УДК 537.8, 539.2, 517.9 DOI: https://doi.org/10.34680/2076-8052.2020.2(118).31-35

НЕСТАТИСТИЧЕСКАЯ РЕЛЯТИВИСТСКАЯ КИНЕТИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ КЛАССИЧЕСКИХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

А.Ю.Захаров

PROBABILITY-FREE RELATIVISTIC KINETIC THEORY OF CLASSIC CHARGED PARTICLES

A.Yu.Zakharov

Новгородский государственный университет имени Ярослава Мудрого, Anatoly.Zakharov@novsu.ru

Выполнено исключение полевых переменных в полной системе уравнений эволюции классической системы зарядов и порожденного ими электромагнитного поля. Получена точная замкнутая релятивистская негамильтонова система нелокальных кинетических уравнений, описывающая эволюцию системы зарядов в терминах их микроскопических (т.е. не вероятностных) функций распределения. Решения этой системы уравнений необратимы во времени, а также обладают свойством эредитарности (наследственности).

Ключевые слова: релятивистская динамика; многочастичные и малочастичные системы; электромагнитные взаимодействия; негамильтонова динамика; запаздывающие взаимодействия; необратимость; явления наследственности; функциональные уравнения

Field variables are excluded in the complete system of evolution equations of the classical system of charges and the electromagnetic field generated by them. An exact closed relativistic non-Hamiltonian system of nonlocal kinetic equations is obtained that describes the evolution of a system of charges in terms of their microscopic (probability-free) distribution functions. The solutions of this system of equations are irreversible in time, and also have the property of heredity.

Keywords: relativistic dynamics; many-particle and few-particle systems; electromagnetic interactions; non-Hamiltonian dynamics; delayed interactions; irreversibility; phenomena of heredity; functional equations

1. Введение

В настоящее время в теоретических исследованиях кинетических процессов в конденсированных системах, газах, плазме используются главным образом идеи классической динамики в гамильтоновой форме в сочетании с вероятностными концепциями, введенными в кинетическую теорию материи Максвеллом, Больцманом и Гиббсом. Заметим, что в конце XIX в. не только атомизм, но и вероятностный подход Больцмана был подвергнут резкой критике группой физиков и математиков (Мах, Дюгем, Пуанкаре, Кирхгоф, Оствальд, Хельм и др.) [1].

Дополнительные доводы против сочетания классической механики и теории вероятностей были приведены в работе Каца [2], в которой показано, что необратимое поведение этой динамической модели является следствием некорректности использования вполне правдоподобных вероятностных гипотез типа предположения о «молекулярном хаосе». Несмотря на это, концепция вероятности продолжает использоваться в качестве аппарата в кинетической теории. Основная причина тому — отсутствие конструктивной концепции, альтернативной вероятности.

Как известно, все «реальные» взаимодействия между частицами вещества имеют электромагнитное происхождение. Поэтому, строго говоря, вместо системы «жестких» частиц с модельными фиксированными взаимодействиями между ними следует рассматривать расширенную систему, состоящую из заряженных частиц и электромагнитного поля, порожденного этими частицами. В связи с этим представляет интерес исследование классической динамики замкнутой системы точечных зарядов, взаимодействующих через создаваемое ими электромагнитное поле. Такая система состоит из двух подсистем: заряды и электромагнитное поле. Эволюция этой расширенной системы описывается уравнениями Максвелла для электромагнитного поля и уравнениями динамики заряженных частиц.

Цель настоящей работы заключается в построении и обосновании микроскопической классической кинетической теории систем, состоящих из классических заряженных точечных частиц и создаваемого ими электромагнитного поля.

2. Микроскопические функции распределения и уравнения их эволюции

Рассмотрим *изолированную классическую* систему, состоящую из конечного числа точечных зарядов, взаимодействующих между собой через электромагнитное поле. Временная эволюция этой системы в целом описывается взаимосвязанными уравнениями движения частиц и уравнениями Максвелла. Интерес представляет динамика подсистемы частиц.

Будем рассматривать динамику системы частиц в терминах микроскопических функций распределения:

$$f_\alpha(\mathbf{r},\mathbf{p},t)=\sum_{s=1}^{N_\alpha}\delta\big(\mathbf{r}-\mathbf{R}_s^\alpha(t)\big)\delta\big(\mathbf{p}-\mathbf{P}_s^\alpha(t)\big)=$$
$$=\iint\frac{d\mathbf{k}d\mathbf{q}}{(2\pi)^6}e^{i\mathbf{k}\cdot r+i\mathbf{q}\cdot\mathbf{p}}\sum_{s=1}^{N_\alpha}\left[e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{R}_s^\alpha(t)}e^{-i\mathbf{q}\cdot\mathbf{P}_s^\alpha(t)}\right],\quad(1)$$

где $\mathbf{R}_s^\alpha(t)$ и $\mathbf{P}_s^\alpha(t)$ — координаты и импульс s-й частицы в момент времени t, N_α — суммарное число частиц α-го типа. Заметим, что по определению микроскопические функции распределения не являются вероятностными функциями.

Суммы по s произвольных «одночастичных функций» аддитивного типа $\psi_\alpha(\mathbf{R}_\alpha(t),\mathbf{P}_\alpha(t))$ выражаются через микроскопические функции распределения с помощью тождества

$$\sum_{s=1}^{N_\alpha}\psi_\alpha(\mathbf{R}_\alpha(t),\mathbf{P}_\alpha(t))=\iint d\mathbf{r}d\mathbf{p}f_\alpha(\mathbf{r},\mathbf{p},t)\psi_\alpha(\mathbf{r},\mathbf{p}). \quad (2)$$

2.1. Кинематический и динамический вклады в эволюцию микроскопических функций распределения

Дифференцируя функцию (1) по времени, найдем

$$\frac{\partial f_\alpha(\mathbf{r},\mathbf{p},t)}{\partial t}=\left(\frac{\partial f_\alpha(\mathbf{r},\mathbf{p},t)}{\partial t}\right)_1+\left(\frac{\partial f_\alpha(\mathbf{r},\mathbf{p},t)}{\partial t}\right)_2, \quad (3)$$

где

$$\left(\frac{\partial f_\alpha(\mathbf{r},\mathbf{p},t)}{\partial t}\right)_1=\iint\frac{d\mathbf{k}d\mathbf{q}}{(2\pi)^6}e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}+i\mathbf{q}\cdot\mathbf{p}}\times$$

$$\times\sum\nolimits_{s=1}^{N_\alpha}e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{R}_s^\alpha(t)}e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{R}_s^\alpha(t)}\left(-i\mathbf{k}\cdot\dot{\mathbf{R}}_s^\alpha(t)\right), \quad (4)$$

и

$$\left(\frac{\partial f_\alpha(\mathbf{r},\mathbf{p},t)}{\partial t}\right)_2=\iint\frac{d\mathbf{k}d\mathbf{q}}{(2\pi)^6}e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}+i\mathbf{q}\cdot\mathbf{p}}\times$$

$$\times\sum\nolimits_{s=1}^{N_\alpha}e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{R}_s^\alpha(t)}e^{-i\mathbf{q}\cdot\mathbf{P}_s^\alpha(t)}\left(-i\mathbf{q}\cdot\dot{\mathbf{P}}_s^\alpha(t)\right). \quad (5)$$

Величины (4) и (5) являются кинематическим и динамическим вкладами в скорость изменения микроскопической функции распределения системы частиц соответственно.

Выражение для кинематического вклада $\left(\frac{\partial f_\alpha(\mathbf{r},\mathbf{p},t)}{\partial t}\right)_1$ с помощью тождества (2) приводится к виду:

$$\left(\frac{\partial f_\alpha(\mathbf{r},\mathbf{p},t)}{\partial t}\right)_1=\iint\frac{d\mathbf{k}d\mathbf{q}}{(2\pi)^6}e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}+i\mathbf{q}\cdot\mathbf{p}}\times$$

$$\times\iint\frac{cd\mathbf{r}'d\mathbf{p}'}{\sqrt{(p')^2+m_\alpha^2c^2}}f_\alpha(\mathbf{r}',\mathbf{p}',t)e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}'}e^{-i\mathbf{q}\cdot\mathbf{p}'}(-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{p}')=$$

$$=-\frac{c}{\sqrt{p^2+m_\alpha^2c^2}}\left(\mathbf{p}\cdot\frac{\partial}{\partial\mathbf{r}}\right)f_\alpha(\mathbf{r},\mathbf{p},t). \quad (6)$$

Несколько сложнее обстоит дело с вычислением $\left(\frac{\partial f_\alpha(\mathbf{r},\mathbf{p},t)}{\partial t}\right)_2$, поскольку здесь требуется использовать уравнение движения частиц

$$\dot{\mathbf{P}}_s^\alpha(t)=Z_\alpha\left[\mathbf{E}\left(\mathbf{R}_s^\alpha(t),t\right)+\frac{1}{c}\dot{\mathbf{R}}_s^\alpha\times\mathbf{H}\left(\mathbf{R}_s^\alpha(t),t\right)\right], \quad (7)$$

где $\mathbf{E}\left(\mathbf{R}_s^\alpha(t),t\right)$ и $\mathbf{H}\left(\mathbf{R}_s^\alpha(t),t\right)$ — напряженности электрического и магнитного полей в точке $\mathbf{R}_s^\alpha(t)$ в момент времени t. Это уравнение выражает мгновенную силу, действующую на частицу $\dot{\mathbf{P}}_s^\alpha(t)$ через её координаты $\mathbf{R}_s^\alpha(t)$ и скорость $\dot{\mathbf{R}}_s^\alpha(t)$.

Подставляя (7) в (5) и используя тождество (2), получим следующее представление для динамической части скорости изменения микроскопической функции распределения:

$$\left(\frac{\partial f_\alpha(\mathbf{r},\mathbf{p},t)}{\partial t}\right)_2=\iint\frac{d\mathbf{k}d\mathbf{q}}{(2\pi)^6}e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}+i\mathbf{q}\cdot\mathbf{p}}\times$$

$$\times Z_\alpha\iint d\mathbf{r}'d\mathbf{p}'f_\alpha(\mathbf{r}',\mathbf{p}',t)e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}'}e^{-i\mathbf{q}\cdot\mathbf{p}'}\times$$

$$\times\left(-i\mathbf{q}\left[E(\mathbf{r}',t)+\frac{\mathbf{p}'\times\mathbf{H}(\mathbf{r}',t)}{\sqrt{(p')^2+m_\alpha^2c^2}}\right]\right). \quad (8)$$

Электромагнитное поле, содержащееся в этой формуле, может быть выражено через микроскопические функции распределения системы.

2.2. Связь электромагнитных полей с функциями распределения частиц

Скалярный $\varphi(\mathbf{r},t)$ и векторный $\mathbf{A}(\mathbf{r},t)$ потенциалы электромагнитного поля в момент времени t связаны с пространственным распределения зарядов $\rho(\mathbf{r}',t')$ и токов $\mathbf{j}(\mathbf{r}',t')$ системы во все предыдущие моменты времени $t'\le t$ соотношениями Лиенара—Вихерта

$$\begin{cases}\varphi(\mathbf{r},t)=\int d\mathbf{r}'\dfrac{1}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}\rho\left(\mathbf{r}',t-\dfrac{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}{c}\right),\\ \mathbf{A}(\mathbf{r},t)=\dfrac{1}{c}\int dr'\dfrac{1}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}\mathbf{j}\left(\mathbf{r}',t-\dfrac{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}{c}\right).\end{cases} \quad (9)$$

Суммарные плотность зарядов и плотность токов в точке $\mathbf{r}'$ в момент времени $t'=t-\frac{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}{c}$ выражаются через микроскопические функции распределения:

$$\rho\left(\mathbf{r}',t-\frac{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}{c}\right)=\sum_\gamma Z_\gamma\int d\mathbf{p}'f_\gamma\left(\mathbf{r}',\mathbf{p}',t-\frac{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}{c}\right), \quad (10)$$

$$\mathbf{j}\left(\mathbf{r}',t-\frac{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}{c}\right)=$$

$$=\sum_\gamma Z_\gamma c\int d\mathbf{p}'\frac{\mathbf{p}'}{\sqrt{(p')^2+m_\gamma^2c^2}}f_\gamma\left(\mathbf{r}',\mathbf{p}',t-\frac{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}{c}\right). \quad (11)$$

Отсюда найдем выражения, связывающие микроскопические функции распределения частиц с потенциалами электромагнитного поля

$$\varphi(\mathbf{r},t)=\sum_\gamma Z_\gamma\iint d\mathbf{r}'d\mathbf{p}'\left\{\frac{f_\gamma\left(\mathbf{r}',\mathbf{p}',t-\frac{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}{c}\right)}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}\right\}; \quad (12)$$

$$\mathbf{A}(\mathbf{r},t)=$$

$$=\sum_\gamma Z_\gamma\iint d\mathbf{r}'d\mathbf{p}'\frac{\mathbf{p}'}{\sqrt{(p')^2+m_\gamma^2c^2}}\left\{\frac{f_\gamma\left(\mathbf{r}',\mathbf{p}',t-\frac{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}{c}\right)}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}\right\}. \quad (13)$$

Перейдем от потенциалов электромагнитного поля к напряженностям электрического $\mathbf{E}(\mathbf{r}',t)$ и магнитного $\mathbf{H}(\mathbf{r}',t)$ полей. В результате получим следующие соотношения, выражающие напряженности электрического и магнитного полей через микроскопические функции распределения частиц:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}',t) = -\nabla\varphi(\mathbf{r}',t) - \frac{1}{c}\frac{\partial \mathbf{A}(\mathbf{r}',t)}{\partial t} = -\sum\nolimits_{\gamma} Z_{\gamma} \iint \frac{d\mathbf{r}''d\mathbf{p}''}{|\mathbf{r}'-\mathbf{r}''|} \times$$
$$\times \left\{ \frac{\mathbf{p}''}{\sqrt{(p'')^2 + m_{\gamma}^2 c^2}} \frac{1}{c} \frac{\partial f_{\gamma}\left(\mathbf{r}'', \mathbf{p}'', t - \frac{|\mathbf{r}'-\mathbf{r}''|}{c}\right)}{\partial t} \right\} +$$
$$+ \sum\nolimits_{\gamma} Z_{\gamma} \iint \frac{d\mathbf{r}''d\mathbf{p}''}{|\mathbf{r}'-\mathbf{r}''|^2} (\mathbf{r}'-\mathbf{r}'') \times$$
$$\times \left\{ \frac{f_{\gamma}\left(\mathbf{r}'', \mathbf{p}'', t - \frac{|\mathbf{r}'-\mathbf{r}''|}{c}\right)}{|\mathbf{r}'-\mathbf{r}''|} + \frac{1}{c} \frac{\partial f_{\gamma}\left(\mathbf{r}'', \mathbf{p}'', t - \frac{|\mathbf{r}'-\mathbf{r}''|}{c}\right)}{\partial t} \right\}, \quad (14)$$

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}',t) = \nabla_{\mathbf{r}'} \times \mathbf{A}(\mathbf{r}',t) =$$
$$= \sum\nolimits_{\gamma} Z_{\gamma} \iint d\mathbf{r}''d\mathbf{p}'' \frac{1}{\sqrt{(p'')^2 + m_{\gamma}^2 c^2}} \times$$
$$\times \left[\nabla_{\mathbf{r}'} \times \frac{\mathbf{p}''}{|\mathbf{r}'-\mathbf{r}''|} f_{\gamma}\left(\mathbf{r}'', \mathbf{p}'', t - \frac{|\mathbf{r}'-\mathbf{r}''|}{c}\right) \right] =$$
$$= \sum\nolimits_{\gamma} Z_{\gamma} \iint d\mathbf{r}''d\mathbf{p}'' \left[\frac{\mathbf{p}''}{\sqrt{(p'')^2 + m_{\gamma}^2 c^2}} \times \frac{\mathbf{r}'-\mathbf{r}''}{|\mathbf{r}'-\mathbf{r}''|^2} \right] \times$$
$$\times \left(\frac{1}{|\mathbf{r}'-\mathbf{r}''|} + \frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t} \right) f_{\gamma}\left(\mathbf{r}'', \mathbf{p}'', t - \frac{|\mathbf{r}'-\mathbf{r}''|}{c}\right). \quad (15)$$

Эти выражения используем для вычисления динамического вклада в скорость изменения микроскопических функций распределения (8).

2.3. Динамический вклад в эволюцию функции распределения

Выделим электрическую и магнитную составляющие динамического вклада в скорость изменения микроскопической функции распределения (8)

$$\left(\frac{\partial f_{\alpha}(\mathbf{r},\mathbf{p},t)}{\partial t}\right)_2 = \left(\frac{\partial f_{\alpha}(\mathbf{r},\mathbf{p},t)}{\partial t}\right)_{2,\mathbf{E}} + \left(\frac{\partial f_{\alpha}(\mathbf{r},\mathbf{p},t)}{\partial t}\right)_{2,\mathbf{H}}, \quad (16)$$

где

$$\left(\frac{\partial f_{\alpha}(\mathbf{r},\mathbf{p},t)}{\partial t}\right)_{2,\mathbf{E}} = Z_{\alpha} \iint \frac{d\mathbf{k}d\mathbf{q}}{(2\pi)^6} e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r} + i\mathbf{q}\cdot\mathbf{p}} \times$$
$$\times \iint d\mathbf{r}'d\mathbf{p}' e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}' - i\mathbf{q}\cdot\mathbf{p}'} f_{\alpha}(\mathbf{r},\mathbf{p},t)(-i\mathbf{q}\cdot\mathbf{E}(\mathbf{r}',t)), \quad (17)$$

и

$$\left(\frac{\partial f_{\alpha}(\mathbf{r},\mathbf{p},t)}{\partial t}\right)_{2,\mathbf{H}} = Z_{\alpha} \iint \frac{d\mathbf{k}d\mathbf{q}}{(2\pi)^6} e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r} + i\mathbf{q}\cdot\mathbf{p}} \times$$
$$\times \iint d\mathbf{r}'d\mathbf{p}' e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}' - i\mathbf{q}\cdot\mathbf{p}'} f_{\alpha}(\mathbf{r}',\mathbf{p}',t) \left(-i\mathbf{q} \cdot \left[\frac{\mathbf{p}' \times \mathbf{H}(\mathbf{r}',t)}{\sqrt{(p')^2 + m_{\alpha}^2 c^2}} \right] \right). \quad (18)$$

Подставляя выражения (14) в (17) и (15) в (18) и используя формулы (6) и (3), получим следующую систему уравнений

$$\frac{\partial f_{\alpha}(\mathbf{r},\mathbf{p},t)}{\partial t} + \frac{c}{\sqrt{p^2 + m_{\alpha}^2 c^2}} \left(\mathbf{p} \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \right) f_{\alpha}(\mathbf{r},\mathbf{p},t) -$$
$$- Z_{\alpha} \sum\nolimits_{\gamma} Z_{\gamma} \iint \frac{d\mathbf{r}'d\mathbf{p}'}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} \left[\left(\frac{\mathbf{p}'}{\sqrt{(p')^2 + m_{\gamma}^2 c^2}} \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{p}} \right) f_{\alpha}(\mathbf{r},\mathbf{p},t) \right] \times$$
$$\times \frac{1}{c} \frac{\partial f_{\gamma}\left(\mathbf{r}', \mathbf{p}', t - \frac{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}{c}\right)}{\partial t} +$$
$$+ Z_{\alpha} \sum\nolimits_{\gamma} Z_{\gamma} \iint \frac{d\mathbf{r}'d\mathbf{p}'}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|^2} \left[\left((\mathbf{r}-\mathbf{r}') \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{p}} \right) f_{\alpha}(\mathbf{r},\mathbf{p},t) \right] \times$$
$$\times \left[\frac{1}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} + \frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t} \right] f_{\gamma}\left(\mathbf{r}', \mathbf{p}', t - \frac{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}{c}\right) -$$
$$- Z_{\alpha} \sum\nolimits_{\gamma} Z_{\gamma} \iint \frac{d\mathbf{r}'d\mathbf{p}'}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|^2} \left[\left(\frac{1}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} + \frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t} \right) \frac{f_{\gamma}\left(\mathbf{r}', \mathbf{p}', t - \frac{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}{c}\right)}{\sqrt{(p')^2 + m_{\gamma}^2 c^2}} \right] \times$$
$$\times \left[\left([\mathbf{p} \times [(\mathbf{r}-\mathbf{r}') \times \mathbf{p}']] \cdot \frac{\partial}{\partial p} \right) \left(\frac{f_{\alpha}(\mathbf{r},\mathbf{p},t)}{\sqrt{p^2 + m_{\alpha}^2 c^2}} \right) \right] = 0 \quad (19)$$

($\alpha = 1, 2, \ldots, M$, M — количество типов частиц, содержащихся в системе).

Эта точная замкнутая система уравнений с исключенными полевыми переменными описывает классическую динамику системы частиц, взаимодействующих через электромагнитное поле.

3. Существует ли гамильтониан системы частиц, взаимодействующих через электромагнитное поле?

Поскольку все вещества состоят из заряженных частиц, то энергия взаимодействия системы атомов имеет электромагнитное происхождение.

Мгновенное значение энергии электромагнитного поля системы частиц имеет вид [3]

$$\mathscr{E}_{em}(t) = \int \frac{\mathbf{E}^2(\mathbf{r},t) + \mathbf{H}^2(\mathbf{r},t)}{8\pi} dV \quad (20)$$

и является функционалом скалярного $\varphi(\mathbf{r},t)$ и векторного $\mathbf{A}(\mathbf{r},t)$ потенциалов электромагнитного поля в этот же момент времени t. В случае покоящихся частиц эта энергия состоит из двух частей. Первая из них есть сумма энергий электростатических полей каждого из зарядов и не зависит от расположения этих частиц в пространстве. Вторая часть зависит от координат всех частиц и есть кулоновская энергия [3]

$$\frac{2}{8\pi} \sum_{s<s'} \int (E_s(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{E}_{s'}(\mathbf{r})) d\mathbf{r} = \sum_{s<s'} \frac{q_s q_{s'}}{|\mathbf{R}_s - \mathbf{R}_{s'}|}. \quad (21)$$

Если частицы движутся, то потенциалы электромагнитного поля в момент времени t в соответствии с формулами (12) и (13) зависят от положений зарядов и распределения токов в пространстве во все более ранние моменты времени $t' \le t$. Поэтому энергия электромагнитного поля системы частиц и энергия взаимодействия между ними не могут быть представлены в виде функции от их *одновременных* положений $\mathbf{R}_s(t)$ всех частиц в пространстве [4].

Таким образом, межатомные потенциалы, потенциальная энергия и гамильтониан $H(\ldots \mathbf{R}_s(t), \mathbf{P}_s(t) \ldots)$ системы движущихся взаимодействующих частиц (в частности, атомов) не существуют.

4. Обсуждение результатов

Заметим, что система уравнений движения для микроскопических функций распределения с учетом их построения является релятивистской. В связи с этим уместно отметить, что в 1960-е годы было доказано, что релятивистский гамильтонов формализм приводит к отсутствию взаимодействия между частицами [5-9]. Таким образом, релятивистски инвариантный гамильтониан системы взаимодействующих частиц не существует, а система уравнений (19) является не-гамильтоновой. Поэтому теорема Лиувилля о сохранении фазового объема, теорема Пуанкаре о возвращениях и уравнение Лиувилля для фазовой плотности, которые доказаны для гамильтоновых систем, не имеют места для системы зарядов, взаимодействующих через электромагнитное поле.

Полученная система функциональных уравнений, помимо того, что она не содержит полевых переменных, имеет следующие характерные особенности.

1. Отметим, что вскоре после опубликования основополагающей работы Максвелла [10] были опубликованы работы Лоренца [11] и Римана [12], в которых сформулировано представление о запаздывающем характере электромагнитных взаимодействий. Последующее развитие кинетической теории было основано на концепции вероятности как в нерелятивистском приближении, так и в релятивистских моделях. Начало построения релятивистской кинетической теории было положено работами Ютнера [13, 14], Тетроде [15], Фоккера [16], Синга [17], Черникова [18], Кузьменкова [19] и др. В настоящее время релятивистская кинетическая теория представляет собой интенсивно развивающееся направление с разнообразными приложениями в физике плазмы, процессов переноса на разных масштабах от ядерной материи до космологии [20-23]. При всем многообразии объектов и методов исследования в рамках классической релятивистской кинетической теории большинство современных работ объединены двумя общими идеями.

(a) Изначально описание кинетики осуществляется в терминах не микроскопических, а усредненных (или сглаженных) функций распределения.

(b) Одним из механизмов необратимого поведения многочастичной системы является столкновения между частицами, связанные с интегралами столкновений. Однако в связи с несуществованием межчастичных потенциалов интегралы столкновений вычислены быть не могут. Поэтому использование интеграла столкновений, как, впрочем, и концепции вероятности, в качестве причины необратимости в рамках релятивистской кинетической теории представляется сомнительным.

Вариант построения кинетической теории системы частиц в терминах микроскопической функции распределения, взаимодействующих через произвольный двухчастичный потенциал с учетом запаздывания, предложен в работах [24,25].

Исследования малочастичных систем с учетом запаздывания взаимодействий ограничены простейшим частным случаем — задачей двух тел. Однако даже эта «простейшая задача» оказалась исключительно сложной и касалась главным образом проблемы двух тел в электродинамике [26-28]. В этих работах показано, что запаздывание взаимодействий приводит к радикальному качественному изменению динамики систем.

В работе [29] исследована модель одномерного двухчастичного гармонического осциллятора с запаздывающим взаимодействием между частицами. Показано, что характеристическое уравнение имеет бесконечно много *комплексных* корней.

2. Система уравнений (19) связывает функции $f_\alpha(\mathbf{r},\mathbf{p},t)$ в момент времени t со всеми функциями $f_\gamma(\mathbf{r}',\mathbf{p}',t')$ в других точках $\mathbf{r}',\mathbf{p}'$ во все более ранние моменты времени $t' \le t$. Поэтому уравнения (19) учитывают как свойство пространственной нелокальности системы, так и её эредитарность, т.е. зависимость эволюции системы частиц от её предыстории. Основы эредитарной модели в теории упругости были заложены Больцманом [30], а основные принципы и некоторые применения математической теории эредитарности разработаны Вольтерра [31,32].

3. Обычная постановка начальных условий типа задач Коши для нахождения решений этой системы уравнений некорректна из-за нелокальности уравнений. В отличие от задач классической (нерелятивистской) механики, в которых задание начальных условий приводит к однозначному *детерминированному* решению (детерминизм Лапласа), для решения системы уравнений (19) требуется знание всех функций $f_\alpha(\mathbf{r}',\mathbf{p}',t')$ при всех $t' \le t_0$ (t_0 — начальный момент времени). Поэтому в отличие от лапласовской картины мира значения микроскопических функций в любой момент времени зависят от *всей* предыстории системы, включая сколь угодно далекие моменты времени в прошлом.

5. Заключение

Я признателен проф. Я.И.Грановскому, проф. В.В.Учайкину и доц. В.В.Зубкову за интенсивные дискуссии и конструктивную критику.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования России в рамках проектной части Госзадания (грант No. 3.3572.2017, 2017–2019 гг.).

---

1. Brush S.G. The Kinetic Theory of Gases. An Anthology of Classic Papers with Historical Commentary. London: Imperial College Press, 2003. XII+647 p.
2. Kac M. Some remarks on the use of probability in classical statistical mechanics // Bull. Acad. Roy. Belg. (Cl. Sci.). 1956. V.42. No.5. P.356–361.
3. Landau L.D., Lifshitz E.M. The classical theory of fields. Amsterdam: Butterworth Heinemann, 1994. XII+428 p.
4. Zakharov A.Yu. On the Probability-Free Mechanism of Macroscopic Irreversibility and Microscopic Foundation of Thermodynamics // Physics of the Solid State. 2019. V.61. No.12. P.2442–2445. DOI: 10.1134/S1063783419120606.
5. Currie D.G. Interaction **contra** Classical Relativistic Hamiltonian Particle Mechanics // J. Math. Phys. 1963. V.4. No.12. P.1470–1488. DOI: 10.1063/1.1703928.
6. Currie D.G., Jordan T.F., Sudarshan E.C.G. Relativistic Invariance and Hamiltonian Theories of Interacting Parti-

cles // Rev. Mod. Phys. 1963. V.35. No.2. P.350–375. DOI: 10.1103/RevModPhys.35.350.
7. Cannon J.T., Jordan T.F. A No-Interaction Theorem in Classical Relativistic Hamiltonian Particle Dynamics // J. Math. Phys. 1964. V.5. No.3. P.299–307. DOI: 10.1063/1.1704121.
8. van Dam H., Wigner E.P. Classical Relativistic Mechanics of Interacting Point Particles // Phys. Rev. 1965. V.138. No.6B. Pp.1576–1582. DOI: 10.1103/PhysRev.138.B1576.
9. van Dam H., Wigner E.P. Instantaneous and Asymptotic Conservation Laws for Classical Relativistic Mechanics of Interacting Point Particles // Phys. Rev. 1966. V.142. No.4. P.838–843. DOI: 10.1103/PhysRev.142.838
10. Maxwell J.C. A Dynamical Theory of the Electromagnetic Field // Philosophical Transactions of the Royal Society of London. 1865. V.155. No. 1865. P.459–512. DOI: 10.1098/rstl.1865.0008.
11. Lorenz L. On the identity of the vibrations of light with electrical currents // Philosophical Magazine. Series 4. 1867. V.34. No.230. P.287–301. DOI: 10.1080/14786446708639882.
12. Riemann B. Ein Beitrag zur Elektrodynamik // Annalen der Physik. 1867. V.207. No.6. P.237–243. DOI: 10.1002/andp.18672070605
13. Jüttner F. Das Maxwellsche Gesetz der Geschwindigkeitsverteilung in der Relativtheorie // Ann. der Physik. 1911. V.339. No.5. P.856–882. DOI: 10.1002/andp.19113390503.
14. Jüttner F. Die Dynamik eines bewegten Gases in der Relativtheorie // Ann. der Physik. 1911. V.340. No.6. P.145–161. DOI: 10.1002/andp.19113400608
15. Tetrode H. Über den Wirkungszusammenhang der Welt. Eine Erweiterung der klassischen Dynamik // Zeitschr. für Physik A. 1922. V.10. No.1. P.317–328. DOI: 10.1007/BF01332574.
16. Fokker A.D. Ein invarianter Variationssatz für die Bewegung mehrerer elektrischer Massenteilchen // Zeitschr. für Physik A. 1929. V.58. No.5-6. P.386–393. DOI: 10.1007/BF01340389
17. Synge J.L. The Relativistic Gas. Amsterdam: North-Holland, 1957. 108 p.
18. Chernikov N.A. Derivation of the equations of relativistic hydrodynamics from the relativistic transport equation // Physics Letters. 1963. V.5. No.2. P.115–117. DOI: 10.1016/S0375-9601(63)91750-X.
19. Kuz'menkov L.S. Field form of dynamics and statistics of systems of particles with electromagnetic interaction // Theor. Math. Phys. 1991. V.86. No.2. P.159–168. DOI: 10.1007/BF01016167.
20. de Groot S.R., van Leeuwen W.A., van Weert Ch.G. Relativistic Kinetic Theory: Principles and Applications. Amsterdam: North-Holland, 1980. XVII+417 p.
21. Cercignani C., Kremer G.M. The Relativistic Boltzmann Equation: Theory and Applications. Basel: Birkhäuser, 2002. X+384 p.
22. Liboff R. Kinetic Theory: Classical Quantum and Relativistic Descriptions. New York: Springer, 2003. XX+571 p.
23. Vereshchagin G.V., Aksenov A.G. Relativistic Kinetic Theory. With Applications in Astrophysics and Cosmology. Cambridge: Cambridge University Press, 2017. XII+330 p.
24. Zakharov A.Yu., Zakharov M.A. Classical many-body theory with retarded interactions: Dynamical irreversibility and determinism without probabilities // Phys. Lett. A. 2016. V.380. No.3. P.365–369. DOI: 10.1016/j.physleta.2015.10.056.
25. Zakharov A.Yu. Determinism vs. statistics in classical many-body theory: Dynamical origin of irreversibility // Physica A: Statistical Mechanics and its Applications. 2017. V.473. P.72–76. DOI: 10.1016/j.physa.2017.01.005.
26. Synge J.L. The electromagnetic two-body problem // Proc. Roy. Soc. A. 1940. V.177. No.968. P.118-139. DOI: 10.1098/rspa.1940.0114.
27. Driver R.D. A two-body problem of classical electrodynamics: the one-dimensional case // Ann. Physics. 1963. V.21. No.1. P.122–142. DOI: 10.1016/0003-4916(63)90227-6.
28. Hoag J.T., Driver R.D. A delayed-advanced model for the electrodynamics two-body problem // Nonlinear Analysis: Theory, Methods & Applications. 1990. Vol.15. No.2. P.165–184. DOI: 10.1016/0362-546X(90)90120-6.
29. Zakharov A.Yu. On physical principles and mathematical mechanisms of the phenomenon of irreversibility // Physica A: Statistical Mechanics and its Applications. 2019. V.525. P.1289–1296. DOI: 10.1016/j.physa.2019.04.047.
30. Boltzmann L. Zur Theorie der elastischen Nachwirkung // Sitzungsberichte Kaiserliche Akademie Wissenhaft Wien Mathematische-Naturwissenhaft. 1874. V.70. No.2. P.275–306.
31. Volterra V. Sopra le funzioni che dipendono da altre funzioni // Rend. Accad. Lincei. 1887. V.3. P.97-105, 141-146, 153–158.
32. Volterra V. Theory of functionals and of integral and integro-differential equations. London: Blackie & Son Ltd (1930). XIV+226 p.