

УЧЕТ ДАЛЬНОДЕЙСТВУЮЩЕГО И КОРОТКОДЕЙСТВУЮЩЕГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ В КОНДЕНСИРОВАННОЙ СРЕДЕ

Разработанные ранее подходы учета дальнего и короткого взаимодействия в конденсированной среде переносятся на описания кристаллических ионных систем и токопроводящих керамик, основные особенности которых можно описать, опираясь на решеточные теории. В связи с тем, что свойства таких систем можно передать, совмещая модель идеального кристалла с групповым разложением по маероподобным функциям, с помощью которых на свойства идеального кристалла накладываются корреляции, представляется оправданным объединить подходы, разработанные ранее для учета эффектов дальнего взаимодействия в существенно неоднородных средах, к которым и относятся токопроводящие керамики, являясь ионными системами.

Представляя энергию системы суммой парных взаимодействий $V(i, j)$ и $\Phi(i, j)$ близко- и дальнедействующих потенциалов частиц в i и j положениях, представим конфигурационный интеграл в форме

$$Q_N = Q_N^0 \langle \exp \left(-\beta \sum_{i \neq j} V(i, j) \prod_{i=1}^N \prod_{j=1}^N (1 + f_{ij}) \right) \rangle_0, \quad (6)$$

$$f_{ij} = \exp \left(-\beta (\Phi(i, j)) - \varphi_j(i) - \varphi_i(j) \right) - 1, \quad (7)$$

где Q_N^0 – конфигурационный интеграл идеального кристалла, выраженный через одночастичные ячеечные потенциалы средних сил $\varphi_j(i)$, f_{ij} – майероподобная функция.

Последующее разложение (1) по функциям (2) позволяет записать систему замкнутых уравнений

$$\exp(-\beta \varphi_j(i)) = \frac{1}{Q_j} \int_{v_j} g_{i,j} \exp(-\beta \Phi(i, j)) \cdot \exp \left(-\beta \sum_{k \neq i, j} \varphi_k(j) \right) dj. \quad (8)$$

Система (3) отличается от использованной ранее тем, что ядро этой системы, помимо точечного короткогодействующего потенциала, содержит бинарную функцию для кулоновского взаимодействия

$$g_{1,2} = \int_{v_3} \dots \int_{v_N} \exp \left(-\beta \sum_{e, m=1}^N V(e, m) \right) F_0(3), F_0(4) \dots F_0(N) \cdot d3 d4 \dots dN.$$