymbol{F}=-G\frac{M_{\odot}m}{r^2}\boldsymbol{n}, \qquad (2)$$

где G — гравитационная постоянная, $M_{\odot}$ — масса Солнца, m — масса его спутника, $\boldsymbol{n}$ — единичный вектор, направленный от спутника к Солнцу, r — расстояние между ними, и, решая ур-ние (1), можно доказать [И. Ньютон (I. Newton, 1684)], что Т. движения спутника в зависимости от нач. условий является эллипсом, параболой или гиперболой.

В классич. механике, если известны координаты и скорость тела в к.-л. момент времени, то Т. движения [ф-ция $\boldsymbol{r}(t)$] однозначно определяется законом движения (1).

Представление о Т. движения тела как о нек-рой гладкой кривой, к-рую можно найти, решив ур-ние (1), является чисто макроскопическим. Для микроскопич. тел это не так. Из основных постулатов *термодинамики* следует, что независимо от природы действующих на тело сил среднеквадратичная флуктуация скорости тела, находящегося в термодинамическом равновесии с внеш. средой, описывается ф-лой

$$\langle\Delta v^2\rangle=\langle v^2\rangle-\langle v\rangle^2=\frac{3kT}{m}, \qquad (3)$$

где k — постоянная Больцмана, m — масса тела, T — абс. темп-ра среды, в к-рую тело помещено.

Величина $\langle\Delta v^2\rangle$ при комнатной темп-ре пренебрежимо мала для макроскопич. тел, но для отд. молекул она составляет уже неск. сотен м в секунду. Поэтому Т. движения микроскопич. тела будет представлять собой хаотическую ломаную линию, подобную изображённой на рис. 2. Это почти везде непрерывная и почти нигде недифференцируемая кривая. Она называется **броуновской траекторией** (см. *Броуновское движение*) и обладает тем свойством, что если увеличить любой её фрагмент, то мы увидим такую же кривую. Т., изображённая на рис. 2, является случайной, и имеет смысл говорить лишь о статистич. ансамбле таких Т. Полностью определёнными являются только средние по ансамблю величины. Напр., квадрат ср. смещения частицы $\langle x^2\rangle$ как ф-ция времени t есть [А. Эйнштейн (A. Einstein), 1905]:

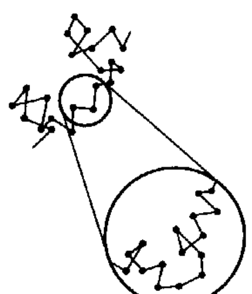

Рис. 2.

$$\langle x^2\rangle=Dt, \qquad (4)$$

где D — коэф. *диффузии*.

Броуновское движение является заданным, если известна ф-ция

$$w(\boldsymbol{r}_1, t_1; \boldsymbol{r}_2, t_2), \qquad (5)$$