Сплошная кривая отделяет ферми-жидкостную область от неферми-жидкостной, к-рая подразделяется на диэлектрич. фазу (при бо́льших U) и металлич. фазу (при меньших U). Разумеется, представленные на рис. 3, 4 фазовые диаграммы достаточно схематичны и должны уточняться (даже в пределе $d \to \infty$).

Подчеркнём, что ур-ния (10) и (11) являются точными ур-ниями для Х. м. в пределе $d \to \infty$, хотя для получения их решения необходимо численно решить вспомогат. задачу об одноприmесной модели Андерсона, к-рая соответствует точной теории ср. поля для Х. м. Т. о., известны (по крайней мере, в принципе) точные решения Х. м. для двух случаев: $d=1$ (Либ и Ву [8]; подробнее см. в ст. *Точно решаемые модели* в квантовой теории поля и в статистической физике) и $d \to \infty$. Возникает вопрос, насколько близко поведение модели при $d=3$ к случаю $d=\infty$. Полного ответа на него ещё нет, однако накопленный опыт исследования в пределе $d \to \infty$ позволяет сделать вывод о том, что эфф. размерность реального пространства можно считать весьма высокой. Отд. сравнения результатов расчётов для $d=\infty$ и $d=3$ подтверждают это. Существуют методы вычисления поправок по параметру $1/d$, дающие хорошее согласие с численными расчётами для трёхмерного случая [9].

Движение дырки в антиферромагнитной матрице. В случае половинного заполнения при конечных U Х. м. сводится к гейзенберговскому антиферромагнетику и для простой кубич. решётки осн. состояние является двухподрешёточным (неелевским) антиферромагнетиком. Наиб. интерес представляет состояние с одной дыркой в такой системе, причём движение дырки и антиферромагн. состояние самосогласованно связаны: дырка при своём движении деформирует антиферромагн. окружение, что, в свою очередь, влияет на её движение. Простейший анализ движения дырки в неелевском антиферромагнетике даёт изинговское приближение, когда обменная энергия двух спинов $\sim(\boldsymbol{S}_1\boldsymbol{S}_2)$ заменяется на $S_1^z S_2^z$, что означает пренебрежение поперечными компонентами во взаимодействии спинов.

При движении дырки в строго неелевском антиферромагнетике вдоль её траектории неизбежно возникает неправильное расположение спинов (рис. 5), требующее затрат энергии $\sim Jl$, где l — длина траектории Вследствие

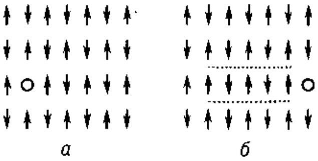

Рис. 5. Движение дырки в антиферромагнитной матрице: *а* — начальное состояние; *б* — конечное состояние. В результате перемещения дырки на длину l возникает область неправильно расположенных спинов («струна») такой же длины.

этого движение дырки становится энергетически невыгодным и она автолокализуется. Центром *автолокализации* дырки (или лишнего электрона) является узел, занятый дыркой, при к-ром сохраняется идеальное антиферромагн. расположение спинов (рис. 5, *а*). Такое состояние является аналогом трёхмерного осциллятора, к-рый формируется частицей, движущейся не в квадратичном, как обычно, а в линейном потенциале [10]. В таком потенциале возникает связанное состояние с энергией $\sim(J/t)^{2/3}t$, отсчитанной от дна зоны. Квазиосцилляторное состояние существенно отличается от поляронного (см. *Полярон*), в к-ром деформация антиферромагн. структуры переносится по решётке дыркой (или электроном), пусть даже с достаточно большой эфф. массой. В квазиосцилляторном состоянии возникающая локальная деформация магн. структуры не переносится по решётке, если не включать поперечных компонент спинов гейзенберговского обменного гамильтониана. Последние разрешают процессы спонтанного переворота спинов, благодаря к-рым может релаксировать созданная деформация структуры и, следовательно, становится возможным движение дырки. Т. о., в изинговском пределе трансляц. движение дырки невозможно (эфф. масса равна бесконечности), спектральная плотность дырки $A(\boldsymbol{k}, \omega)$ с нек-рым фиксированным волновым вектором $\boldsymbol{k}$ не имеет квазичастичного пика; соответствующая дырке спектральная плотность имеет некогерентный характер.

В описанную картину квазиосциллятора следует внести поправку, связанную с тем, что если дырка совершит петлю, перескакивая по соседним узлам, образующим квадратную ячейку двумерной решётки, причём обойдёт её полтора раза, то она окажется на противоположном конце диагонали квадрата, при этом в антиферромагн. решётке не произойдёт никаких изменений. Это означает, что дырка может передвигаться по магн. решётке без затрат энергии на её деформацию. Вклад подобного типа траекторий (петель Тругмана) приводит к конечной подвижности дырки даже в изинговском пределе.

Учёт взаимодействия поперечных компонент спина также приводит к конечной подвижности дырок. Эфф. масса дырки определяется процессом рассеяния на *спиновых флуктуациях* (спиновых волнах). При низких темп-рах возможно испускание *спиновых волн* только с низкими энергиями. Если плотность состояний в спектре низкоэнергетич. спиновых возбуждений мала, то можно ожидать хорошо определённые когерентные состояния дырок как квазичастиц вблизи дна дырочного спектра, к-рые имеют конечное, но не слишком малое время жизни. При более высоких энергиях рассеяние усиливается и квазичастичный пик должен размываться.

Численные расчёты для малых кластеров подтвердили описанную картину движения дырки в квантовом антиферромагнетике. Неожиданным оказалось лишь хорошее количеств. совпадение результатов с картиной квазиосциллятора в изинговском пределе, как если бы поперечные компоненты спинов были эффективно выключены из динамики дырки. Объяснение этому парадоксу даёт рассмотрение t—J-модели, описывающей квантовый антиферромагнетик в пределе бесконечной размерности $d=\infty$, когда вклады в динамику дырки от поперечных компонент исчезают. При учёте поправок $\sim 1/d$ получается результат теории Бринкмана — Райса [11], использовавших приближение, в к-ром учитывались только траектории дырки, возвращающие её в исходную точку, т. е. состоящие из путей, проходимых дыркой туда и обратно. Все др. траектории (напр., типа замкнутых петель) дают вклад более высокого порядка, чем $1/d$. Результаты численных расчётов, проведённых на двумерных кластерах, совпадают с результатами теории с большой размерностью пространства, учитывающей поправки $1/d$.

Теорема Нагаока. Ферромагнетизм. Наряду с двумя известными точными решениями Х. м. для $d=1$ и $d=\infty$ большое значение имеет точное решение в пределе $U \to \infty$, известное как теорема Нагаока [12]. Оно сводится к утверждению: осн. состояние Х. м. в пределе $U \to \infty$ с одной дыркой при половинном заполнении — насыщенный ферромагнетизм, тогда как при строго половинном заполнении ($n=1$) осн. состояние антиферромагнитно. Теорема Нагаока дала основание ожидать, что при конечной концентрации дырок осн. состояние Х. м. будет ферромагнитным при достаточно больших U; однако строго это доказано не было. Более того, численные расчёты с двумя дырками в пределе $U \to \infty$ показали неустойчивость насыщенного ферромагн. состояния. Кроме того, строго показано, что насыщенный ферромагнетизм сохраняется при макроскопич. числе дырок $\sim N^\alpha$ $(0<\alpha<1)$, но при нулевой концентрации их в термодинамич. пределе. Вопрос об осн. состоянии системы в пределе $U \to \infty$ при конечной концентрации дырок остаётся открытым. Очень вероятно, что осн. состояние будет ферромагнитным, но без насыщенного спонтанного момента. Во всяком случае, разл. вариац. методы, включая и метод Гутцвиллера (см. ниже), приводят к ферромагнетизму при достаточно больших U. Др. методы, напр. высокотемпературные разложения или