ЭЛЕКТРОНИКА

УДК 530.1; 530.12; 530.16 ГРНТИ 29.05.23
DOI: 10.34680/2076-8052.2023.1(130).34-46 Специальность ВАК 1.3.8; 2.2.2

Научная статья

КЛАССИЧЕСКАЯ РЕЛЯТИВИСТСКАЯ ДИНАМИКА СИСТЕМЫ ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ ЧАСТИЦ

Захаров А. Ю.

Новгородский государственный университет имени Ярослава Мудрого (Великий Новгород, Россия)

Аннотация Предложен метод релятивистского описания динамики систем взаимодействующих частиц через вспомогательное поле, которое в статическом режиме эквивалентно заданным межатомным потенциалам, а в динамическом режиме является классическим релятивистским полем. Установлено, что для статических межатомных потенциалов, преобразование Фурье которых является рациональной алгебраической функцией волнового вектора, вспомогательное поле представляет собой композицию элементарных полей, каждое из которых удовлетворяет уравнению Клейна-Гордона, характеризующемся, вообще говоря, комплексной массой. Взаимодействие между частицами через вспомогательное поле, нелокально как по пространственным переменным, так и по времени (эффект запаздывания взаимодействий). Проведен качественный анализ релятивистской динамики простейших малочастичных систем с запаздывающим взаимодействием. Установлены релятивистские механизмы как термодинамического поведения, так и синергетических эффектов в малочастичных системах.

Ключевые слова: классическая релятивистская динамика, статические межатомные потенциалы, запаздывающие взаимодействия, явление необратимости, уравнение Клейна-Гордона

Для цитирования: Захаров А. Ю. Классическая релятивистская динамика системы взаимодействующих частиц // Вестник НовГУ. 2023. 1(130). 34-46. DOI: 10.34680/2076-8052.2023.1(130).34-46

Research Article

CLASSICAL RELATIVISTIC DYNAMICS OF A SYSTEM OF INTERACTING PARTICLES

Zakharov A. Yu.

Yaroslav-the-Wise Novgorod State University (Veliky Novgorod, Russia)

Abstract A method is proposed for the relativistic description of the dynamics of systems of particles interacting through an auxiliary field which in the static mode is equivalent to given interatomic potentials, and in the dynamic mode is a classical relativistic field. It has been established that for static interatomic potentials, the Fourier transform of which is a rational algebraic function of the wave vector, the auxiliary field is a composition of elementary fields, each of which satisfies the Klein-Gordon equation, which is generally characterized by a complex mass. The interaction between particles through an auxiliary field is nonlocal both in space variables and in time (interaction retardation effect). A qualitative analysis of the relativistic dynamics of the simplest few-particle systems with retarded interaction has been carried out. The relativistic mechanisms of both thermodynamic behavior and synergetic effects in few-body systems have been established.

Keywords: classical relativistic dynamics, static interatomic potentials, delayed interactions, irreversibility phenomenon, Klein-Gordon equation

For citation: Zakharov A. Yu. Classical relativistic dynamics of a system of interacting particles // Vestnik NovSU. 2023. 1(130). 34-46. DOI: 10.34680/2076-8052.2023.1(130).34-46

Введение

Динамика классических релятивистских систем взаимодействующих частиц относится к числу давно сформулированных, но пока не решённых проблем. Суть проблемы заключается в поиске релятивистски инвариантного описания взаимодействий между частицами. В работах [1-3] показано, что взаимодействие между частицами несовместимо с релятивистской инвариантностью гамильтониана системы даже в случае системы, состоящей из всего двух частиц. Классическое представление взаимодействия между частицами могут быть описаны в терминах потенциальной энергии, зависящей от мгновенных положений частиц, только в рамках нерелятивистской механики. В релятивистской теории взаимодействие между частицами осуществляется через поле, поэтому система взаимодействующих частиц фактически состоит из двух субстанций: частиц и поля. Таким образом, динамика системы взаимодействующих частиц должна содержать:

1. уравнения движения частиц, погруженных в поле;
2. уравнения динамики поля, создаваемого этими частицами.

Примером теории такого типа является классическая электродинамика, в которой взаимодействие между заряженными частицами осуществляется через векторное (электромагнитное) поле: динамика поля описывается уравнениями Максвелла, а динамика частиц — релятивистской динамикой [4-6].

Динамика системы частиц, взаимодействующих через поле, принципиально отличается от динамики системы частиц с непосредственным мгновенным взаимодействием между ними. Причины такого различия следующие.

1. Частицы и поле — это две взаимосвязанные подсистемы, внутри каждой из которых нет взаимодействий. В общем случае подсистема гамильтоновой системы негамильтонова [7]. Поэтому, хотя траектории в фазовом пространстве подсистемы частиц, безусловно, существуют, но как теорема Лиувилля о сохранении фазового объема, так и теорема Пуанкаре о возвращении для подсистемы частиц не выполняются.

2. Из-за ограниченной скорости распространения поля мгновенные силы, действующие на каждую из частиц системы, определяются положениями всех других частиц в более ранние моменты времени. Поэтому начальных условий типа задачи Коши только для частиц недостаточно для однозначной разрешимости этой задачи: требуется учесть полевые степени свободы, включая уравнения эволюции полей, а также начальные и граничные условия для них.

Начиная с 1900 г. и до недавнего времени появилось несколько работ, в которых исследуется динамика малочастичных модельных систем с парадоксальным поведением. Прежде всего, Лэмб исследовал модель осциллятора, прикреплённого к бесконечной струне [8, 9], и показал, что колебания этого осциллятора затухают. С современной точки зрения модель Лэмба представляет собой осциллятор, погруженный в скалярное поле.

Далее в работах [10-14] исследовано несколько модельных систем двух тел с запаздывающим взаимодействием между ними. Динамика таких систем описывается функционально-дифференциальными уравнениями запаздывающего типа. Во всех исследованных моделях установлена необратимость динамики.

Наконец, в работе [15] установлено, что запаздывание во взаимодействиях между частицами приводит к невозможности стационарных свободных колебаний одномерной кристаллической решетки. В зависимости от типа модельного потенциала возможны только два варианта свободных колебаний одномерной решетки.

- Затухание колебаний всех атомов и переход системы в состояние покоя при больших временах $t \to \infty$. В этом случае при наличии переменного внешнего поля в системе возникают стационарные вынужденные колебания и устанавливается динамическое равновесие между системой атомов и внешним полем. По сути, такое состояние есть не что иное, как термодинамическое равновесие между атомами и создаваемым ими полем.
- Амплитуда хотя бы части колебаний неограниченно возрастает со временем. Это означает разрушение решетки.

В рамках этой модели релятивистский эффект запаздывания взаимодействия является нестатистическим механизмом установления макроскопического динамического равновесия в системе «частицы + создаваемое ими поле».

Таким образом, динамика классической системы частиц в рамках релятивистской полевой концепции взаимодействий между частицами содержит принципиальную возможность описания термодинамического поведения без использования вероятностных предположений, не допускающих прямой верификации.

Положим, что взаимодействие между покоящимися частицами допускает представление через мгновенный скалярный центральный двухчастичный потенциал $v(r)$. Этот потенциал служит отправной точкой для перехода от статических межатомных потенциалов к вспомогательному релятивистскому динамическому полю, которое только в статическом режиме эквивалентно межатомным потенциалам.

Теоретико-полевое представление межатомных взаимодействий

Предположим, что мгновенный статический скалярный межатомный потенциал $v(r)$ может быть представлен в виде интеграла Фурье:

$$v(r) = \int \frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^3}\, \tilde{v}(k)\, e^{i\,\mathbf{k}\,\mathbf{r}}, \tag{1}$$

где $r = |\mathbf{r}|$, $k = |\mathbf{k}|$.

1) Рационально-алгебраическая модель межатомных потенциалов

Положим, что функция $\tilde{v}(k)$ для действительных значений k ограничена и является рациональной алгебраической функцией от k^2:

$$\tilde{v}(k) = \frac{Q_{2m}(k)}{P_{2n}(k)}, \quad (m < n), \tag{2}$$

где $Q_{2m}(k)$ и $P_{2n}(k)$ – многочлены степеней $2m$ и $2n$ соответственно:

$$P_{2n}(k) = \sum_{s=0}^{n} C_s\, k^{2s}, \quad Q_{2m}(k) = \sum_{s=0}^{m} D_s\, k^{2s}, \tag{3}$$

C_s, D_s – вещественные коэффициенты.

Из ограниченности функции $\tilde{v}(k)$ на вещественной оси следует, что полином $P_{2n}(k)$ не имеет действительных корней. Ограничимся случаем, когда кратность каждого из комплексных корней этого многочлена равна единице. Тогда разложение функции $\tilde{v}(k)$ на простейшие дроби имеет вид

$$\tilde{v}(k) = \sum_{s=1}^{n} \frac{g_s}{k^2 + \mu_s^2}, \tag{4}$$

где g_s и μ_s, вообще говоря, комплексные параметры, а $\pm i\mu_s$ — корни многочлена $P_{2n}(k)$.

Функция (4) соответствует потенциалу вида

$$v(r) = \frac{1}{4\pi r} \sum_{s=1}^{n} g_s\, e^{-\mu_s r}, \quad \mathrm{Re}\, \mu_s > 0. \tag{5}$$

Простейший частный случай, когда все μ_s вещественны, изучен в работе [16]. В этом случае все коэффициенты g_s разложения (5) также вещественны и соответствующие межатомные потенциалы $v(r)$ могут быть представлены в виде линейной комбинация потенциалов Юкавы.

Интерес представляет более общий случай, когда мнимые части хотя бы некоторых из μ_s отличны от нуля.

$$\mu_s^{\pm} = \alpha_s \pm i\beta_s, \quad \beta_s \neq 0. \tag{6}$$

Тогда из вещественности потенциала $v(r)$ следует, что каждой паре взаимно сопряженных параметров μ_s^+, μ_s^- соответствует пара взаимно сопряженных параметров g_s^+, g_s^- с тем, чтобы удовлетворять условию

$$\mathrm{Im}\left\{ g_s^+\, e^{-\mu_s^+ r} + g_s^-\, e^{-\mu_s^- r} \right\} = 0. \tag{7}$$

В результате суммарный вклад каждой пары взаимно комплексно сопряженных параметров μ_s^+ и μ_s^- в полный межатомный потенциал веществен и имеет вид

$$\begin{aligned} v_s(r) &= \frac{1}{4\pi r} e^{-\alpha_s r} \big(A_s \cos(\beta_s r) + B_s \sin(\beta_s r) \big) \\ &= \frac{\sqrt{A_s^2 + B_s^2}}{4\pi r} e^{-\alpha_s r} \sin(\beta_s r + \psi_s), \end{aligned} \quad . \tag{8}$$

где A_s и B_s – вещественные параметры, связанные с $g_s^\pm$ соотношением

$$g_s^\pm = \frac{1}{2}(A_s \pm iB_s). \tag{9}$$

В этом случае по крайней мере часть вкладов в полный межатомный потенциал представляют собой осциллирующие (синусоидальные) потенциалы, амплитуды которых C_s убывают по закону Юкавы:

$$C_s = \frac{\sqrt{A_s^2 + B_s^2}}{4\pi r} e^{-\alpha_s r}. \tag{10}$$

Таким образом, полный статический межатомный потенциал $v(r)$, преобразование Фурье которого $\tilde{v}(k)$ является рациональной алгебраической функцией квадрата волнового вектора $k^2 = |\mathbf{k}|^2$, можно представить в виде линейной комбинации *элементарных потенциалов* $v_s(r)$:

$$v_s(r) = \frac{g_s}{4\pi r}\, e^{-\mu_s r}, \quad \mathrm{Re}\, \mu_s > 0. \tag{11}$$

При $\mathrm{Im}\, \mu_s = 0$ соответствующий элементарный потенциал $v_s(r)$ является потенциалом Юкавы. Для $\mathrm{Im}\, \mu_s \neq 0$ соответствующий вклад в полный межатомный потенциал состоит из пар взаимно комплексно сопряженных элементарных потенциалов вида

$$v_s^\pm(r) = g_s^\pm\, e^{-(\alpha_s \pm i\beta_s) r}, \quad g_s^+ = (g_s^-)^*, \tag{12}$$

причём каждый из элементарных потенциалов удовлетворяет уравнению

$$(\Delta - \mu_s^2) v_s(r) = 0. \tag{13}$$

и является статическим, т.е. не зависящим от времени, потенциалом.

2) Переход от межатомных потенциалов к уравнениям динамического поля

В работе [16] введено понятие вспомогательного поля $\varphi(\mathbf{r}, t)$, которое в статическом случае (т.е. для покоящихся частиц) совпадает с межатомным потенциалом $v(r)$, а в динамическом случае описывает взаимодействие между частицами в терминах классического релятивистского поля.

Переход от статического поля $v(\mathbf{r})$ к динамическому релятивистскому полю $\varphi(\mathbf{r}, t)$ осуществляется в уравнениях поля заменой оператора Лапласа Δ на оператор Даламбера □ [17, 18, 16]

$$\Delta \ \Rightarrow \Box = \Delta - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}. \tag{14}$$

Применение этой процедуры к элементарным потенциалам $v_s(\mathbf{r})$ приводит к уравнению Клейна-Гордона-Фока для элементарных вспомогательных полей $\varphi_s(\mathbf{r}, t)$

$$(\Box - \mu_s^2)\varphi_s(\mathbf{r}, t) = 0. \tag{15}$$

Таким образом, реальное вспомогательное релятивистское поле, в терминах которого описывается взаимодействие между частицами, представляет собой линейную комбинацию, вообще говоря, комплексных элементарных полей $\varphi_s(\mathbf{r}, t)$, каждое из которых характеризуется комплексным параметром μ_s и описывается соответствующим уравнением (15).

В результате полный набор уравнений, описывающих эволюцию системы взаимодействующих частиц, состоит из уравнений динамики частиц, погружённых в суперпозицию элементарных полей Клейна-Гордона, и уравнений эволюции полей Клейна-Гордона, источником которых являются частицы.

3) Функции Грина элементарных полей и множественность запаздываний взаимодействий

Функция Грина оператора Клейна-Гордона $\hat{L}_s = \Box - \mu_s^2$ определяется уравнением

$$(\Box - \mu_s^2)G_s(\mathbf{r} - \mathbf{r}', t - t') = -\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}')\,\delta(t - t') \tag{16}$$

и имеет известный вид [19, 20]

$$\begin{aligned} G_s(\mathbf{r} - \mathbf{r}', t - t') &= \frac{\delta\left(t - t' - \frac{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}{c}\right)}{4\pi|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \\ &- \theta\left(t - t' - \frac{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}{c}\right) c\mu_s \frac{J_1\left(\mu_s\sqrt{c^2(t - t')^2 - |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^2}\right)}{4\pi\sqrt{c^2(t - t')^2 - |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^2}}, \end{aligned} \tag{17}$$

где $\theta(t)$ – “ступенька” Хевисайда, $J_1(x)$ – функция Бесселя.

Отсюда следует запаздывающий потенциал Клейна-Гордона field [20]

$$\varphi_s(\mathbf{r}, t) = \int d\mathbf{r}' [\frac{\rho\left(\mathbf{r}', t - \frac{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}{c}\right)}{4\pi|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} - \mu_s \int_0^\infty \rho\left(\mathbf{r}', t - \frac{1}{c}\sqrt{\xi^2 + |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^2}\right) \frac{J_1(\mu_s \xi)}{4\pi\sqrt{\xi^2 + |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^2}}\, d\xi] \tag{18}$$

где

$$\rho(\mathbf{r}, t) = \sum_a \delta\big(\mathbf{r} - \mathbf{r}_a(t)\big) - \tag{19}$$

мгновенная микроскопическая плотность числа частиц (атомов).

1. Первое слагаемое в правой части формулы (18) содержит однозначно определенное запаздывание, соответствующая волнам, распространяющимся со скоростью света c

$$\tau_1 = \frac{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}{c}. \tag{20}$$

2. Второе слагаемое этой же формулы содержит сразу бесконечное

(континуальное) множество запаздываний

$$\tau_2(\xi) = \frac{\sqrt{\xi^2 + |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^2}}{c} \geq \tau_1, \quad (0 < \xi < \infty), \tag{21}$$

зависящих от непрерывного параметра ξ и соответствующих волнам Клейна-Гордона, распространяющимся со скоростями от 0 до c. Отметим, что запаздывание $\tau_2(\xi)$ может принимать сколь угодно большие значения. Это означает, что сколь угодно далекое прошлое системы оказывает прямое влияние на её эволюцию в текущий момент времени.

Таким образом, связь между эволюцией релятивистского вспомогательного поля $\varphi(\mathbf{r}, t)$ и динамикой системы частиц, порождающих это поле, нелокальна как по пространственным переменным, так и по времени. Поэтому взаимодействие между частицами, переносимыми вспомогательным полем, также нелокально. Временная нелокальность обусловлена динамической природой вспомогательного поля и может быть описана в терминах функционально-дифференциальных уравнений запаздывающего типа.

В связи с недостаточной разработанностью теории функционально-дифференциальных уравнений актуален анализ качественных свойств решений уравнений динамики систем с запаздывающими взаимодействиями между частицами.

Качественный анализ динамики систем в рамках полевой формы взаимодействия частиц

1) Задача двух тел

Рассмотрим модель системы, состоящей из двух частиц, взаимодействующих через поле Клейна-Гордона $\varphi(\mathbf{r}, t)$ с параметрами

$$\mu^{\pm} = \alpha \pm i\beta. \tag{22}$$

Статический потенциал в этом случае имеет следующий вид

$$v(r) = \frac{A}{4\pi r} e^{-\alpha r} \sin(\beta r + \psi) \tag{23}$$

и имеет бесконечно много точек минимума, отделенных друг от друга точками максимума.

Ограничимся анализом одномерной динамики этой системы вдоль прямой, соединяющей частицы. В рамках нерелятивистской теории каждая из точек минимума потенциала является точкой устойчивого равновесия. Вблизи каждого из минимумов потенциала динамика системы близка к стационарным гармоническим колебаниям, которые могут длиться сколь угодно долго.

В рамках релятивистской теории существует также бесконечно много состояний статического равновесия, в которых расстояния между частицами совпадают с точками минимума статического потенциала, определяемого уравнением (23).

Однако, как показано в работах [14], в системе двух частиц с запаздывающим взаимодействием между ними все состояния равновесия неустойчивы. Дело в том, что запаздывание во взаимодействии между частицами приводит к невозможности стационарных гармонических колебаний вблизи точки минимума: в системе возникает бесконечно много нестационарных колебаний. При этом амплитуда хотя бы части этих колебаний увеличивается со временем. Таким образом, точка минимума статического межчастичного потенциала, которая в рамках нерелятивистской динамики является точкой устойчивого равновесия, в рамках релятивистской теории перестает быть таковой: сколь угодно малое начальное возмущение на малых временах приводит к возбуждение множественных гармоник как с возрастающими, так и с убывающими амплитудами.

Картина релятивистской динамики двухчастичной системы с многоямным статическим потенциалом несравненно более разнообразна, чем картина динамики системы с одним минимумом. Пусть в начальный момент времени система находится вблизи некоторой точки минимума многоямного статического потенциала. Вблизи этой точки бесконечно много нестационарных колебаний как с возрастающей, так и с убывающей амплитудой. В этом случае система неизбежно покидает окрестность точки начального минимума и оказывается в окрестности какого-либо из соседних минимумов.

Отметим, что амплитуда пространственных колебаний статического потенциала в уравнении (23)

$$C(r) = \frac{A}{4\pi r} e^{-\alpha r} \tag{24}$$

является *монотонной функцией* координаты r, а расстояния между точками соседних минимумов потенциала мало отличаются друг от друга. Следовательно, существует преимущественное направление скачков системы между точками минимумов статического потенциала $v(r)$: это удаление частиц друг от друга, т. е. $r \to \infty$.

Однако ситуация существенно изменяется, если полный статический потенциал содержит сумму хотя бы двух потенциалов с комплексными параметрами $\mu_1^{\pm}$ и $\mu_2^{\pm}$ ($\mu_1^{\pm} \neq \mu_2{}^{pm}$) соответственно. В этом случае распределение точек минимумов статического потенциала становится весьма неравномерным, а скачки между соседними минимумами приобретают хаотический характер. В качестве примера на рисунке 1 показано качественное представление статического потенциала, представляющего собой сумму двух элементарных потенциалов с комплексными параметрами $\mu_1^{\pm}$ и $\mu_2^{\pm}$. Множество потенциальных минимумов на этом рисунке разделено на группы, отделенные друг от друга сравнительно высокими барьерами.

Все скачки системы двух тел между минимумами одной группы происходят чаще, чем скачки между разными группами. Это приводит к возникновению иерархии времен в динамике даже двухчастичной системы и имеет признаки синергетического эффекта.

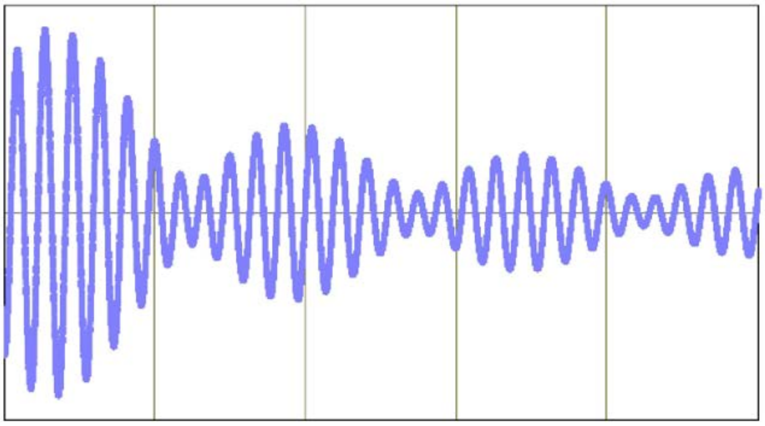

Рисунок 1. Качественный вид статического потенциала, представляющего собой сумму двух элементарных потенциалов с комплексными параметрами $\mu_1^{\pm}$ и $\mu_2^{\pm}$.

2) Динамика одномерного кристалла и установление (термо)динамического равновесия

Аналогичные явления имеют место в динамике гармонической модели одномерного кристалла с запаздывающим взаимодействием между частицами [15]. В этой модели кристалла все частоты колебаний комплексные, поэтому стационарные свободные колебания системы невозможны. Поэтому в рамках релятивистской динамики гармонического кристалла при $t \to \infty$ возможны только два сценария эволюции системы.

1. Амплитуды всех свободных колебаний со временем стремятся к нулю. В этом случае энергия колеблющихся частиц передается полю, через которое частицы взаимодействуют. В отсутствие границы поле обращается в бесконечность, унося с собой энергию. Все свободные колебания прекращаются. Если систему частиц поместить в ящик с непроницаемыми для поля границами, то поле возвращается к частицам как сила, приводящая к вынужденным стационарным колебаниям частиц. Этот пример иллюстрирует безвероятностный динамический механизм установления термодинамического равновесия в системе.

2. Амплитуды хотя бы части колебаний кристалла увеличиваются. При этом происходит перестройка кристаллической структуры, описание которой неизбежно требует выхода за пределы гармонической модели. Это явление имеет признаки синергетического эффекта.

3) Возможен ли эффект конфайнмента в классической релятивистской динамике?

Заметим, что функция $v_s(r)$ в формуле (11) формально удовлетворяет уравнению (13) не только при условии $\mathrm{Re}\ \mu_s > 0$, но и при противоположном условии: $\mathrm{Re}\ \mu_s < 0$. Этот вариант обычно не рассматривается, полагая, что статический межчастичный потенциал $v_s(r)$ должен стремиться к нулю при $r \to \infty$.

Тем не менее, рассмотрим статический потенциал типа (11) при $\mathrm{Re}\ \mu_s = -\alpha < 0$, $\mathrm{Im}\ \mu_s = 0$ применительно к полевой форме взаимодействий в классических системах

$$v(r) = \frac{C}{4\pi r}\ e^{\alpha r}, \quad \alpha > 0. \tag{25}$$

Этот потенциал стремится к бесконечности как при $r \to +0$, так и при $r \to +\infty$, и имеет единственный минимум в точке $r = \alpha^{-1}$. В рамках классической механики такой потенциал соответствует взаимному захвату частиц и невозможности разделения системы частиц на составные части. Эта ситуация формально аналогична явлению удержания кварков, который исследуется в рамках квантовой хромодинамики.

Отметим привлекательные свойства этого потенциала.

- Динамическое поле, соответствующее этому статическому потенциалу, удовлетворяет уравнению Клейна-Гордона и поэтому является релятивистским.
- Это поле способно обеспечить устойчивость комплекса, состоящего из конечного числа частиц, в рамках нерелятивистского приближения.

Однако непосредственное исследование динамики задачи двух тел с таким статическим потенциалом в рамках релятивистской теории наталкивается на весьма существенные трудности.

- С одной стороны, в рамках релятивистской теории комплексность корней характеристического уравнения приводит к невозможности малых стационарных колебаний и потере устойчивости системы.
- С другой стороны, бесконечному удалению частиц друг от друга препятствует неограниченный рост потенциала при $r \gg \alpha^{-1}$. К сожалению, качественный анализ поведения системы при условии $r \geq \alpha^{-1}$ наталкивается на очевидные и пока непреодолённые принципиальные трудности.

Обсуждение и выводы

Основные принципы, лежащие в основе этой работы, состоят в следующем.

1. Межатомные взаимодействия имеют полевую природу. Поэтому любая реальная система состоит из частиц и поля, создаваемого этими частицами и передающего взаимодействия между этими частицами.
2. В случае покоящихся атомов взаимодействие между ними можно описать межатомными потенциалами. Но в случае движущихся атомов взаимодействие описывается вспомогательным скалярным релятивистским полем.
3. Вспомогательное скалярное поле представляет собой суперпозицию элементарных полей, каждое из которых характеризуется своей, вообще говоря, комплексной массой и удовлетворяет уравнению Клейна – Гордона. Параметры

элементарных полей однозначно выражаются через характеристики статических межатомных потенциалов.

4. В силу конечности масс элементарных полей скорость распространения полей Клейна-Гордона может принимать любые значения, меньшие скорости света. Это приводит к тому, что запаздывание взаимодействий между частицами может достигать сколь угодно больших значений.

5. Запаздывание взаимодействий между частицами является реальным физическим механизмом, приводящим к необратимости динамики как многочастичных, так и малочастичных систем.

Благодарности

Я искренне признателен Я. И. Грановскому, М. А. Захарову и В. В. Зубкову за стимулирующие дискуссии.

Список литературы

1. Currie D. G. Interaction contra classical relativistic Hamiltonian particle mechanics // J. Math. Phys. 1963. 4(12).1470-1488.

2. Currie D. G., Jordan T. F., Sudarshan E. C. G. Relativistic invariance and Hamiltonian theories of interacting particles // Rev. Mod. Phys. 1963. 35(2). 350-375.

3. Leutwyler H. // Nuovo Cimento. 1965. 37(2). 556-567.

4. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория поля. Москва, Наука, 1988.

5. Synge J. L. Relativity: The Special Theory. Amsterdam, North Holland, 1956. 450 p.

6. Kosyakov B. P. Introduction to the Classical Theory of Particles and Fields. Berlin, Springer, 2007.

7. Uchaikin V. V. On time-fractional representation of an open system response // Fract. Calc. Appl. Anal. 2016. 19.1306-1315. DOI: 10.1515/fca-2016-0068

8. Lamb H. On a Peculiarity of the Wave-System due to the Free Vibrations of a Nucleus in an Extended Medium // Proc. Lond. Math. Soc. 1900. s1-32. 208-211. DOI: 10.1112/PLMS/S1-32.1.208

9. Love A. E. H. Some Illustrations of Modes of Decay of Vibratory Motions // Proc. Lond. Math. Soc. 1905. s2-2. 88-113.

10. Synge J. L. The Electromagnetic Two-Body Problem // Proc. Roy. Soc. A. 1940. 177. 118-139. DOI: 10.1098/rspa.1940.0114

11. Driver R. D. A Two-Body Problem of Classical Electrodynamics: The One-Dimensional Case // Annals of Physics. 1963. 21(1). 122-142. DOI: 10.1016/0003-4916(63)90227-6

12. Hsing D. K. Existence and Uniqueness Theorem for the One-Dimensional Backwards Two-Body Problem of Electrodynamics // Phys. Rev. D. 1977. 16. 974-982. DOI: 10.1103/PhysRevD.16.974

13. Hoag J. T., Driver R. D. A Delayed-Advanced Model for the Electrodynamics Two-Body Problem // Nonlinear Anal. Theory Methods Appl. 1990. 15. 165-184.

14. Zakharov A. Yu. On Physical Principles and Mathematical Mechanisms of the Phenomenon of Irreversibility // Physica A: Statistical Mechanics and its Applications. 2019. 525. 1289-1295. DOI: 10.1016/j.physa.2019.04.047

15. Zakharov A. Y., Zakharov M. A. Microscopic Dynamic Mechanism of Irreversible Thermodynamic Equilibration of Crystals // Quantum Reports. 2021. 3. 724-730. DOI: 10.3390/quantum3040045

16. Zakharov A. Y., Zubkov V. V. Field-Theoretical Representation of Interactions between Particles: Classical Relativistic Probability-Free Kinetic Theory // Universe. 2022. 8(281). 1-11. DOI: 10.3390/universe8050281

17. Lorenz L. On the identity of the vibrations of light with electrical currents // Philos. Mag. 1867. 34. 287-301. DOI: 10.1080/14786446708639882

18. Riemann B. A contribution to electrodynamics // Philos. Mag. Ser. 1867. 34. 368-372. DOI: 10.1007/978-3-319-60039-0_3

19. Morse P. M., Feshbach H. Methods of Theoretical Physics. New York, McGraw-Hill, 1953.

20. Иваненко Д. Д., Соколов А. А. Классическая теория поля. Москва, ГИТТЛ, 1949. 432 с.

References

1. Currie D. G. Interaction contra classical relativistic Hamiltonian particle mechanics // J. Math. Phys. 1963. 4(12).1470-1488.

2. Currie D. G., Jordan T. F., Sudarshan E. C. G. Relativistic invariance and Hamiltonian theories of interacting particles // Rev. Mod. Phys. 1963. 35(2). 350-375.

3. Leutwyler H. // Nuovo Cimento. 1965. 37(2). 556-567.

4. Landau L. D., Lifshitz E. M. Teoriya polya [Field theory]. Moscow, Nauka Publ., 1988.

5. Synge J. L. Relativity: The Special Theory. Amsterdam, North Holland, 1956. 450 p.

6. Kosyakov B. P. Introduction to the Classical Theory of Particles and Fields. Berlin, Springer, 2007.

7. Uchaikin V. V. On time-fractional representation of an open system response // Fract. Calc. Appl. Anal. 2016. 19.1306-1315. DOI: 10.1515/fca-2016-0068

8. Lamb H. On a Peculiarity of the Wave-System due to the Free Vibrations of a Nucleus in an Extended Medium // Proc. Lond. Math. Soc. 1900. s1-32. 208-211. DOI: 10.1112/PLMS/S1-32.1.208

9. Love A. E. H. Some Illustrations of Modes of Decay of Vibratory Motions // Proc. Lond. Math. Soc. 1905. s2-2. 88-113.

10. Synge J. L. The Electromagnetic Two-Body Problem // Proc. Roy. Soc. A. 1940. 177. 118-139. DOI: 10.1098/rspa.1940.0114

11. Driver R. D. A Two-Body Problem of Classical Electrodynamics: The One-Dimensional Case // Annals of Physics. 1963. 21(1).122-142. DOI: 10.1016/0003-4916(63)90227-6

12. Hsing D. K. Existence and Uniqueness Theorem for the One-Dimensional Backwards Two-Body Problem of Electrodynamics // Phys. Rev. D. 1977. 16. 974-982. DOI: 10.1103/PhysRevD.16.974

13. Hoag J. T., Driver R. D. A Delayed-Advanced Model for the Electrodynamics Two-Body Problem // Nonlinear Anal. Theory Methods Appl. 1990. 15. 165-184.

14. Zakharov A. Yu. On Physical Principles and Mathematical Mechanisms of the Phenomenon of Irreversibility // Physica A: Statistical Mechanics and its Applications. 2019. 525. 1289-1295. DOI: 10.1016/j.physa.2019.04.047

15. Zakharov A. Y., Zakharov M. A. Microscopic Dynamic Mechanism of Irreversible Thermodynamic Equilibration of Crystals // Quantum Reports. 2021. 3. 724-730. DOI: 10.3390/quantum3040045

16. Zakharov A. Y., Zubkov V. V. Field-Theoretical Representation of Interactions between Particles: Classical Relativistic Probability-Free Kinetic Theory // Universe. 2022. 8(281). 1-11. DOI: 10.3390/universe8050281

17. Lorenz L. On the identity of the vibrations of light with electrical currents // Philos. Mag. 1867. 34. 287-301. DOI: 10.1080/14786446708639882

18. Riemann B. A contribution to electrodynamics // Philos. Mag. Ser. 1867. 34. 368-372. DOI: 10.1007/978-3-319-60039-0_3

19. Morse P. M., Feshbach H. Methods of Theoretical Physics. New York, McGraw-Hill, 1953.

20. Ivanenko D. D., Sokolov A. A. Klassicheskaya teoriya polya [Classical field theory]. Moscow, GITTL Publ., 1949. 432 p.

Информация об авторах

Захаров Анатолий Юльевич – доктор физико-математических наук, профессор, профессор, Новгородский государственный университет имени Ярослава Мудрого (Великий Новгород, Россия), ORCID: 0000-0002-7850-0086, Anatoly.Zakharov@novsu.ru