понент вектора квазиспина), в пределе $n \to \infty$ эквивалентное т. н. сферической модели (квазинепрерывному аналогу *Изинга модели*).

Корреляционная длина и параметр обрезания. В основе построения преобразований РГ для описания *критических явлений* лежит общая физ. идея существенного сокращения эфф. числа степеней свободы макроскопич. физ. системы (аналогично тому, как это имеет место в термо- или гидродинамике при переходе от микроскопич. к макроскопич. описанию). Условиями такого сокращения являются наличие в системе взаимодействий только с коротким радиусом, а также резкое возрастание корреляционной длины ξ (или, что то же, радиуса корреляции r_0) вблизи критич. точки T_c; величина ξ характеризует мин. размер области, в к-рой свойства вещества в достаточной степени передают свойства макроскопич. образца. При больших значениях ξ весьма правдоподобной выглядит гипотеза подобия (см. ниже), приводящая к явлению универсальности, т. е. независимости физ. свойств системы от деталей строения гамильтониана (в т. ч. от значений входящих в него констант связи разл. взаимодействий). Существенными оказываются лишь значения размерностей n и d, где n характеризует симметрию *параметра порядка* (т. е. число компонент вектора спина или квазиспина; см. *Спиновый гамильтониан*), а d — число измерений пространства дискретной решётки; соответственно все квазиспиновые модели подразделяются на классы эквивалентности (n, d) (рис. 1).

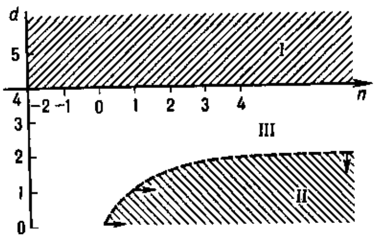

Рис. 1. Основные области I, II, III на (n, d)-плоскости (n — число компонент спина; d — размерность решётки); I — «классическая» область ($d \geqslant 4$) со значениями критических показателей в *среднего поля приближении*; II — область, где фазовый переход отсутствует ($T_c \equiv 0$); III — промежуточная область с соответствующими значениями критических показателей. Граница между областями II и III проходит через точки (0, 0), (1, 1) и (∞, 2).

Уменьшение числа степеней свободы (в единице объёма) при описании критич. явлений проводится обычно посредством перехода от микроскопич. узельных, или «ячеечных», спинов к макроскопич. квазинепрерывным «блочным» спинам, определяемым как нек-рое среднее (разумеется, не в термодинамич. смысле) от b^d дискретных ячеечных спинов. Здесь $b \geqslant 1$ — целое число, указывающее, во сколько раз каждое из d рёбер гиперкубич. спинового «блока» превосходит постоянную исходной решётки. Описанная операция проводится столько раз, сколько необходимо, чтобы линейные размеры блока стали порядка ξ (очевидно, это вполне аналогично операции сглаживания или крупнозернистого усреднения, используемой, напр., в гидродинамике). С др. стороны, переход к блочным спинам, обладающим пространственным разрешением $\sim b$, вполне эквивалентен удержанию в фурье-разложении по векторам $\boldsymbol{k}$ в первой *Бриллюэна зоне* обратной решётки фурье-компонент лишь с $k < \Lambda$, где $\Lambda = 2\pi b^{-1}$ — параметр обрезания. Физически это соответствует пренебрежению коротковолновыми флуктуациями с k, превосходящими Λ, в непрерывном распределении спиновой плотности.

Преобразование Каданова и модель Гинзбурга — Ландау. При переходе от ячеечных к блочным спинам происходит также соответствующий переход от исходного ячеечного к блочному гамильтониану, к-рый осуществляется посредством преобразования Каданова (L. P. Kadanoff, 1966) K_b, обладающего групповым свойством $K_s K_b = K_{sb}$ и приводящего к эфф. зависимости параметров блочного гамильтониана от абс. темп-ры T, внеш. магн. поля $\boldsymbol{H}$ и т. п. Простейший и наиб. употребительный блочный гамильтониан описывает модель Гинзбурга — Ландау (В. Л. Гинзбург, Л. Д. Ландау, 1958) (см. также *Ландау теория* фазовых переходов). Соответствующий гамильтониан можно записать в одной из двух физически эквивалентных форм (см. ниже): как оператор (1), заданный на дискретном пространстве решётки, или как функционал (3) от неоднородного (но с учётом только длинноволновых флуктуаций) пространственного распределения спиновой плотности. Именно,

$$\mathscr{H}[\hat{\sigma}] = b^d \sum_x \{a_0 + a_2 \hat{\sigma}_x^2 + a_4 \hat{\sigma}_x^4 + \\ + c\frac{b^{-2}}{2} \sum_y{}' (\hat{\boldsymbol{\sigma}}_x - \hat{\boldsymbol{\sigma}}_{x+y})^2 - \boldsymbol{h}\hat{\boldsymbol{\sigma}}_x\}, \qquad (1)$$

где блочный спин $\boldsymbol{\sigma}_x$ определён как полный спин блока, отнесённый к числу узлов (ячеек) в блоке b^d ($\boldsymbol{x}$ — радиус-вектор центра блока), $\boldsymbol{\sigma}_x = b^{-d} \sum_f \boldsymbol{\sigma}_f$; слагаемое, пропорц. c в (1), описывает взаимодействие между блоками градиентного типа (штрих у знака суммы указывает, что суммирование идёт по $2d$ блокам $\boldsymbol{y}$ — ближайшим соседям блока $\boldsymbol{x}$). Здесь $\boldsymbol{h}$ — внеш. магн. поле, коэф. a_0, a_2, a_4 и c зависят от T (как и возможные, в принципе, коэф. a_6, a_8, ... при более высоких чётных степенях спинов) и являются гладкими (несингулярными) ф-циями T и др. параметров, в т. ч. и в самой критич. точке. Последнее свойство обусловлено короткодействующим характером исходного взаимодействия между ячеечными (а следовательно, и блочными) спинами, причём каждое слагаемое в $\mathscr{H}[\hat{\sigma}]$ описывает локальные свойства и относится к конечному числу ($\sim b^d$) спинов.

С др. стороны, учитывая, что величина

$$\boldsymbol{\sigma}(\boldsymbol{x}) = L^{-d/2} \sum_k \sigma_k \exp(i\boldsymbol{kx}) \; (|\boldsymbol{k}| < \Lambda = 2\pi b^{-1}) \qquad (2)$$

описывает спиновую конфигурацию в масштабах вплоть до $b \sim \Lambda^{-1}$, имеем

$$\mathscr{H}[\sigma] = \int d^d x \{a_0 + a_2 \boldsymbol{\sigma}^2(\boldsymbol{x}) + a_4 \boldsymbol{\sigma}^4(\boldsymbol{x}) + \\ + c(\nabla \boldsymbol{\sigma}(\boldsymbol{x}))^2 - \boldsymbol{h\sigma}\}, \qquad (3)$$

где $\boldsymbol{\sigma}^2 \equiv \boldsymbol{\sigma}(\boldsymbol{x})\boldsymbol{\sigma}(\boldsymbol{x}) = \sum_{i=1}^{n} (\sigma_i(\boldsymbol{x}))^2$, $\boldsymbol{\sigma}^4 = (\boldsymbol{\sigma}^2)^2$, $(\nabla\boldsymbol{\sigma})^2 = \sum_{\alpha=1}^{d} \sum_{i=1}^{n} (\partial \sigma_i / \partial x_\alpha)^2$; используя (2), можно записать (3) в наиб. часто применяемой форме (при $a_0 = 0$, $h = 0$) с общепринятыми обозначениями $a_2 = r_0$, $a_4 = u$:

$$\mathscr{H}[\sigma] = \frac{1}{2} \sum_{k,i} (r_0 + c\boldsymbol{k}^2) |\sigma_{ik}|^2 + \\ + \frac{u}{8} L^{-d} \sum_{k,k',k'',i,j} \sigma_{ik} \sigma_{ik'} \sigma_{jk''} \sigma_{j,-k-k'-k''}; \qquad (4)$$

суммирование по i и j проводится от 1 до n, а модули всех волновых векторов под знаком суммы ограничены сверху величиной Λ.

Масштабное преобразование и размерности. Наряду с построением блочной спиновой конструкции путём последовательного применения преобразования Каданова, при определении РГ для критич. явлений используется масштабное преобразование $\boldsymbol{x} \to \boldsymbol{x}' = \boldsymbol{x}/s$ (соответственно $\boldsymbol{k} \to \boldsymbol{k}' = s\boldsymbol{k}$), при к-ром физ. система «сжимается» в s раз по каждому направлению. Тогда после двойного преобразования Каданова K_{sb} размер sb спиновых блоков вновь уменьшается до исходной величины b, однако в блочный гамильтониан войдут перенормированные спины $\boldsymbol{\sigma}'_{x'} = \lambda_s \boldsymbol{\sigma}_{x/s}$, где $\lambda_s = s^a$ (a не зависит от s), так что $\lambda_s \lambda_{s'} = \lambda_{ss'}$. Вообще говоря, в связи с масштабными преобразованиями, принято вводить масштабные, или аномаль-