Для усиления защитных свойств документов, удостоверяющих личность, по нашему мнению, в перспективе целесообразно использовать вместо традиционной фотографии объемное голографическое изображение владельца, что обеспечит надлежащую идентификацию владельца и защиту документа от подделки. А в настоящее время эффективен способ защиты фотографии в документе голографическим защитным знаком со скрытым оптическим изображением.

Заключение. Результаты проведенных экспериментов показали, что использование голографии в деятельности ОВД позволило повысить эффективность производства по уголовному делу. Для более широкого ее внедрения в следственную и экспертную практику целесообразна разработка портативного голографического оборудования, а также методических материалов и рекомендаций по его использованию в раскрытии и расследовании преступлений.

ЛИТЕРАТУРА

1. Антонов Е.А., Гинзбург В.М., Лехциер Е.Н. и др. Оптическая голография: Практические применения / Под ред. В.М. Гинзбурга, Б.М. Степанова. – М.: Сов. радио, 1978. – С. 34–35.
2. Григорович В.Л., Федоров Г.В. Криминалистическая голография: Учеб. пособие. — Мн.: Академия МВД Республики Беларусь, 2002. – С. 6, 28, 44–52.
3. Ищенко Е.П. и др. Криминалистика: Учеб. – М.: Юристъ, 2000. – С. 415–423.
4. Ищенко Е.П., Ищенко П.П., Зотчев В.А. Криминалистическая фотография и видеозапись: Учеб.-практ. пособие / Под ред. Е.П. Ищенко. – М.: Юристъ, 1999. – С. 412–415.
5. Кольер Р., Беркхарт К., Лин Л. Оптическая голография: Пер. с англ. / Под ред. Ю.И. Островского. — М.: Мир, 1973. – С. 17–20.
6. Кислухин С., Корочкин Л. Защита официальных бумаг, бланков и документов от подделки в Республике Беларусь // Банковский вестник. – №6. – 2002. – С. 36–40.

УДК 531.19

Г.С. Бокун, доцент

ОБОБЩЕННАЯ МОДЕЛЬ РЕШЕТОЧНОГО ГАЗА

The vectors of particle displacements (the lattice momenta) as state variables are considered in addition to the occupation numbers. The heat conduction equation on the initial stage of kinetic evolution is derived for the system of interacting particles on a square lattice.

С целью описания более широкого класса релаксационных процессов в рамках решеточных моделей осуществим переход к более детальному заданию микроскопического состояния системы. Помимо чисел заполнения, характеризующих распределение частиц по узлам решетки [1,2], используем аналоги решеточных импульсов частиц.

$$P_i = \{n_i e_{ij} x_{ij}\}, \quad j \neq i, \tag{1}$$

где e_{ij} – единичный вектор, направленный из узла i в узел j; n_i – число заполнения i-го узла ($n_i = 0,1$); x_{ij} – величина "скорости" смещения частицы в избранном направлении.

Заданием переменных n_i, e_{ij}, x_i определяется "динамическое" состояние каждого узла решетки. В результате приходим к заданию отдельного микросостояния решеточной системы в предлагаемом обобщенном описании.

Для характеристики трансформации состояния, связанного с переходом частиц из i-го узла, вводим оператор динамического потока частиц:

$$L_i = \sum L_{ij}, \tag{2}$$

где

$$L_{ij} = \frac{1}{a} n_i (1 - n_j) x_{ij} \delta_{P_i e_{ij}}. \tag{3}$$

Символ Кроннекера $\delta_{P_i e_{ij}}$ в (3) использован для выделения случая сонаправленности решеточного импульса P_i с вектором e_{ij}, a – параметр решетки.

Влияние барьеров на перенос из занятого узла i в вакантный узел j выразим ограничением

$$\frac{1}{2} m x_i^2 + \varepsilon_i \geq 0, \tag{4}$$

где ε_i – решеточная энергия, определяемая обычным соотношением

$$\varepsilon_i = \sum_{j \neq i} J_j n_j ; \tag{5}$$

m – масса частицы; J – энергия двухчастичного взаимодействия.

Влияние многочастичности на динамику перескока частицы, помимо условия (4), может быть дополнительно учтено введением корреляционных факторов, отражающих блокирование i,j–трансформации, при условии предпочтительности переходов из узлов, являющихся ближайшими соседями узла j. Для учета дополнительных корреляций в прыжковом механизме оператор (3) можно домножить на корреляционный фактор

$$a_{ij} = \prod_{k \neq 1, j} \left(1 - E_{x_k x_i} E_{0.5 m x_{ki}^2, \varepsilon_k} \delta_{P_k e_{kj}} \right), \tag{6}$$

где $E_{xy} = E(x\text{-}y)$ – функция Хевисайда.

В результате оператор (3), описывающий скорость перескока частицы из окупированного узла в вакантный, становится многочастичным, зависящим от динамического состояния частиц в ближайшем окружении этих узлов.

Трансформация исходного микросостояния всей системы за некоторый промежуток времени $\Delta t \to 0$ характеризуется оператором

$$L_\varepsilon = \prod_i \prod_{j=i} \left(1 + L_{ij} \Delta t\right) - 1 . \tag{7}$$

Оператор динамического сдвига (7) носит негамильтонов характер, что проявляется в первую очередь в образовании за время Δt не нового динамического состояния из исходного, а ансамбля новых динамических состояний. Вероятность каждого нового состояния пропорциональна величине соответствующего слагаемого в сумме (7). Переходя к пределу в (7) при $\Delta t \to 0$, можем сконструировать дифференциальные уравнения для исследования эволюции ансамблей, передаваемых функциями распределения и средних от различных динамических характеристик системы.

Ограничимся рассмотрением эволюции средних от одночастичных динамических величин, таких, как плотность числа частиц и их кинетическая энергия.

Так, изменение плотности числа частиц в узле i за время Δt, обусловленное изменением исходного динамического состояния, имеет вид

$$\Delta\hat{n}_i = \sum_{j\neq i}\left(L_{ji} - L_{ij}\right)\Delta t. \tag{8}$$

Разделив (8) на Δt и умножив на функцию локальноравновесного распределения при изотермических условиях, приходим после усреднения к уравнению диффузии, изученному в работах [3,4].

Аналогично уравнение для эволюции кинетической энергии (динамической температуры) в узле i имеет вид

$$\frac{dk\hat{T}_i}{dt} = \sum_{j\neq i}\left(L_{ji}\left(\frac{mx_{ji}^2}{2} + \varepsilon_j\right) - L_{ij}\left(\frac{mx_{ij}^2}{2} + \varepsilon_i\right)\right). \tag{9}$$

В (9) учтена потеря кинетической энергии, связанная с преодолением соответствующего потенциального барьера. k – постоянная Больцмана.

Для усреднения (9) используем функцию распределения в форме

$$D_N = \frac{1}{Z_N}\exp\left\{\mu\bar{\beta}\sum_{i=1}^{N} n_i - \bar{\beta}J\sum_{i\prec j}^{N} n_i n_j\right\}\cdot\exp\left\{-\sum_{i=1}^{N}\beta_i\frac{P_i^2}{2m}\right\}. \tag{10}$$

В соотношении (10) $\bar{\beta}$ – значение обратной средней температуры

$$\beta_i = (k_B T_i)^{-1},\ \ \beta_i = \bar{\beta} + \delta\beta_i,\ \ \delta\beta_i \to 0 .$$

Выбор распределения в форме (10) соответствует рассмотрению начальной стадии кинетического режима, когда возмущение $\delta\beta_i \neq 0$ еще не приводит к перераспределению средней плотности и смещению узлов решетки.

Используя (10) для усреднения (9), получим

$$k\frac{dT_i}{dt} = \sum_{j\neq i}(K_{ji} - K_{ij}). \tag{11}$$

Здесь

$$K_{ij} = \frac{1}{I_i a}\left\langle\int_{-\varepsilon_i}^{\infty}\left(\frac{mx_{ij}^2}{2} + \varepsilon_i\right)e^{-\frac{\beta m x_{ij}^2}{2}} x_{ij}dx_{ij} n_i(1-n_j)\right\rangle, \tag{12}$$

$$I_i = \int_0^{\infty} e^{-\frac{\beta_i m x^2}{2}}dx = \sqrt{\frac{\pi}{2m}}\beta_i^{-1/2} . \tag{13}$$

Угловые скобки $\langle\ldots\rangle$ означают усреднение по числам заполнения.

Выполнив в (12) интегрирование, получим

$$K_{ij} = \frac{1}{I_i a m\beta_i^2}\left\langle e^{\beta_i\varepsilon_i} n_i(1-n_j)\right\rangle. \tag{14}$$

Соотношение (14) в линейном приближении преобразуется к виду

$$K_{ij} = \frac{1}{I_i am\beta_i^2} e^{\mu\bar{\beta}} \left\langle (1+\delta\beta_i\varepsilon_i) e^{\beta\varepsilon_i} n_i (1-n_j) \right\rangle_0. \tag{15}$$

Усреднение в (15) осуществляется по равновесному распределению. Тогда

$$\left\langle \varepsilon_i n_i (1-n_j) e^{\beta\varepsilon_i} \right\rangle_0 = J\tilde{F}_{001}. \tag{16}$$

Содержащаяся в (16) трехчастичная функция $\tilde{F}(0,0,1)$ совпадает с функцией, введенной в работах [3,4] при рассмотрении термодиффузии.

С учетом (15) и (16) суммарный поток средней кинетической энергии через общую границу узлов i и j составляет величину

$$I_{ij} = K_{ji} - K_{ij} = F_{00} e^{\bar{\beta}\mu} \frac{\sqrt{2}}{a\sqrt{\pi m}} \left(\frac{1}{\beta_j^{3/2}} - \frac{1}{\beta_i^{3/2}} \right) +$$

$$+ J \frac{\sqrt{2}}{a\sqrt{\pi m}} \frac{1}{\bar{\beta}^{3/2}} \left(\delta\beta_j - \delta\beta_i \right) e^{\beta\bar{\mu}} \tilde{F}_{001}. \tag{17}$$

Переходя в (17) к температуре $\left(T = \dfrac{1}{\beta k} \right)$ получим

$$I_{ij} = k\alpha (T_j - T_i), \tag{18}$$

$$\alpha = \sqrt{\frac{2kT}{\pi m}} e^{\bar{\beta}\mu} \left(\frac{3}{2} F_{00} - \frac{J}{kT} \tilde{F}_{001} \right). \tag{19}$$

Используя (18) и (19) в (11), приходим к уравнению диффузионного типа, позволяющему ввести коэффициент теплопроводности

$$\lambda = \alpha a^2. \tag{20}$$

Это выражение справедливо для плоской квадратной решетки.

ЛИТЕРАТУРА

1. Vikhrenko V.S., Groda Ya.G., Bokun G.S.// Phys. Let. A 2001.–V.286.–P.127.

2. Бокун Г.С., Вихренко В.С., Убинг К.// Труды БГТУ. 1998. Вып. 6. Сер. IV. – С. 28.

3. Vikhrenko V.S., Bokun G.S, Groda Ya.G. In: Collective Diffusion on Jurfaces: Correlation Effects and Adatom Interactions//M.C/ Tringides and Z. Chvoj Eds. Amsterdam: Kluwer Academic Publishers, 2001.–P.157.

4. Vikhrenko V.S., Bokun G.S., Groda Ya.G.// Chaos, Solitions and Fractals.–2003.–V.17.–P.237.