

О СТАТИСТИКЕ БИНАРНОГО УПОРЯДОЧИВАЮЩЕГОСЯ СПЛАВА В ОДНОМЕРНОЙ КВАЗИПЕРИОДИЧЕСКОЙ РЕШЕТКЕ

Д. А. БАДАЛЯН, В. М. ГАСПАРЯН,
Ереванский государственный университет
А. Ж. ХАЧАТРЯН

Ереванский государственный инженерный университет

(Поступила в редакцию 19 сентября 1994 г.)

Развита статистико-термодинамическая теория упорядочения бинарного сплава в одномерной квазипериодической решетке. Сначала задача упорядочения рассматривается в рамках наиболее общей неоднородной модели. Получены асимптотические решения при низких, а также высоких температурах. Затем, как частный пример, исследуются термодинамические свойства квазипериодических решеток Фибоначчи. На кривой температурной зависимости теплоемкости у некоторых решеток возникает ранее не известный дополнительный максимум.

1. В связи с обнаружением икосаэдрической симметрии в закаленном бинарном сплаве Al - Mn [1] и недавними экспериментами в квазипериодических сверхструктурах [2-4], в настоящее время уделяется большое внимание исследованию физических свойств квазипериодических одномерных (1Д) систем. В качестве простой модели для 1Д квазипериодической решетки можно использовать "решетку Фибоначчи" (РФ), которая получается из двух "структурных" элементов А и В при многократном применении операции

$$S_{n+1} = S_n \cup S_{n-1}, \quad (n \geq 1, S_0 = B, S_1 = A). \quad (1)$$

Например, если под А и В подразумевать два отрезка различной длины (2 постоянные решетки), то конструирование РФ, в соответствии с (1), производится по следующей схеме:

$B \rightarrow A \rightarrow AB \rightarrow ABA \rightarrow ABAAB \rightarrow ABAABA \rightarrow ABAABAABA \rightarrow \dots$

Полное число элементов в (n+1)-ом "блоке" определяется числом Фибоначчи f_{n+1} , которое выражается обычной формулой

$$f_{n+1} = f_{n-1} + f_n, (n \geq 1, f_0 = f_1 = 1). \quad (2)$$

Также могут быть построены более сложные РФ с обобщением (1)

$$S_{n+1} = S_n^x \cup S_{n-1}^y, \quad (3)$$

где x, y - целые положительные числа. Обобщенные числа Фибоначчи при этом определяются из формулы

$$f_{n+1} = x \cdot f_{n-1} + y \cdot f_n. \quad (4)$$

Отношение $f_n / f_{n-1} = \theta_{x,y}$, при $n \rightarrow \infty$ приводит к формуле

$$\theta_{x,y} = [y + (y^2 + 4x)^{1/2}] / 2.$$

В частном случае $x = y = 1$ получаем "золотую середину":

$$\theta_{1,1} = (1 + \sqrt{5}) / 2.$$

Спектральные свойства РФ исследованы в ряде работ [5-16]. Термодинамические свойства изучены на примере изинговской цепочки спинов в нулевом магнитном поле [9, 17]. В качестве элементов А и В использованы пары ближайших спинов с двумя константами взаимодействия. Мы рассмотрим упорядочение атомов двух типов в 1Д квазипериодической решетке. В этом случае должен фигурировать химический потенциал, эквивалентный учету внешнего магнитного поля в модели Изинга.

2. Рассмотрим сплав замещения, состоящий из атомов двух сортов, которые выстроены в одномерную цепочку с произвольными неравными взаимодействиями между ближайшими атомами (неоднородная модель). Выпишем гамильтониан бинарного сплава с парным взаимодействием. Введем величину $V_{12}(j, j')$ - энергию взаимодействия атомов сорта 1 в узле j и сорта 2 в j' ; $V_{11}(j, j')$ - энергию взаимодействия атомов сорта 1 в j и j' ; $V_{22}(j, j')$ - энергию взаимодействия атомов сорта 2 в j и j' . Легко видеть, что

$$V_{\alpha\alpha'}(j, j') = V_{\alpha\alpha'}(j', j) = V_{\alpha'\alpha}(j, j') \quad (\alpha, \alpha' = 1, 2).$$

Интересующая нас часть гамильтониана, зависящая от расположения атомов, примет вид:

$$H = 1/2 \sum_{j,j'} \{ V_{11}(j,j') c_j c_{j'} + V_{12}(j,j') c_j (1 - c_{j'}) + V_{21}(j,j') \cdot \\ \cdot (1 - c_j) c_{j'} + V_{22}(j,j') (1 - c_j) (1 - c_{j'}) \} , \quad (5)$$

где c_j - случайные функции, равные единице, если в узле j находится атом сорта 1 и равные нулю, если в узле j находится атом сорта 2 [18]. Далее удобно вместо c_j ввести величины σ_j , равные +1, если узел j занят атомом 1, и -1, если он занят атомом 2. Так что $c_j = (1 + \sigma_j)/2$. Преобразуя (5) и учитывая взаимодействие лишь ближайших соседей, получим гамильтониан неоднородной модели бинарного сплава:

$$H = H_0 - \sum_{j=1}^N \phi_j \sigma_j - \sum_{j=1}^N W_j \sigma_j \sigma_{j+1} . \quad (6)$$

Здесь H_0 - константа, не зависящая от конфигурации атомов,

$$\phi_j = 1/4 \sum_j [V_{22}(j,j') - V_{11}(j,j')] , \quad (j' = j+1) , \\ -4W_j = V_{11}(j,j+1) + V_{22}(j,j+1) - 2V_{12}(j,j+1)$$

- энергия смещения (если $2V_{12} < V_{11} + V_{22}$, то атомы 1 и 2 стремятся чередоваться друг за другом). Имеет место условие сохранения числа атомов:

$$\sum_{j=1}^N \sigma_j = (2c-1)N , \quad (7)$$

где $c = N_1 / N$ - концентрация атомов 1, N_1 - число атомов 1, N - полное число атомов. Подчеркнем, что возникновение зависящего от узла j локального поля ϕ_j в (6) связано с нарушением трансляционной симметрии в неоднородной модели.

Статистическая сумма бинарного сплава, отвечающая гамильтониану (6), имеет вид

$$Z = \sum_{\sigma_1 = \pm 1} \dots \sum_{\sigma_N = \pm 1} \exp \left\{ \beta \sum_j (\mu + \phi_j) \sigma_j + \beta \sum_j W_j \sigma_j \sigma_{j+1} \right\} , \quad (8)$$

где $\beta = 1/k_B T$ - обратная температура, μ - химический потенциал, определяемый из условия сохранения числа частиц (7).

Для однородной модели ($W_1 = W_2 = \dots = W$, $\phi_j = \text{const}$)

расчет Z обычно производится матричным методом (см., напр., [19]). Следуя этому методу, введем матрицу переноса P_j второго порядка с матричными элементами

$$P_j(\sigma_j, \sigma_{j+1}) = \exp(\tilde{\mu}_j \sigma_j + \tilde{W}_j \sigma_j \sigma_{j+1}), \quad (9)$$

где $\sigma_j = \pm 1$ определяет две строки, а $\sigma_{j+1} = \pm 1$ два столбца матрицы

$P_j(\tilde{\mu}_j = \beta(\mu + \phi_j), \tilde{W}_j = \beta W_j)$. Тогда

$$P_j = \begin{pmatrix} \exp(\tilde{\mu}_j + \tilde{W}_j) & \exp(\tilde{\mu}_j - \tilde{W}_j) \\ \exp(-\tilde{\mu}_j - \tilde{W}_j) & \exp(-\tilde{\mu}_j + \tilde{W}_j) \end{pmatrix} \quad (10)$$

Теперь Z замкнутой цепочки атомов $\sigma_1 = \sigma_{N+1}$ запишется в виде

$$\begin{aligned} Z &= \sum_{\sigma_1 = \pm 1} \dots \sum_{\sigma_{N+1} = \pm 1} P(\sigma_1, \sigma_2) P_2(\sigma_2, \sigma_3) \dots P_N(\sigma_N, \sigma_1) = \\ &= \text{Sp } P_1 P_2 \dots P_N = \text{Sp } P. \end{aligned} \quad (11)$$

В однородной модели все матрицы переноса одинаковы и $P = P_j^N$. Следующая ступень в обычном подходе - определение суммы диагональных элементов (или следа) матрицы $P = P_j^N$, которое сводится к нахождению максимального собственного значения P_j . Однако для сплава с неоднородным взаимодействием матрицы P_j не коммутируют между собой и мы сталкиваемся со сложной проблемой вычисления произведения практически бесконечного числа произвольных двухрядных матриц. В этом и заключается главная трудность решения поставленной задачи.

Чтобы упростить задачу, преобразуем (11) к виду (см. Приложение)

$$Z = K(\mu, T) \prod_j \text{ch } \tilde{W}_j, \quad (12)$$

где

$$K(\mu, T) = \sum_{\{S_j\}} \prod_{j'=1}^N \lambda_{S_{j'}}^{(j')} \cdot a_1(S_1 S_2) a_2(S_2 S_3) \dots a_N(S_N S_1), \quad (13)$$

$$\lambda_{1(2)}^{(j')} = \exp(\mp \tilde{\mu}_{j'}), \quad a_j(S_j, S_{j+1}) = 1 + \varepsilon_j \exp i\pi(S_j + S_{j+1}),$$

$$\varepsilon_j = th \tilde{W}_j, \quad \text{Равенство (12) при } \mu = \phi_j = 0, \quad \lambda_{S_j}^{(j)} = 1,$$

$$\sum_{\{S_j\}} a_1 a_2 \dots a_N = 2^N (1 + \prod_j \varepsilon_j) \quad \text{приводит (для больших } N) \text{ к}$$

известному результату для неоднородной модели Изинга в нулевом магнитном поле:

$$Z_0 = 2^N \prod_j ch \tilde{W}_j, \quad (14)$$

полученному в [20] другим способом. В случае бинарного сплава получение замкнутого выражения для (13), даже при эквиатомном составе ($c = 0,5$) столь же сложно, что и вычисление исходного выражения (11). Однако с помощью (12) можно рассчитать термодинамические функции неоднородной модели сплава в предельных случаях высоких и низких температур.

При низких температурах ($\tilde{W}_j \gg 1$) $\varepsilon_j \cong 1$. Введем матрицу переноса $\bar{a}_j$ с матричными элементами

$$\bar{a}_j(S_j, S_{j+1}) = \sqrt{\lambda_{S_j}^{(j)} \lambda_{S_{j+1}}^{(j+1)}} [1 + \exp i\pi(S_j + S_{j+1})]. \quad (15)$$

Матрица $\bar{a}_j$ имеет вид

$$\bar{a}_j = \begin{pmatrix} 2 \exp[-1/2(\tilde{\mu}_j + \tilde{\mu}_{j+1})] & 0 \\ 0 & 2 \exp[1/2(\tilde{\mu}_j + \tilde{\mu}_{j+1})] \end{pmatrix} \quad (16)$$

Функция $K(\mu, T)$ представляет собой след от произведения коммутирующих матриц (16). Вычисление для больших N дает

$$Z_{\text{низк}} = Z_0 \exp \beta(N\mu + \sum_j \phi_j). \quad (17)$$

При высоких температурах ($\tilde{W}_j \ll 1$) $\varepsilon_j \approx 0$, $\bar{a}_j(S_j, S_{j+1}) \cong 1$, так что $K(\mu, T) \approx \alpha^N \prod_j ch \tilde{\mu}_j$.

Следовательно,

$$Z_{\text{вмс}} = Z_0 \prod_j ch \tilde{\mu}_j. \quad (18)$$

При промежуточных значениях $\tilde{W}_j$ произведение величин a_j удобно представить в виде $a_1 a_2 \dots a_N = 1 + \sum_{j=1}^N \sum_{I=1}^N A_I^{(j)}$, где $A_I^{(j)}$ есть I-й главный минор J-го порядка определителя

$$D = \begin{vmatrix} \varepsilon_1 \exp i\pi(S_1 + S_2) & 0 & \dots & \dots \\ 0 & \varepsilon_2 \exp i\pi(S_2 + S_3) & 0 & \dots \\ \vdots & 0 & \vdots & \vdots \\ \vdots & \vdots & \dots & \varepsilon_N \exp i\pi(S_N + S_1) \end{vmatrix},$$

а суммирование по I распространяется на все главные миноры этого порядка. Например, в приближении, когда учитываются лишь главные миноры первого порядка, получим

$$Z = Z_0 [(1 + \hat{R}) \prod_j ch \tilde{\mu}_j], \quad (19)$$

$$\text{где } \hat{R} = \sum_{I=1}^N \varepsilon_I \partial^2 / \partial \tilde{\mu}_I \partial \tilde{\mu}_{I+1}, \quad (\tilde{\mu}_{N+1} = \tilde{\mu}_1).$$

3. Описание упорядочения атомов в РФ представляет собой частный случай модели с неоднородным взаимодействием. Допустим, что каждая функция $V_{\alpha\alpha'}(j, j+1)$ может принимать только два значения $V_{\alpha\alpha'}(A)$ и $V_{\alpha\alpha'}(B)$. Соответственно $W_j = (W_A, W_B)$ и $\phi_j = (\phi_A, \phi_B)$. Предположим, что последовательности этих величин подчиняются правилу (1). Обозначим число A-связей в (n+1)-ом "блоке" через $N_{n+1}^{(A)}$, а число B-связей - через $N_{n+1}^{(B)}$. Отношение $N_{n+1}^{(A)} / N_{n+1}^{(B)} = f_n / f_{n-1}$ (см. также схему, приведенную в начале статьи). Доля A-связей в "блоке" S_∞ определяется величиной $P_{x,y}$:

$$P_{x,y} = \lim_{n \rightarrow \infty} N_{n+1}^{(A)} / (N_{n+1}^{(A)} + N_{n+1}^{(B)}) = \theta_{x,y} / (1 + \theta_{x,y}). \quad (20)$$

Число A -связей $N^{(A)}$ и число B -связей $N^{(B)}$ в РФ из N узлов равно

$$N^{(A)} = P_{x,y} N, \quad N^{(B)} = (1 - P_{x,y}) N. \quad (21)$$

Используя (17), (18), (21), получим статистическую сумму бинарного сплава в РФ при низких и высоких температурах:

$$Z_{\text{низк}}^{\phi} = Z_0^{\phi} \exp \left\{ N\beta [\mu + P_{x,y} \phi_A + (1 - P_{x,y}) \phi_B] \right\}, \quad (22)$$

$$Z_{\text{выс}}^{\phi} = Z_0^{\phi} [ch\beta(\mu + \phi_A)]^{P_{x,y}N} [ch\beta(\mu + \phi_B)]^{(1-P_{x,y})N}, \quad (23)$$

где

$$Z_0^{\phi} = 2^N (ch\tilde{W}_A)^{P_{x,y}N} (ch\tilde{W}_B)^{(1-P_{x,y})N}.$$

Свободная энергия на один узел дается выражениями:

$$N^{-1} F_{\text{низк}}^{\phi} = \varphi_0 - [\mu + P_{x,y} \phi_A + (1 - P_{x,y}) \phi_B], \quad (24)$$

$$N^{-1} F_{\text{выс}}^{\phi} = \varphi_0 - \beta^{-1} [P_{x,y} \ln ch\beta(\mu + \phi_A) + (1 - P_{x,y}) \ln ch\beta(\mu + \phi_B)]. \quad (25)$$

$$\text{Здесь } \varphi_0 = -\beta^{-1} [P_{x,y} \ln 2ch\tilde{W}_A + (1 - P_{x,y}) \ln 2ch\tilde{W}_B]. \quad (26)$$

Уравнение для нахождения μ получается из формул (7), (8):

$$\beta^{-1} \partial \ln Z / \partial \mu = N(2c - 1) \quad (27)$$

Подставляя (24) в (27), можно легко убедиться, что эти уравнения совместимы, если $\mu = const$, $c=0,5$ (другая возможность $c=1$, μ - произвольная функция, не имеет физического смысла). Отсюда следует, что второе слагаемое в (24) является несущественной константой. При высоких температурах из (25), (27) получим

$$P_{x,y} th\beta(\mu + \phi_A) + (1 - P_{x,y}) th\beta(\mu + \phi_B) = 2c - 1. \quad (28)$$

Придавая величинам ϕ_A , ϕ_B , c , $P_{x,y}$ конкретные значения, получим зависимость μ от T .

Для иллюстрации влияния квазипериодичности решетки на термодинамические свойства мы рассмотрим теплоемкость РФ. Для большей наглядности исследуем точно решаемую модель Изинга в

нулевом поле. Свободная энергия этой модели [17] совпадает с выражением (26), если под W_A , W_B подразумевать обменные интегралы J_A и J_B . Ход $C(T)$ теплоемкости получим дифференцированием (26) дважды по температуре:

$$C / k_B N = [P_{x,y} \tilde{W}_A^2 sch^2 \tilde{W}_A + (1 - P_{x,y}) \tilde{W}_B^2 sch^2 \tilde{W}_B]. \quad (29)$$

Пользуясь формулой (29), можно найти зависимость приведенной теплоемкости от T при различных значениях $\nu = W_B / W_A$ и $P_{x,y}$. Эта зависимость показана на рисунке. Здесь видно, что по сравнению с обычной моделью Изинга (кривая 1) [21] высота максимума C уменьшается и несколько смещается в сторону низких T (при уменьшении ν). Однако, главное различие заключается в том, что при самых низких температурах и малых значениях ν возникает дополнительный максимум. Этот максимум сглаживается с уменьшением $P_{x,y}$. Ход теплоемкости характеризует скорость изменения степени ближнего порядка в кристалле. Таким образом, квазипериодичность решетки приводит хотя и к небольшому, но неожиданному изменению поведения ближнего порядка в РФ при низких температурах.

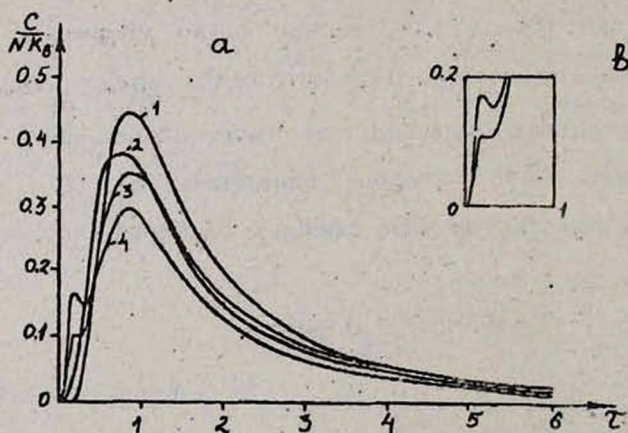


Рис.1. Зависимость теплоемкости в нулевом поле от температуры $\tau = k_B T / W_A$ для линейной цепочки спинов.

1 - идеальная решетка ($\nu = 1$); 2 - $P\Phi$ ($\nu = 0.5, x = 1, y = 1$).
3 - $P\Phi$ ($\nu = 0.2, x = 1, y = 1$); 4 - $P\Phi$ ($\nu = 0.2, x = 1, y = 3$).

Проведение исследования, описанного в этой публикации, во многом стало возможным благодаря Гранту N° MVLOOO от Международного Научного Фонда.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Мы будем действовать по индукции, начав с выражения $Z^{(2)} = Sp P_1 P_2$. Непосредственной проверкой можно убедиться, что

$$Z^{(2)} = Sp P_1 P_2 = Sp L_1 G_1 L_2 G_2, \quad (\Pi.1)$$

где

$$L_j = \begin{pmatrix} ch \tilde{\mu}_j & -sh \tilde{\mu}_j \\ -sh \tilde{\mu}_j & ch \tilde{\mu}_j \end{pmatrix}, \quad G_j = \begin{pmatrix} 2ch \tilde{W}_j & 0 \\ 0 & 2sh \tilde{W}_j \end{pmatrix}. \quad (\Pi.2)$$

Запишем (II.1) в виде

$$Z^{(2)} = \sum_{k, g, m, l} (L_1)_{kg} (G_1)_{gm} (L_2)_{ml} (G_2)_{lk}, \quad (\Pi.3)$$

где $(L_j)_{kg}$ — матричный элемент L_j . Выразим матричные элементы оператора L_j через билинейное разложение

$$(L_j)_{kg} = \sum_{s_j=1}^2 \lambda_{s_j}^{(j)} V_{s_j}^k V_{s_j}^g, \quad (\Pi.4)$$

где $V_{s_j}^k$ — собственный вектор, $\lambda_{s_j}^{(j)}$ — собственные значения оператора L_j . Матрицы L_j отвечают следующие собственные значения и собственные векторы:

$$\lambda_1^{(j)} = \exp(-\tilde{\mu}_j), \quad \lambda_2^{(j)} = \exp(\tilde{\mu}_j),$$

$$V_1^k = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix}, \quad V_2^k = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ -1 \end{pmatrix}. \quad (\Pi.5)$$

Аналогично

$$(G_j)_{gm} = \sum_{l_j} \gamma_{l_j}^{(j)} U_{l_j}^g U_{l_j}^m, \quad (\Pi.6)$$

где

$$\gamma_1^{(i)} = 2ch\tilde{W}_j, \quad \gamma_2^{(j)} = 2sh\tilde{W}_j \quad (\text{П.7})$$

$$U_1^x = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad U_2^x = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}.$$

Подставляя (П.4), (П.6) в (П.3), получим

$$Z^2 = \sum_{s_1 s_2 l_1 l_2} \lambda_{s_1}^{(1)} \lambda_{s_2}^{(2)} \gamma_{l_1}^{(1)} \gamma_{l_2}^{(2)} Q_{s_1 l_1} Q_{l_1 s_2} Q_{s_2 l_2} Q_{l_2 s_1}, \quad (\text{П.8})$$

где $Q_{l, s_j} = \sum_{k=1}^2 U_{l, s_j}^k V_{s_j}^k$. Используя (П.5), (П.7), находим

$$Q_{l, s_j} = 1/\sqrt{2} (\delta_{l, j, 1} - \delta_{l, j, 2} \exp i\pi S_{j'}) \quad (\text{П.9})$$

($\delta_{l, k}$ — символ Кронекера). Вычисление (П.8) дает

$$Z^{(2)} = ch\tilde{W}_1 ch\tilde{W}_2 \sum_{s_1 s_2} \lambda_{s_1}^{(1)} \lambda_{s_2}^{(2)} a_1(s_1, s_2) a_2(s_1, s_2), \quad (\text{П.10})$$

где $a_j(s_j, s_{j'}) = 1 + \varepsilon_j \exp i\pi(s_j + s_{j'})$; $\varepsilon_j = \gamma_2^j / \gamma_1^j$.

Формула (П.10) немедленно обобщается на общий случай $Z = Z^{(N)}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. D. Shechtman, I. Blech, D. Gratias, J.W. Cahn. Phys. Rev. Lett., 53, 1951 (1984).
2. R. Merlin, K. Bajema, F. Y. Juang et al. Ibid., 55, 1768 (1985).
3. J. Todd, R. Merlin, R. Clarke et al. Ibid., 57, 1157 (1986).
4. M.W.C. Dharma-Wardana, A.H. MacDonald, D.J. Lockwood et al. Ibid., 58, 1761 (1987).
5. M. Kohmoto, L.P. Kadanoff, C. Tang. Ibid., 50, 1870 (1983).
6. M. Kohmoto, J.R. Banavar. Phys. Rev., B 34, 563 (1986).
7. M. Kohmoto, C. Tang. Ibid., 34, 2041 (1986).
8. F. Nori, J. P. Rodriguez. Ibid., 34, 2207 (1986).
9. J. P. Lu, T. Odagaki, J.L. Birman. Ibid., 33, 4809 (1986).
10. M. Kohmoto, B. Sutherland, C. Tang. Ibid., 35, 1020 (1987).
11. M. Holzer. Ibid., 38, 5756 (1988).
12. G. Gumbs, M.K. Ali. Phys. Rev. Lett., 60, 1081 (1988).
13. J.Q. You, Q.B. Yang. J. Phys. Condens. Matter, 2, 2093 (1990).

14. H. Botter, G. Kasner. Phys. stat. sol.(b), 162, 489 (1990).
15. L.N. Gumen, O.V. Usatenko. Ibid., 162, 387 (1990).
16. P.K. Ghosh. Phys. Lett., A, 161, 153 (1991).
17. P.K. Ghosh. Ibid., 189, 275 (1989).
18. А.Г. Хачатурян. Теория фазовых превращений и структура твердых растворов. М.: Наука, 1974.
19. М.А. Кривоглаз, А.А. Смирнов. Теория упорядочивающихся сплавов. М.: Физматгиз, 1958.
20. Г.Стенли. Фазовые переходы и критические явления. М.: Мир, 1973.
21. H.A. Kramers, G.H. Wannier. Phys. Rev., 60, 252 (1941).

**ON STATISTICS OF BINARY ORDERED ALLOY
IN ONE-DIMENSIONAL QUASIPERIODICAL LATTICE
D.ABADALIAN, V.M. GASPARIAN, ASH. GH. KHACHATRIAN**

The statistical - thermodynamical theory of ordering of binary alloy in the one-dimensional quasiperiodical lattice is developed. At the beginning, the problem of ordering is considered in case of more general ununiform model. The asymptotic solutions for low and high temperatures are obtained. Then, the obtained results are applied to the thermodynamical properties of quasiperiodical Fibonacci's lattices. A formerly unknown additional maximum arises on the curve of the temperature dependence of heat capacity in some lattices.

**ՄԻԱՉԱՓ ԲՎԱԶԻՊԱՐԲԵՐԱԿԱՆ ՑԱՆՑԻ ԲԻՆԱՐ ԿԱՐԳԱՎՈՐՎՈՂ
ՀԱՄԱՉՈՒՎԱԾՔԻ ՎԻՃԱԿԱԳՐՈՒԹՅԱՆ ՄԱՍԻՆ
Դ.Ա. ԲԱԴԱԼՅԱՆ, Վ.Մ.ԳԱՍՊԱՐՅԱՆ, Ա.Գ.ԽԱՉԱՏՐՅԱՆ**

Զարգացված է միաչափ քվազիպարբերական ցանցում բինար համաձուլվածքի կարգավորման վիճակագրական ջերմադինամիկական տեսություն: Մկզբում խնդիրը դիտարկվում է ավելի ընդհանուր, ոչ համասեռ մոդելի դեպքում: Ստացված են ասիմպտոտիկ լուծումներ ցածր և բարձր ջերմաստիճանների համար: Այնուհետև, որպես մասնավոր օրինակ, ուսումնասիրվում են Փիբոնաչիի քվազիպարբերական ցանցերի համար, ջերմունակության ջերմաստիճանային կախվածության կորի վրա նայումովում է նախկինում անհայտ լրացուցիչ մաքսիմում: