

(ELWIST 6) К СИСТЕМЕ НОВЫХ МИКРОДИНАМИК

ОБЩАЯ РУБРИКАЦИЯ:

МИКРОДИНАМИКА: Гидродинамика праматерии

МИКРОДИНАМИКА: Единство с макродинамикой

МИКРОДИНАМИКА: Неизотермичность праматерии

МИКРОДИНАМИКА: Новая трактовка квантовой теории

МИКРОДИНАМИКА: Уточнение модели Гейзенберга

МИКРОДИНАМИКА: Объективация света как системы частиц

МИКРОДИНАМИКА: Структура силовых линий

МИКРОДИНАМИКА: К турбулентным моделям микромира

МИКРОДИНАМИКА: К кинетическим моделям микромира

МИКРОДИНАМИКА: Пассивное сплетение полей

МИКРОДИНАМИКА: Активное сплетение полей

МИКРОДИНАМИКА: Дифференциальные уравнения для массы

МИКРОДИНАМИКА: Классические свойства частиц света

К СИСТЕМЕ НОВЫХ МИКРОДИНАМИК

ВИКТОР БАРЫКИН

**К СИСТЕМЕ
НОВЫХ МИКРОДИНАМИК**

СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ

6.1. К ГИДРОДИНАМИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ МИКРОМИРА

- 6.1.1. Новый подход к микромиру*
- 6.1.2. Микродинамика покоящейся праматерии*
- 6.1.3. Микродинамика движущейся праматерии*
- 6.1.4. Неизотермическая праматерия*
- 6.1.5. Новые ответы на вопросы квантовой теории*
- 6.1.6. Турбулентная, кинетическая, световая микродинамика*

6.2. ОБЪЕКТИВАЦИЯ ЧАСТИЦ СВЕТА НА ОСНОВЕ МАТРИЧНОЙ МЕХАНИКИ ГЕЙЗЕНБЕРГА

- 6.2.1. Аспекты механики Гейзенберга*
- 6.2.2. Модель излучения и частиц света по Томсону*
- 6.2.3. Согласование подходов к излучению Гейзенберга и Томсона*
- 6.2.4. Модель структурной электрической силовой линии*
- 6.2.5. Анализ полученных результатов*
- Приложение 6.2.1. О возможности классических свойств у частиц света*
- Приложение 6.2.2. К новым моделям матричных динамик*

6.3. К СТРУКТУРНОЙ МИКРОМЕХАНИКЕ АТОМОВ

- 6.3.1. Алгоритм сплетения*
- 6.3.2. Пассивное сплетение полей*
- 6.3.3. Активное сплетение полей*
- 6.3.4. Размерностный анализ уравнения Шрёдингера*

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

ЛИТЕРАТУРА

ВВЕДЕНИЕ

Длительное время физикам и математикам не удавалось установить строгую связь между макро - и микродинамиками. Казалось, что это вообще невозможно сделать, так как и физические основы, и математические модели для указанных разделов физики существенно различны.

Так не должно быть в рамках концепции трансфинитной реальности. Принимая идею софистатности различных уровней материи, мы вправе ожидать софистатности моделей для ее описания.

Концепция трансфинитных (n,k) -Ритов допускает такую возможность, так как Риты математически едины для всех уровней материи. И хотя физически мы имеем дело с материей разных уровней, однако допустимо, что их динамика может быть единой.

Эта идея позволяет приблизиться к конструктивному использованию идеи софистатности динамик разных уровней материи. Примем одни и те же уравнения динамики для разных уровней материи. Тогда мы получаем возможность по уравнениям динамики одного уровня материи восстановить динамику другого уровня материи.

В разделе 6.1., используя уравнения динамики вязкой жидкости и выражение для общей четырехметрики, характерной для электродинамики без ограничения скорости, получено уравнение Шредингера. Оно ассоциировано с покоящейся тонкой материей - праматерией. Получены его обобщения, когда праматерия движется.

Выведены уравнения турбулентной микродинамики. Указаны всевозможные обобщения микродинамических моделей, следующие из уравнений движения макроскопических твердых тел, жидкостей, плазмы. Поставлена задача рассмотрения полной системы микродинамик.

В разделе 6.2., используя модификацию модели частицы света по Томсону, согласно которой они представляют собой тор, образованный из реальных силовых линий, найден переход к матричной механике Гейзенберга. Согласно новой точке зрения она представляет собой алгоритм описания реальных протяженных объектов системой дискретных точек. Такой подход ранее был предложен Лагранжем при описании динамики струны и применялся, в частности, Релеем в теории звука. Очевидна физическая прагматичность такого подхода. Однако очевидна и его физическая неполнота, так как в его рамках решается только узкий класс реальных задач.

Доказательство неполноты модели микромира по Шрёдингеру, дополненное пониманием неполноты матричной механики Гейзенберга, приводит к новой оценке соответствия между ними как неполных моделей. Оно стимулирует решение новой проблемы: сколько и каких разных моделей возможно построить для описания одних и тех же изделий, одних и тех же явлений?

В разделе 6.3. показано, как из анализа уравнений микродинамики для волновой функции можно прийти к уравнениям для описания физических зарядов. Если расчет покажет, какие алгоритмы конструктивны в этом направлении, то по системе микродинамик для волновых функций можно будет «строить» систему моделей для физических зарядов.

Складывается впечатление, что не нужно бояться микромира. У него есть чему поучиться и чему порадоваться вместе с ним. Как следует порадоваться и тому, что наши знания о макромире могут быть сущностно и формально полезны для анализа микромира. Просто мы начинаем глубже понимать и реализовывать идею трансфинитности материи.

6.1. К ГИДРОДИНАМИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ МИКРОМИРА

Принята идея, что атомы и молекулы изготовлены из структурных элементов тонкой материи, названной праматерией. Предложена модель микромира в форме уравнений гидродинамики. Учтены скорости и другие физические параметры праматерии. Показано, что уравнение Шрёдингера соответствует поведению покоящейся, «вязкой» праматерии с взаимодействием, зависящим от квадрата скоростей. Сформулированы проблемы Эйнштейна и Шрёдингера, относящиеся к стандартной квантовой теории, дано их решение в гидродинамической модели микромира.

Для описания микрообъектов и микроявлений требуются новые модели. В них, следуя практике, реализуется сочетание классических и квантовых свойств физического мира. Микрообъекты могут не образовывать статистический ансамбль. В то же время их может быть достаточно много. Нужны качественно новые физические модели, пригодные для единого описания явлений в конечных физических системах. В моделях должны быть учтены разнообразные физические факторы: неизотермичность процессов, химические реакции и многое другое.

Издавна принято изучать устройство и поведение физического микромира по моделям квантовой теории. Они во многом адекватны проводимым экспериментам и пригодны для конструирования новых технических устройств. По указанным причинам нет необходимости сомневаться в их полезности и прагматичности. Однако никто не отрицает потребности построения новых моделей микромира. Они необходимы для практического создания новых материалов и новых технологий.

Исследования в таком направлении предполагают решение **первой фундаментальной проблемы физики**: как согласовать между собой макроскопическую (классическую) и микроскопическую (квантовую) теории? Речь идет не только о похожести моделей, описывающих физические явления. *Важно проанализировать конструкции, которые стоят за ними: исследовать состав и свойства структурных элементов, из которых они образованы.* Представление о сложности и некоторых успехах в решении этой проблемы можно получить в монографиях [1,2].

Требуется решить также **вторую фундаментальную проблему физики**: *согласовать микротерию с теорией относительности.* В частности, нужно корректно учесть скорости и ускорения в физических устройствах, а также физические факторы, управляющие ими, что не принято делать в квантовых теориях. Авторство этой проблемы определить сложно, о ней в разной мере говорили разные авторы. Ее решение сложно по ряду причин. Одной из них является факт, что релятивистская и нерелятивистская теории управляются неизоморфными симметриями. В микротерии применяют группу Лоренца, в макротериях - группу Галилея. Обусловлено это, в рамках концепции показателя отношения в электродинамике, тем обстоятельством, что в макрофизике большинство измерений не меняют параметры явлений, тогда как в микрофизике измерение способно существенно повлиять на явление. Различны также физические пространства, в которых описываются анализируемые явления.

Исходным пунктом теоретической микродинамики становится проблема Эйнштейна: *насколько фундаментальна **обычная квантовая теория** для всей физики*, в частности, для описания наноструктур, *является ли она базовым или вспомогательным ее элементом?* Она сформулирована давно. По мнению Балентайна [3], Гейзенберг создал миф, что Эйнштейн не понял квантовой механики. На самом деле, Эйнштейн считал квантовую механику удовлетворительной теорией. Но она, с его точки зрения, *не может быть исходным пунктом всей физики.* Однако ни Эйнштейн, ни другие авторы не смогли

найти решение поставленной проблемы. Долгое время было непонятно, как к ней подойти. Ведь модели разных разделов физики кажутся не только формально, но и сущностно разными. Существует мнение, что физика макро и микроявлений и конструкций, с ними связанных, различна и в ней мало общего.

Отметим также **проблему Шрёдингера** [4]. Он считал, что атомы, описываемые «снаружи» уравнениями электродинамики Максвелла, могут «внутри» описываться аналогичными уравнениями. Проблема такова: *как согласовать волновую функцию квантовой теории с четырехпотенциалами электродинамики?* Как учесть в конкретной модели стороны и свойства физических материалов, с которыми проводятся эксперименты?

Каждая модель всегда имеет внешние и внутренние стимулы для развития, свои ростковые точки. В квантовой теории их достаточно много.

Одним из вариантов ее развития, с моей точки зрения, который может оказаться полезным для описания микросистем, является гидродинамическая модель микромира. Смысл развиваемого подхода состоит в том, чтобы найти место квантовой модели в структуре уравнений гидродинамики. Если это реализовано, появляются варианты сопоставления и развития микро и макромоделей физической реальности. Новый путь открывает новые возможности для решения проблемы Эйнштейна и проблемы Шрёдингера квантовой теории. Частичный обзор по гидродинамическому моделированию микромира имеется в работе [5]. Конкретные модели можно изучить, следуя статьям [6–11]. В предлагаемом новом подходе, с одной стороны, мы получаем возможность моделирования, привычного в макромире, для аналогового анализа конструкций и явлений микромира. С другой стороны, ожидаемый анализ в состоянии обнаружить новые черты макромира, проявляющиеся через свойства микромира. Эти обстоятельства могут оказаться полезными при построении единой модели и динамики макро- и микромира.

Следуя опыту, мы вправе утверждать, что если физические явления аналогичны друг другу, то аналогичны и соответствующие физические конструкции, стоящие за ними. Модельная аналогия в описании *макро и микроявлений* может рассматриваться как первый шаг в направлении синтеза разных моделей. Модельная аналогия в описании *макро и микроконструкций* должна стать вторым шагом в направлении искомого синтеза. Нужна конструктивная реализация обоих указанных программ.

6.1.1. Новый подход к микромиру

Будем рассматривать физический мир как многоуровневую материальную систему. Назовем физической материей все то, что имеет структуру и активность. Определим уровень физической материи совокупностью его базовых материальных объектов и их взаимодействий. Так, физические макротела состоят из атомов, которые образуют свой уровень материи. Атомы состоят из электронов и нуклонов, которые образуют новый уровень материи. Примем новую точку зрения, что электроны и нуклоны состоят из новых структурных составляющих (из которых состоят и частицы света): из элонов и пролонов. Пусть элоны и пролоны состоят из атонов – предполагаемых новых структурных составляющих, свойства которых требуется детально изучить. Назовем праматерией элоны, пролоны, атоны, следуя подходу, данному в [12], все то, что из них образовано, а также то, что им предшествует. Физики давно признали факт и возможность сосуществования материи разных уровней. Разные базовые структурные составляющие используются в физическом эксперименте, анализируются численно и применяются на практике. Практика основана на информации о физических составляющих каждого уровня, их свойствах, а также о согласовании уровней друг с другом.

Сопоставим каждому уровню физического мира «свою физическую материю» в физическом и философском смыслах слова. Пусть для нее выполняются следующие условия:

- микроявления, аналогично макроявлениям, реализуются на основе свойств и движений структурных составляющих своего уровня материи, из них образованы также конструкции исследуемого уровня материи,
- свойства микроконструкций определяются свойствами взаимодействий, которым подчинены их физические составляющие,
- сами составляющие, их движения и взаимодействия могут быть верифицированы физическим экспериментом и расчетом,
- подходы, понятия и выводы, полученные при исследовании конструкций и явлений макромира, имеют свои приложения для конструкций и явлений микромира.

Будем рассматривать теорию физических микрообъектов и микроявлений как звено общей теории физических систем. Будем искать единые физические модели, пригодные для разных уровней физического мира. В основу анализа положим экспериментальную и теоретическую верификацию каждого уровня физического мира, практически подтверждая их материальные стороны и свойства.

Уточним идеологию. Примем для любой физической системы и любой практики в качестве *первого базового элемента* физического моделирования факт наличия и сосуществования ассоциированной с практикой человека системы объективно существующих, имеющих структуру физических конструкций, занимающих свой уровень и свое место в реальной действительности – *наличие сосуществующих реальных физических объектов*. Зададим их свойства величинами. Первым уровнем реальной практики будем считать теоретическое и экспериментальное отображение через систему величин по возможности полной совокупности сторон и свойств микроконструкций. Примем в качестве *второго базового элемента* физического моделирования факты *взаимодействия реальных конструкций*, проявляющие совокупность их свойств и реализующиеся через прикосновения, отношения, реакции и совокупность взаимных движений. Зададим их свойства через систему дифференциальных и кодифференциальных (или интегральных ...) операторов. Вторым уровнем реальной практики будем считать построение системы операторов, эффективных для явлений, ассоциированных с данными конструкциями, создание и совершенствование на этой основе полезных технических устройств. Примем в качестве *третьего базового элемента* физического моделирования *конструирование физической модели* из пары указанных базовых элементов: величин и операторов. Создание работающих моделей будем считать третьим элементом физического моделирования.

Реализуем указанную идеологию при структурном моделировании атомов и молекул, используя концепцию праматерии. Будем исходить из факта, что физические атомы и молекулы являются структурными элементами для образования физических макроскопических тел, они образуют свой уровень материи. Будем считать, что они, в свою очередь, образованы из новых физических, структурных составляющих, которые принадлежат другому уровню материи. Назовем его праматерией.

Задача физической теории сводится к тому, чтобы выразить стороны и свойства атомов и молекул ($(l-1)$ -уровня материи) через структурные составляющие свойства системы $(l-k)$ –уровней праматерии при $k = 2, 3, 4, \dots$. Модель должна быть такой, чтобы на ее основе можно было выразить как свойства атомов и молекул, так и свойства их составляющих. С одной стороны, атомы и молекулы следует рассматривать как тела, изготовленные из праматерии. С другой стороны, атомы и молекулы находятся в праматерии. По этим причинам *требуется система из трех моделей: для самостоятельного описания материи и праматерии, а также для их взаимных влияний*.

Найдем теоретические основания для описания структуры и свойств атомов и молекул на основе структуры и поведения праматерии. Выберем в качестве исходной

точки анализа макроскопическую модель вязкой жидкости. Применим ее с уточнениями и дополнениями к праматерии.

Будем считать известными плотность праматерии ρ и ее кинематическую вязкость η . Пусть величина σ дополнительно характеризует динамические свойства праматерии. Запишем **модель поведения праматерии** в форме уравнений гидродинамики вязкой жидкости:

$$\partial_i \left(N^{ij} - \frac{\eta}{\sigma} \Phi^{ij} \right) = \partial_i \Psi^{ij}(\mathbf{1}) = F^j.$$

Тензор скоростей N^{ij} , тензор напряжений Φ^{ij} и четырехвектор сил F^j выберем из дополнительных предположений, устанавливая вид конкретной модели. Он может меняться, если этого потребуют эмпирические данные. На начальной стадии нового, структурного анализа микромира в соответствии с идеей физической праматерии, желательно найти подход, который приводит нас к известным результатам. В качестве модели микромира возьмем уравнение Шрёдингера квантовой теории:

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \psi + V\psi.$$

В физическом пространстве выберем величины, характеризующие поведение праматерии:

$$N^{ij} = \rho v^i \otimes v^j = \rho \begin{pmatrix} v^1 v^1 & v^1 v^2 & v^1 v^3 & v^1 v^0 \\ v^2 v^1 & v^2 v^2 & v^2 v^3 & v^2 v^0 \\ v^3 v^1 & v^3 v^2 & v^3 v^3 & v^3 v^0 \\ v^0 v^1 & v^0 v^2 & v^0 v^3 & v^0 v^0 \end{pmatrix}, \Phi^{ij} = g^{ik} \varphi_k^j = \begin{pmatrix} \partial_1 f^1 & \partial_2 f^1 & \partial_3 f^1 & \partial_0 f^1 \\ \partial_1 f^2 & \partial_2 f^2 & \partial_3 f^2 & \partial_0 f^2 \\ \partial_1 f^3 & \partial_2 f^3 & \partial_3 f^3 & \partial_0 f^3 \\ \partial_1 f^0 & \partial_2 f^0 & \partial_3 f^0 & \partial_0 f^0 \end{pmatrix}.$$

Здесь v^i – компоненты четырехскорости праматерии, δ_{ik}^j – тензор Кронекера, $f^j = \delta_{ik}^j v^i v^k$. Определим четырехсилу, действующую на элемент объема праматерии, выражением

$$F^j = -\Phi \frac{\rho}{\sigma} f^i = -\Phi \frac{\rho}{\sigma} \delta_{ik}^j v^i v^k.$$

Будем считать, что величина Φ , с одной стороны, характеризует потенциал внешних сил, с другой стороны, учитывает влияние материальных конструкций, находящихся в праматерии. На данной стадии её невозможно задать в общем виде. Реальные задачи конкретны и обязаны соответствовать экспериментальной ситуации. Заметим, что модель микродинамики будет косвенно учитывать свойства конструкций, находящихся в праматерии. Для этого нужно задать форму и поведение этих конструкций через систему начальных и граничных условий. Однако для самих конструкций требуются дополнительные условия и модели.

Другими словами, по самой постановке задачи, гидродинамика праматерии способна дать лишь косвенную информацию о поведении материальных конструкций, находящихся в ней.

Зададим четырехскорости праматерии, опираясь на результаты, полученные в электродинамике движущихся сред [12]. Выберем в физическом пространстве-времени $T^1 \times R^3$ координаты

$$x^1 = x, x^2 = y, x^3 = z, x^0 = ic_g t.$$

Воспользуемся тензорами, характеризующими структуру пространства скоростей вида

$$\gamma^{ij} = \text{diag}(1,1,1,1), \theta^{ij} = \text{diag}(1,1,1, \chi).$$

Пусть скалярная величина

$$\chi = \frac{\det \theta^{ij}}{\det \gamma^{ij}}$$

принадлежит полю комплексных чисел. Примем точку зрения, что именно через структуру числовых множеств (алгебраических систем) в физических моделях учитываются как «внешние», так и «внутренние» стороны и свойства микроконструкций и микроявлений. Для четырехмерного интервала и четырехскорости получим

$$d\theta = \frac{ic_g dt}{\sqrt{\chi}} \left(1 - \chi \frac{u^2}{c_g^2}\right)^{1/2}, v^k = \frac{\sqrt{\chi}}{ic_g} \frac{dx^k}{dt} \left(1 - \chi \frac{u^2}{c_g^2}\right)^{-1/2}.$$

Теперь у нас есть все элементы для начального анализа.

6.1.2. Микродинамика покоящейся праматерии

Покою праматерии соответствует вариант, когда $u^1 = u^2 = u^3 = 0$. В этом случае $v^0 = \sqrt{\chi}$. Для тензора скоростей, тензора вязких напряжений и силы получим выражения:

$$N^{ij} = \rho \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & v^0 v^0 \end{pmatrix}, \Phi^{ij} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ \partial_1(v^0 v^0) & \partial_2(v^0 v^0) & \partial_3(v^0 v^0) & \partial_0(v^0 v^0) \end{pmatrix}, F^j = -\frac{\rho}{\sigma} \Phi \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ \chi \end{pmatrix}.$$

Так как $v^0 v^0 = \chi$, то

$$\begin{aligned} \partial_i N^{ij} &= -i \frac{\rho}{c_g} \frac{\partial \chi}{\partial t} - i \chi \frac{1}{c_g} \frac{\partial \rho}{\partial t}, \\ \partial_i \Phi^{ij} &= \frac{\eta}{\sigma} \left(\nabla^2 \chi - \frac{1}{c_g^2} \frac{\partial^2 \chi}{\partial t^2} \right) + \text{grad} \frac{\eta}{\sigma} \cdot \text{grad} \chi - \frac{1}{c_g^2} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\eta}{\sigma} \right) \cdot \frac{\partial \chi}{\partial t}, \\ F^j &= -\Phi \frac{\rho}{\sigma} \chi. \end{aligned}$$

Введем обозначения

$$\bar{h}_1(l) = \frac{\sigma}{c_g}, \eta = 0,5 \bar{h}_2^2(l).$$

По смыслу физического подхода величины $\bar{h}_j(l), j=1,2$ характеризуют эмпирические свойства l -уровня материи. Они должны выбираться в соответствии с

экспериментом и могут быть подчинены дополнительным динамическим уравнениям и ограничениям.

Четвертая компонента скорости покоящейся праматерии описывается уравнением

$$i\bar{h}_1(l)\frac{\partial\chi}{\partial t} = -\frac{\bar{h}_2^2(l)}{2\rho}\nabla^2\chi + \Phi(l)\chi + \Pi_1,$$

$$\Pi_1 = \frac{1}{c_g^2}\frac{\eta}{\sigma}\frac{\partial^2\chi}{\partial t^2} - \frac{\sigma}{\rho}\text{grad}\frac{\eta}{\sigma}\cdot\text{grad}\chi + \frac{\sigma}{\rho}\frac{1}{c_g^2}\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\eta}{\sigma}\right)\frac{\partial\chi}{\partial t} - i\frac{\partial\ln\rho}{\partial t}\frac{\sigma}{c_g}\chi.$$

Уравнение Шрёдингера для микрообъекта, имеющего массу m , имеет аналогичный вид. Для этого нужно выполнить несколько замен:

- четвертую компоненту скорости χ на волновую функцию ψ ,
- величину $\bar{h}_1(l)$ на постоянную Планка \bar{h} ,
- переменную плотность праматерии ρ на постоянную массу частицы m ,
- потенциал Φ на потенциал V .

Кроме этого, нужно принять условия:

- равенство пары различных и в общем случае переменных эмпирических величин постоянной Планка в форме $\bar{h}_1(l) = \bar{h}_2(l) = \bar{h}(l)$,
- $\Pi_1 = 0$, что ограничивает диапазон динамического изменения величин модели.

Тогда получим уравнение Шрёдингера стандартного вида.

Мы обнаружили математическую аналогию в описании динамики покоящейся праматерии, заданной стандартной моделью жидкости, имеющей внутренние напряжения и находящейся в поле сил, с динамикой материального микрообъекта, описываемого волновой функцией.

Мы вправе ожидать физической аналогии в поведении праматериальной жидкости и «движении» волновой функции. Материальный объект, расположенный в праматерии, изготовлен из материи или из праматерии и будет влиять на нее. По такому алгоритму в рамках нового подхода задается потенциал для атома материи в модели Шрёдингера. Но в ней отсутствует предположение, что атом находится в жидкости из праматерии. По этой причине было невозможно описывать атом как «живое», активное изделие, имеющее внутреннее устройство и сложный обмен со своим окружением. Аналогично, трудно было сказать что-либо о физических процессах, которые происходят внутри атома.

Другая физическая ситуация складывается, если рассматривать материальные объекты, например, атомы и молекулы, как конструкции из праматерии, добавляя условие, что они находятся в праматерии и имеют с ней сложный обмен. В модели движения праматерии материальные объекты следует рассматривать как внешние факторы, влияющие на праматерию. Мы обязаны учитывать это, используя разные средства. Одним из них будет изменение сообразно изучаемым конструкциям потенциала внешних сил вида

$$F^j(l, obj \neq 0) \neq F^j(l, obj = 0).$$

Такой вариант приведет к изменению правой части уравнений микродинамики. Понятно, что стандартный вариант описания материальных объектов, например атомов вещества, находящихся в праматерии, на основе уравнения Шрёдингера, способен отобразить лишь очень простые ситуации и очень простые случаи. В реальной практике ситуации могут быть очень сложными, что требует использования обобщенной модели микродинамики.

6.1.3. Микродинамика движущейся праматерии

Используем уравнения гидродинамики для праматерии в случае, когда ее скорости ненулевые. Пусть выполняется уравнение неразрывности

$$\partial_1(\rho v^1) + \partial_2(\rho v^2) + \partial_3(\rho v^3) + \partial_0(\rho v^0) = 0.$$

Получим соотношения:

$$\rho v^0 \partial_0 v^0 + \rho(\vec{v}\nabla)v^0 - \frac{\eta}{\sigma}(\nabla^2 f^0 + \partial^2_0 f^0) - \text{grad}f^0 \cdot \text{grad}\left(\frac{\eta}{\sigma}\right) - \partial_0 f^0 \cdot \partial_0\left(\frac{\eta}{\sigma}\right) = F^0,$$

$$\rho v^0 \partial_0 v^1 + \rho(\vec{v}\nabla)v^1 - \frac{\eta}{\sigma}(\nabla^2 f^1 + \partial^2_0 f^1) - \text{grad}f^1 \cdot \text{grad}\left(\frac{\eta}{\sigma}\right) - \partial_0 f^1 \cdot \partial_0\left(\frac{\eta}{\sigma}\right) = F^1,$$

$$\rho v^0 \partial_0 v^2 + \rho(\vec{v}\nabla)v^2 - \frac{\eta}{\sigma}(\nabla^2 f^2 + \partial^2_0 f^2) - \text{grad}f^2 \cdot \text{grad}\left(\frac{\eta}{\sigma}\right) - \partial_0 f^2 \cdot \partial_0\left(\frac{\eta}{\sigma}\right) = F^2,$$

$$\rho v^0 \partial_0 v^3 + \rho(\vec{v}\nabla)v^3 - \frac{\eta}{\sigma}(\nabla^2 f^3 + \partial^2_0 f^3) - \text{grad}f^3 \cdot \text{grad}\left(\frac{\eta}{\sigma}\right) - \partial_0 f^3 \cdot \partial_0\left(\frac{\eta}{\sigma}\right) = F^3.$$

Отметим, что для записи этих уравнений в векторном виде понадобится введение новой математической операции: «выборки» элементов в соответствии с их структурным видом. Если $\vec{v} \neq 0$, $\frac{\eta}{\sigma} = \text{const}$ и можно пренебречь релятивистскими добавками, *скалярный аналог уравнения Шрёдингера* дополнится конвективным слагаемым. Кроме этого, появится векторное уравнение, задающее согласованную динамику для скорости праматерии \vec{u} и вектора квадрата скоростей $\vec{Y} = u_x^2 \vec{i} + u_y^2 \vec{j} + u_z^2 \vec{k}$:

$$i\hbar_1(l) \left(\frac{\partial \chi}{\partial t} + (\vec{u}\nabla)\chi \right) = -\frac{\hbar_3^2(l)}{2\rho} \left(\nabla^2 \chi - \frac{1}{c_g^2} \frac{\partial^2 \chi}{\partial t^2} \right) + 2\Phi(l)\chi,$$

$$\hbar_1(l) \left(\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + (\vec{u}\nabla)\vec{u} \right) = \frac{\hbar_3^2(l)}{4\rho} \left(\nabla^2 \vec{Y} - \frac{1}{c_g^2} \frac{\partial^2 \vec{Y}}{\partial t^2} \right) \frac{1}{c_g} - \frac{1}{c_g} \Phi(l)\vec{Y}.$$

В новом подходе сохранена преемственность практики: уравнения Шрёдингера в частном случае получаются из уравнений микродинамики движущейся праматерии. В микродинамике скалярная волновая функция квантовой теории заменяется на обобщенную систему, состоящую из скалярной и векторной функций. В квантовой механике волновая функция не связана с физической структурностью микромира. В обобщенной микродинамике используемые функции обязаны выражать структурные свойства реальной праматерии. Коэффициенты уравнений микродинамики обязаны вычисляться на основе дополнительных уравнений и экспериментальных данных.

В экспериментах 2005 годов на релятивистском коллайдере тяжелых ионов RHIC в Брукхейвенской национальной лаборатории сталкивались ядра золота при высоких энергиях порядка 200000 ГэВ. Анализ экспериментальных данных показал, что вязкость сильно взаимодействующих кварков и глюонов должна быть очень низкой. Смесь кварков и глюонов при указанных энергиях ведет себя аналогично идеальной жидкости [13]. Складывается впечатление, что при малых энергиях атомы и молекулы ведут себя как физические системы, подчиненные уравнениям микродинамики для покоящейся

праматерии. Если же энергии высоки, то важно учитывать конвективные и волновые слагаемые. Следовательно, можно предположить, что уравнения микродинамики получили экспериментальное подтверждение при малых и больших энергиях. Если энергии будут еще больше, возможно, подтвердятся вязкостные и разнообразные силовые слагаемые микродинамики.

При относительных скоростях ядер, близких к скорости света, в качестве составляющих ядерной материи выступают кварки и глюоны. Уравнения состояния такой системы основаны на фундаментальном лагранжиане КХД. Однако эта модель пригодна лишь для анализа свойств жестких процессов партон-партонного взаимодействия, идущего на малых расстояниях.

Основную часть адронных сечений составляют мягкие процессы, для которых свойственны малые передачи поперечного импульса. Для их описания обычно используются феноменологические теории [14].

Модель релятивистской гидродинамики [15,16] является одним из вариантов анализа. Плотность энергии $\varepsilon(x)$, энтропия $s(x)$, давление $p(x)$, температура $T(x)$, четырехскорость $u^\mu(x)$ задаются для микроматерии, выступающей в форме кварк-глюонной жидкости. Используются термодинамические тождества

$$\varepsilon + p = Ts, s = \frac{dp}{dT}.$$

В варианте скейлинговой гидродинамики, когда есть одно выделенное направление вдоль оси столкновений, формирование частиц происходит на гиперповерхности $\tau = \sqrt{t^2 - z^2}$. Тогда

$$u^\mu = \frac{\{t, 0, 0, z\}}{\sqrt{t^2 - z^2}}, p = \frac{\varepsilon}{3}.$$

Расширение жидкости определяется продольным потоком большого числа термальных источников («файерболов»), каждый из которых при $T \geq T_c$ представляет собой квазиидеальный кварк-глюонный газ. Его параметры таковы:

$$\varepsilon_h = \sigma_h T^4, p_h = \frac{1}{3} \sigma_h T^4, s_h = \frac{4}{3} \sigma_h T^3, \sigma_h = \frac{\pi^2}{10}.$$

В случае цилиндрической симметрии профиля течения жидкости [17,18] профиль скорости в цилиндре переменного эффективного радиуса $R(\tau)$ задается в гидравлическом приближении формулой

$$u^r = \frac{dR}{d\tau} \left(\frac{r}{R} \right)^n.$$

Учет «вязкости» кварк-глюонной жидкости дает дополнительные нелинейные члены в уравнения движения. Если рассматривается продольное расширение вязкой кварк-глюонной жидкости, то для энергии получится уравнение вида [19,20]

$$\frac{d\varepsilon}{d\tau} + \frac{\varepsilon + p}{\tau} - \frac{\chi}{\tau^2} = 0.$$

Здесь $\chi(\tau) = \frac{4}{3} \eta(\tau) + \zeta(\tau)$, $\eta(\tau), \zeta(\tau)$ – поверхностная и объемная вязкости соответственно.

Анализ показал, что коэффициенты вязкости могут сильно расти вблизи критической температуры кварк-глюонного фазового перехода [21].

Если учесть релятивистские добавки, уравнение Шрёдингера получит вид

$$i\bar{h}_1(l)\left(\frac{\partial\chi}{dt}+(\bar{u}\nabla)\chi\right)=-\frac{\bar{h}_3^2(l)}{2\rho\Gamma^2}\left(\nabla^2(\chi\Gamma^2)-\frac{\partial^2(\chi\Gamma^2)}{c_g^2\partial t^2}\right)+2\Phi(l)\chi+i\bar{h}_1(l)\chi\left(\frac{\partial\ln\Gamma^2}{dt}+(\bar{u}\nabla)\ln\Gamma^2\right).$$

Микродинамика в форме уравнений гидродинамики существенно усложнится, если учесть зависимость величин $\eta^2, \sigma, \rho, \Phi, c_g$ от координат и времени. Уравнения микромира становятся еще сложнее при учете релятивистских факторов: появляются дополнительные выражения, характеризующие вклад в физическую модель факторов динамики скоростей.

Возможны изменения в четырехметрике, что характерно для других физических явлений, например, для электродинамики. Одно это обстоятельство способно привести к новому качеству моделей микромира.

Укажем вариант, подсказанный электродинамикой движущихся сред [12]. Согласно ему, стандартная четырехметрика с интервалом

$$d\theta = \frac{ic_g dt}{\sqrt{\chi}} \left(1 - \chi \frac{u^2}{c_g^2}\right)^{1/2}$$

при больших значениях скоростей должна быть заменена на величину

$$d\theta = \left[\left(1 - \chi \frac{u^2}{c_g^2}\right)^{1/2} - \frac{u^2}{c^2} \Phi^{1/2} (1 + \Phi)^{1/2} \right] \frac{\varphi}{1 - \frac{u^2}{c^2} (1 + \Phi)}.$$

Отсюда следует, в общем случае четырехскорости управляются **неримановым пространством скоростей**. Этот факт имеет фундаментальное значение для физики в целом. Он позволяет иначе понять смысл и форму используемых нами приближений.

Ситуация может быть обобщена на модель искривленного пространства размеров, обусловленную сложными условиями, в которых находятся исследуемые конструкции. Мы принимаем точку зрения, что для конструкций важно пространство размеров, а для движений важно пространство скоростей. Ситуация становится особо сложной, когда оба указанных пространства неримановы. Более того, ниоткуда не следует, что физика ограничивается движениями второго порядка. Ранг движений (и состояний конструкций) может быть более высокий, что приводит к качественно новым явлениям.

Для учета указанных обстоятельств, с точки зрения физического моделирования, требуется сделать несколько шагов:

- в исходных уравнениях использовать обобщенные величины,
- заменить частные производные на ковариантные (учитывающие физику конструкций и явлений), в частности задать кривизну и кручение многообразия скоростей,
- выполнить новую компоновку величин и операторов для получения модели.

Каждый из указанных элементов может быть подчинен дополнительным условиям. Например, пространство скоростей может быть подчинено уравнениям Гильберта-Эйнштейна.

6.1.4. Неизотермическая праматерия

Покажем возможность описания микродинамики (поведения праматерии) по аналогии с поведением неизотермической вязкой жидкости. Применим трехступенчатый алгоритм конструирования физических моделей в физическом пространстве-времени.

Во-первых, используем новые величины:

$$N^{ij} = \rho \begin{pmatrix} v^1 v^1 & v^1 v^2 & v^1 v^3 & v^1 v^0 \\ v^2 v^1 & v^2 v^2 & v^2 v^3 & v^2 v^0 \\ v^3 v^1 & v^3 v^2 & v^3 v^3 & v^3 v^0 \\ v^0 v^1 & v^0 v^2 & v^0 v^3 & v^0 v^0 \end{pmatrix}, \Phi^{ij}(2) = -\frac{\eta^2}{\sigma} \det^{1/2} \theta^{ij} \begin{pmatrix} \partial_1 v^1 & \partial_2 v^1 & \partial_3 v^1 & \partial_0 v^1 \\ \partial_1 v^2 & \partial_2 v^2 & \partial_3 v^2 & \partial_0 v^2 \\ \partial_1 v^3 & \partial_2 v^3 & \partial_3 v^3 & \partial_0 v^3 \\ \partial_1 v^0 & \partial_2 v^0 & \partial_3 v^0 & \partial_0 v^0 \end{pmatrix},$$

$$\psi^{ij}(2) = N^{ij} + \Phi^{ij}(2).$$

Во-вторых, зададим дифференциальные операторы $\partial_i, i=1,2,3,0$ в физическом пространстве-времени $R^3 \times T^1$.

В-третьих, рассмотрим модель

$$\partial_i \psi^{ij}(2) = F^{ij}.$$

Пусть $\eta^2 = \eta \cdot \eta^*$, η принадлежит полю комплексных чисел. Рассмотрим покоящуюся праматерию. В данном случае

$$\frac{1}{ic_g} \partial_t (\rho \chi) + \partial_1 \left[\left(-\frac{\eta^2}{\sigma} \sqrt{\chi} \right) \partial_1 \sqrt{\chi} \right] + \partial_2 \left[\left(-\frac{\eta^2}{\sigma} \sqrt{\chi} \right) \partial_2 \sqrt{\chi} \right] +$$

$$\partial_3 \left[\left(-\frac{\eta^2}{\sigma} \sqrt{\chi} \right) \partial_3 \sqrt{\chi} \right] + \partial_0 \left[\left(-\frac{\eta^2}{\sigma} \sqrt{\chi} \right) \partial_0 \sqrt{\chi} \right] = -\Phi \frac{\rho}{\sigma} \chi.$$

Учтем, что

$$\partial_1 \left[\left(-\frac{\eta^2}{\sigma} \sqrt{\chi} \right) \partial_1 \sqrt{\chi} \right] = -\partial_1 \left(\frac{\eta^2}{\sigma} \sqrt{\chi} \right) \partial_1 \sqrt{\chi} - \frac{\eta^2}{2\sigma} \partial_1^2 \chi \dots \partial_t (\rho \chi) = \rho \frac{\partial \chi}{\partial t} + \chi \frac{\partial \rho}{\partial t}.$$

Отсюда следует, что

$$i\bar{h}_1(l) \frac{\partial \chi}{\partial t} = -\bar{h}_2(l) \frac{1}{2\rho} \nabla^2 \chi + \Phi \chi - \frac{\partial \rho}{\partial t} \chi + P,$$

$$P = -\frac{\sigma}{\rho} Q, Q = \text{grad} \left(-\frac{\eta^2}{\sigma} \sqrt{\chi} \right) \text{grad} \sqrt{\chi} + \partial_0 \left(-\frac{\eta^2}{\sigma} \sqrt{\chi} \right) \partial_0 \sqrt{\chi}.$$

Если малы градиенты указанных величин и слаба зависимость от времени, мы приходим к уравнениям, аналогичным уравнению Шрёдингера. В этом частном случае получим новые уравнения микродинамики для праматерии:

$$i\bar{h}_1(l) \left(\frac{\partial \chi}{\partial t} + (\bar{u} \nabla) \chi \right) = -\frac{\bar{h}_2^2(l)}{2\rho} \left(\nabla^2 \chi - \frac{\partial^2 \chi}{c_g^2 \partial t^2} \right) + \Phi(l) \chi,$$

$$\bar{h}_1(l) \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + (\bar{u} \nabla) \bar{u} \right) = \frac{\bar{h}_2^2(l)}{4\rho} \left(\nabla^2 \bar{u} - \frac{1}{c_g^2} \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial t^2} \right) \frac{1}{c_g} - \frac{1}{c_g} \Phi(l) \bar{Y},$$

$$\begin{aligned}\vec{u} &= u_x \vec{i} + u_y \vec{j} + u_z \vec{k}, \\ \vec{Y} &= u_x^2 \vec{i} + u_y^2 \vec{j} + u_z^2 \vec{k}.\end{aligned}$$

Примем условие, что величинами

$$\frac{\partial^2 \chi}{c_g^2 \partial t^2}, \quad \frac{\partial^2 \vec{u}}{c_g^2 \partial t^2}$$

можно пренебречь из-за большого значения скоростей c_g . Получим

$$\begin{aligned}\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + (\vec{u} \nabla) \vec{u} &= A_1 \nabla^2 \vec{u} + B_1 \vec{Y}, \\ \frac{\partial \chi}{\partial t} + (\vec{u} \nabla) \chi &= A_2 \nabla^2 \chi + B_2 \chi.\end{aligned}$$

Они аналогичны уравнениям движения неизотермической жидкости, в которой комплексная температура χ играет роль пассивной примеси. Другие варианты движения праматерии будут аналогичны некоторым моделям движения макроскопической жидкости, состоящей из атомов и молекул.

При решении конкретных задач по данной модели нужно эмпирически определить коэффициенты, входящие в указанные уравнения. Требуется корректно задать начальные и граничные условия, а также дополнительные физические обстоятельства. Они могут быть, в частности, учтены модификацией выражений для сил, а также изменением используемых коэффициентов в уравнениях.

Заметим, что, используя уравнения Рейнольдса для турбулентных течений мы приходим к турбулентной микродинамике.

6.1.5. Новые ответы на вопросы квантовой теории

У нас есть новое решение первой фундаментальной проблемы физики: в новой модели микроявлений реализуется естественное согласование макро и микрофизики. Оно основано на едином описании материи разных физических уровней. Для модели естественно различие коэффициентов уравнений и «волновых функций», обусловленное тем, что уровневая материя может иметь разные свойства и находиться в разных условиях. Никакой непреодолимой грани и принципиального различия между материей и праматерией, например, ассоциированного со свойствами структурных составляющих для новых материалов, в развиваемом подходе нет. Поскольку реальные жидкости структурны, появляется потребность анализа структурных элементов праматерии.

Из анализа коэффициентов, входящих в динамические уравнения, следует, что они выражают энергии одномерных физических изделий. Естественна мысль, что глубинную основу праматерии, с физической точки зрения, образуют «струны». Их свойства и возможности следует изучать отдельно.

Мы получили новое решение второй фундаментальной проблемы физики: микродинамика записана в тензорном виде, что гарантирует ее согласование с требованием общей ковариантности, следующим из теории относительности. В модели учтены скорости, что соответствует физическому содержанию теории относительности. Кажущийся ранее непреодолимый «отрыв» квантовой механики от теории относительности, согласно развиваемому подходу, был обусловлен тем, что проводился анализ неполной модели.

Мы получили решение проблемы Эйнштейна в квантовой теории: уравнения Шрёдингера, используемые на начальной стадии развития квантовой микродинамики

применительно к теории атомов, образуют лишь отдельный элемент общей модели. По этой причине они не могут считаться фундаментальными и исходными для всей физики. На их роль претендуют дифференциальные уравнения для тензоров скоростей и напряжений, задаваемых для материи разных физических уровней. Их математическое единство задает стимул для анализа физического единства материальной реальности.

Общая ковариантность в физике базируется на концепции группы. Поскольку симметрия процессов выходит за пределы группы и задает систему новых свойств, общая ковариантность должна быть углублена до трансфинитной ковариантности. Под трансфинитной ковариантностью будем понимать трансфинитный учет в модели всех сторон и граней любых симметрий, которые не обязаны сводиться к группе. Понятно, что мера полноты и содержательности теории и практики зависит от того, какова мера их трансфинитности. Трансфинитная модель полна лишь тогда, когда в ней учтены все аспекты и грани трансфинитной реальности.

Мы получили решение проблемы Шрёдингера в квантовой теории: полная система уравнений микродинамики не сводится к динамике скалярной функции. В полной модели необходимо использовать векторное уравнение, ассоциированное со скоростями. Предлагаемая микротеория исходными уравнениями «похожа» на электродинамику. Однако легко видеть, что она является более общей моделью. Действительно, она содержит конвективные слагаемые, которых нет в электродинамике. Она базируется на своем «четырёхпотенциале». Так и должно быть, ведь в обсуждаемых моделях используются разные «волновые функции».

Модель инициирует активность физиков. Физикам нужно найти аналог «неизотермичности» для микродинамики и корректно учесть все другие физические факторы и обстоятельства. Требуется учесть «турбулентность» в микромире, разную для разных уровней материи. В модели заложена структура «турбулентности» для микромира: исходные уравнения содержат квадраты скоростей праматерии, допуская и предполагая фундаментальную и «ненулевую» турбулентность уровневого микромира. В частности, следует изучить все аспекты турбулентности праматерии при изготовлении новых материалов. Нужна кинетическая теория праматерии, а также материи разных физических уровней, анализ их термодинамических свойств. Требуется решить проблему создания статистической теории для материи разных уровней.

Требуется создать гидродинамическую модель Солнца.

Модель инициирует активность математиков. Требуется найти общий математический алгоритм описания и согласования свойств и динамик материи разных уровней. Для этого, очевидно, понадобятся новые алгебры, топологии, геометрии. Представляет интерес задача изучения симметричных аспектов физических моделей, описывающих материю разных уровней. Требуется разработать новый математический аппарат, который позволит корректно решать проблемы структурирования материи разных уровней для физической практики.

Новая модель микроявлений специфична. В ней отсутствует привычная для квантовой теории линейная суперпозиция решений. Система более сложна, в ней есть ряд физических коэффициентов, которые пока неизвестны. Анализ необходимо проводить в разных числовых системах. Компоненты векторной и скалярной волновых функций должны быть согласованы между собой.

6.1.6. Турбулентная, кинетическая, световая микродинамика

Доказательство факта, что микродинамика является следствием уравнений гидродинамики, позволяет надеяться на получение обобщений микродинамики, ассоциированных с обобщениями гидродинамики.

Ранее мы установили, что волновая функция квантовой механики аналогична комплексной температуре в механике жидкости. Известно, что температура выражает энергию системы, задает меру кинетической энергии жидкости в системе координат, движущейся с локальной скоростью жидкости [22].

А. Турбулентная микродинамика

Рассмотрим уравнения Рейнольдса для жидкости. Они имеют вид

$$\partial_t U^i + U^j \partial_j U^i = -\frac{1}{\rho} \theta^{ij} \partial_j P + \nu \partial_{jj}^2 U^i - \partial_j \langle v^j v^i \rangle + F^i.$$

Фигурными скобками отмечены пульсационные составляющие скорости. Используя эти уравнения, мы получаем уравнения турбулентной микродинамики.

Б. Кинетическая микродинамика

Мы вправе использовать методы кинетической теории для расчета микропроцессов. Пусть, например,

$$\rho \frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \rho \bar{u} \nabla \bar{u} - \nabla \bar{J}_2,$$

$$\bar{J}_2 = \sum_{i=1}^N \left(\frac{\bar{p}_i \bar{p}_i}{m} - \frac{1}{2} \frac{\partial \Phi_{ij}}{\partial \bar{r}^i} \bar{r}^{ij} \right) \delta(\bar{r}^i - \bar{R}).$$

В этом варианте микроскопические процессы будут выражаться через интегралы столкновений для частиц, образующих тонкую материю.

В. Световая микродинамика

Будем исходить из системы уравнений для четырехпотенциалов A_k , полагая, что их можно выразить через тензор напряжений и скорости тонкой материи в виде

$$A_k = \sigma_{kn} v^n.$$

Тогда электродинамика будет представлена в форме гидродинамики без конвективных членов. Этот вариант естественен, так как масса покоя для частиц света равна нулю. Поэтому плотность массы следует считать нулевой.

Переход к покоящейся праматерии дает аналог уравнения Шредингера для частицы света.

6.2. ОБЪЕКТИВАЦИЯ ЧАСТИЦ СВЕТА НА ОСНОВЕ МАТРИЧНОЙ МЕХАНИКИ ГЕЙЗЕНБЕРГА

Показано, что механическую модель модифицированной силовой линии Томсона можно описать, используя матричную механику Гейзенберга. В этом варианте частицы света рассматриваются как изделия, образованные из силовой линии. Модель гармонического осциллятора позволяет рассматривать световое излучение в структурной форме линейной молекулы. Нулевая энергия осциллятора выступает тогда в роли энергии связи для отдельных блоков, из которых изготовлены частицы света.

Матричная механика Гейзенберга [23], по его замыслу, была призвана заменить собой классическую механику с целью «постигнуть тайнопись атомных спектров» [24]. К этому времени «идеи Бора о наличии стационарных энергетических состояний получили прямое экспериментальное подтверждение в опытах Франка и Герца. Исследуя возбуждение спектральных линий атомов при облучении их электронами, Франк и Герц обнаружили, что переход энергии от электрона к атомам происходит лишь дискретными порциями, зависящими от природы атома. Возбужденный атом излучал затем световой квант энергии $\hbar\omega$, равный потерянной электронами энергии. Это был первый прямой метод измерения постоянной Планка» [24].

Подход Гейзенберга базировался на нескольких гипотезах [24].

- уравнения движения классической механики справедливы и в атомной физике, но координатам q следует придавать иной смысл,
- классические координаты должны быть заменены системой матричных элементов, которые следует рассматривать как ненаблюдаемые величины, образующие «леса» физической модели,
- в теории должны фигурировать только наблюдаемые оптические частоты, а «всякое упоминание о ненаблюдаемых механических частотах» должно отсутствовать.

В соответствии с такой идеологией микроскопические системы описывались математически, опираясь на некую макроскопическую физическую систему, однако микросистеме не приписывались ни механические движения, ни механическая структура.

Модель Гейзенберга не претендовала на полное физическое объяснение происходящих явлений. В ней не предлагалась структурная, механическая интерпретация элементарных частиц, в частности, электронов или частиц света. Задача состояла в том, чтобы корректно описать экспериментальные факты.

Анализ световых явлений в электродинамике без ограничения скорости [25] показал, что «за» явлениями «стоит» структурная, механическая модель частиц света. Изучая явления, мы в состоянии кое-что сказать об этих изделиях.

С этой точки зрения проанализируем модель Гейзенберга. Дополним его математический подход структурным, механическим содержанием.

6.2.1. Аспекты механики Гейзенберга

«Согласно замеченному Ритцем эмпирическому правилу, оптические частоты ω_{nm} выражались с помощью ряда «термов» T_1, T_2, T_3, \dots согласно формуле

$$\omega_{nm} = T_n - T_m.$$

Отсюда следует комбинационный принцип для частот:

$$\omega_{nk} + \omega_{kn} = \omega_{nm}.$$

Таким образом, оптические частоты содержали не один, а два «говорящих» индекса, и спектроскописты обычно располагали результаты своих измерений в виде квадратной таблицы [24]:

$$\begin{pmatrix} 0 & \omega_{12} & \omega_{13} & \cdot \\ \omega_{21} & 0 & \omega_{23} & \cdot \\ \omega_{31} & \omega_{32} & 0 & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \end{pmatrix}.$$

Представим в матричном виде совокупность амплитуд

$$\begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} & a_{13} & \cdot \\ a_{21} & a_{22} & a_{23} & \cdot \\ a_{31} & a_{32} & a_{33} & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \end{pmatrix}.$$

Указанная пара задает элементы Гейзенберга в виде совокупности

$$\{a_{nm} \exp(i\omega_{nm}t)\}, n \geq 0, m \leq N^*,$$

Произведение разных элементов должно давать элемент из этой же совокупности. Поэтому получим, используя правило Ритца, такой результат:

$$\{a_{nm} \exp(i\omega_{nm}t)\}\{b_{kl} \exp(i\omega_{kl}t)\} = \{\{a_{nm} b_{kl} \exp(i(\omega_{nm} + \omega_{kl})t)\}\} \rightarrow (m = k) = \{a_{nk} b_{kl} \exp(i\omega_{nl}t)\}.$$

Правило дифференцирования

$$\frac{d}{dt} A = \dot{A} = \frac{d}{dt} \{a_{nm} \exp(i\omega_{nm}t)\} = i\omega_{nm} a_{nm} \exp(i\omega_{nm}t),$$

следует согласовать с условием Бора

$$\omega_{nm} = \frac{1}{h}(E_n - E_m).$$

Задавая матрицу энергий $E_{\alpha\beta}$ диагональными элементами, получим в матричном виде

$$\dot{A} = \frac{i}{h}(EA - AE).$$

Пусть полная энергия реальной физической частицы, представленной в форме материальной точки, есть

$$E = \frac{1}{2}m\dot{q}^2 + V(q).$$

Тогда, следуя [24], получим

$$\dot{q} = \frac{1}{h}(Eq - qE) = \frac{im}{2h}(\dot{q}^2 q - q\dot{q}^2) = \frac{im}{2h}[\dot{q}(\dot{q}q - q\dot{q}) + (\dot{q}q - q\dot{q})\dot{q}]$$

Подставляя $p = m\dot{q}$, получим соотношение Борна

$$qp - pq = ihI.$$

Таковы общеизвестные черты матричной механики Гейзенберга.

6.2.2. Модель излучения и частиц света по Томсону

Напомним модель излучения света атомом, предложенную Томсоном Д. [26]. «Позвольте мне сказать несколько слов о линиях электрической силы. Я полагаю, что они представляют из себя не только геометрические фикции, но что они, или, вернее, группы их, образующие силовые трубки, оканчивающиеся на электроне, суть физические реальности и что энергия в электрическом поле связывается этими трубками».

«Мысленная картина, которую я рисую о свете, испускаемом атомом или молекулой, такова, что она состоит из линий электрической силы. Расположение .. в кванте...представляет собой «якорное кольцо», образованное замкнутыми линиями электрической силы, это кольцо движется вперед под прямым углом к своей плоскости со скоростью света». (с.125.)

«Теперь мы переходим к рассмотрению того способа, по которому кольцо может образоваться. Рассмотрим, что произойдет с трубкой, соединяющей электрон E с положительным зарядом P , если дернуть внезапно любой из концов. Трубка придет в сильное движение и может, как веревочка для прыганья быть брошена в виде петли, так что часть трубки в петле, образующей замкнутую кривую, разорвется. Согласно взгляду, который я излагаю, кольцо, отделенное таким образом, есть кванта света, энергия, которую она несет, есть часть энергии, которая была первоначально в молекуле, упакованная в форме, удобной для перевозки». (с.126.)

Заметим, что Томсон предлагает структурную модель частиц света. Согласно подходу, развиваемому в данной монографии, частицы счета макроскопичны на уровне атомов и молекул, но микроскопичны на уровне тонкой материи. В силу реальности указанных обстоятельств требуется учесть трансфинитность частиц света. Для этого важно разобраться в единстве и различии законов, которые действуют на разных уровнях материи. Если они едины на каждом из уровней, мы получаем уникальный алгоритм единого исследования реальности, широко используя все те данные, которые доступны на макроуровне.

6.2.3. Согласование подходов к излучению Гейзенберга и Томсона

Покажем, что возможно согласование подходов к излучению света, развитых Гейзенбергом и Томсоном. Оно инициирует построение механической модели частиц света. Уточним идею Томсона. Примем предположение, что «линии электрической силы» идеально соответствуют структуре частиц света. Будем рассматривать силовую линию как систему строительных блоков, необходимых для образования частиц света.

Согласно механической модели частиц света [25], они представляют собой систему плоских «дисков», соединенных между собой. Каждый «диск» имеет центральную часть и периферию. В центральной части расположен пролон – гравитационно нейтральный объект. На периферии движется элон – электрически нейтральный объект. Частота обращения ω_0 элона вокруг пролона характеризует энергетические свойства «диска» [25].

Следуя концепции Рит-представления физических изделий [25], сконструируем электрическую силовую линию, согласовав ее с механической моделью частиц света.

Заменяем «диски» частиц света 0-Ритами - «точками». Соединим их в форме линейной молекулы. Представим связи «дисков» парой 1-Ритов - «отрезков».

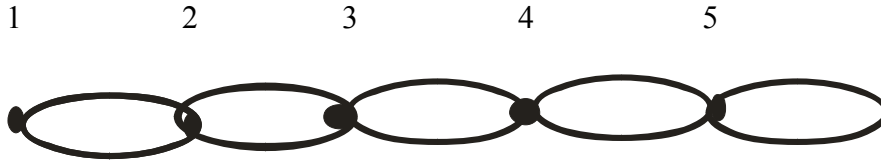


Рис. 1. Физическая модель электрической силовой линии.

В таком представлении электрической силовой линии 0-Риты связаны друг с другом посредством 1-Ритов. Следуя методу графов в теории симметрии, выразим их отношения друг к другу матрицей. Примем предположение, что между собой согласованы только близкие 0-Риты. Пусть каждый 0-Рит относится к другому так же, как другой относится к нему.

Согласно сделанным предположениям **матрица отношений** для 0-Ритов получит вид

$$\begin{pmatrix} 0 & a & 0 & 0 & \cdot \\ a & 0 & b & 0 & \cdot \\ 0 & b & 0 & c & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \end{pmatrix}.$$

С одной стороны, она математически выражает симметричные свойства изделия, представленного рис.1. С другой стороны, она становится «ловушкой» для физических параметров этого изделия.

Наполним ее физическим содержанием. Примем в качестве средств заполнения матрицы отношений координаты q_{nm} и импульсы p_{nm} изделия. Для координат, представляющих базовые блоки электрической силовой линии, введем матрицу

$$q = \begin{pmatrix} 0 & q_{01} & 0 & 0 & \cdot \\ q_{10} & 0 & q_{12} & 0 & \cdot \\ 0 & q_{21} & 0 & q_{23} & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \end{pmatrix}.$$

Матрица импульсов $(p = m\dot{q}) \rightarrow (p_{nm} = im\omega_{nm}q_{nm})$ примет вид

$$p = im \begin{pmatrix} 0 & \omega_{01}q_{01} & 0 & 0 & \cdot \\ \omega_{10}q_{10} & 0 & \omega_{12}q_{12} & 0 & \cdot \\ 0 & \omega_{21}q_{21} & 0 & \omega_{23}q_{23} & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \end{pmatrix}$$

Мы реализовали вложение электрической силовой линии в симметричную математическую конструкцию. Воспользуемся этими данными, следуя подходу Гейзенберга, для модельного решения проблемы излучения света атомом.

6.2.4. Модель структурной электрической силовой линии

Остановимся на примере гармонического осциллятора. Его энергия имеет вид

$$E = \frac{p^2}{2m} + \frac{1}{2}kq^2.$$

Согласно механике Гейзенберга, классические уравнения движения осциллятора

$$\ddot{q} + \omega_0^2 q = 0,$$

$$\omega_0^2 = \frac{k}{m}$$

следует заменить на матричные уравнения вида

$$\ddot{q}_{nm} + \omega_0^2 q_{nm} = 0.$$

Поскольку $q_{nm} = q_{nm}^{(0)} \exp(i\omega_{nm}t)$, получим

$$(\omega_0^2 - \omega_{nm}^2)q_{nm} = 0.$$

Тогда все элементы q_{nm} , исключая те, для которых $\omega_{nm} = \pm\omega_0$, равны нулю. Используя возможность произвола в нумерации, примем в качестве ненулевых матричные элементы, соответствующие переходам между соседними квантовыми состояниями. Математически это означает, что

$$q_{nm} = 0 \rightarrow m \neq n \pm 1,$$

$$q_{nm} \neq 0 \rightarrow m = n + 1.$$

Полученная матрица q совпадет с указанной выше.

Пусть $\omega_{n,n+1} = +\omega_0, \omega_{n,n-1} = -\omega_0$. Матрица для импульсов p будет изменена с учетом условия, принятого для частот. Получим

$$p = im\omega_0 \begin{pmatrix} 0 & q_{01} & 0 & 0 & \dots \\ -q_{10} & 0 & q_{12} & 0 & \dots \\ 0 & -q_{21} & 0 & q_{23} & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \end{pmatrix}.$$

Найдем квадраты величин:

$$q^2 = \begin{pmatrix} q_{01}q_{10} & 0 & q_{01}q_{12} & 0 & \dots \\ 0 & q_{01}q_{10} + q_{12}q_{21} & 0 & q_{21}q_{23} & \dots \\ q_{21}q_{10} & 0 & q_{21}q_{12} + q_{32}q_{23} & 0 & \dots \\ \dots & \dots & 0 & \dots & \dots \end{pmatrix},$$

$$p^2 = -m\omega_0^2 \begin{pmatrix} -q_{01}q_{10} & 0 & q_{01}q_{12} & 0 & \dots \\ 0 & -q_{01}q_{10} - q_{12}q_{21} & 0 & q_{21}q_{23} & \dots \\ q_{21}q_{10} & 0 & -q_{21}q_{12} - q_{32}q_{23} & 0 & \dots \\ \dots & \dots & 0 & \dots & \dots \end{pmatrix}.$$

Вычислим матрицу энергии осциллятора согласно формуле

$$E = \frac{1}{2}(p^2 + m^2\omega_0^2 q^2)$$

Получим

$$E = m\omega_0^2 \begin{pmatrix} q_{01}q_{10} & 0 & 0 & \cdot \\ 0 & q_{01}q_{10} + q_{12}q_{21} & 0 & \cdot \\ 0 & 0 & q_{12}q_{21} + q_{23}q_{32} & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \end{pmatrix}.$$

Матрица энергии диагональна. Найдем ее явный вид. Используем правило коммутации операторов координат и импульсов. Вычислим разность

$$qp - pq = 2im\omega_0 \begin{pmatrix} q_{01}q_{10} & 0 & 0 & \cdot \\ 0 & -q_{01}q_{10} + q_{12}q_{21} & 0 & \cdot \\ 0 & 0 & -q_{12}q_{21} + q_{23}q_{32} & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \end{pmatrix} = i\hbar \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & \cdot \\ 0 & 1 & 0 & \cdot \\ 0 & 0 & 1 & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \end{pmatrix}.$$

Получим систему уравнений

$$q_{01}q_{10} = \frac{\hbar}{2m\omega_0},$$

$$q_{12}q_{21} - q_{01}q_{10} = \frac{\hbar}{2m\omega_0},$$

$$q_{23}q_{32} - q_{12}q_{21} = \frac{\hbar}{2m\omega_0},$$

.....

Ее решение

$$q_{n,n+1}q_{n+1,n} = (n+1)\frac{\hbar}{2m\omega_0}$$

подставим в матрицу энергий. Общее выражение для диагональных членов матрицы

$$E_{nn} = \hbar\omega_0 \left(n + \frac{1}{2} \right),$$

$$n = 0, 1, 2, \dots$$

задает эквидистантный спектр энергий.

Система имеет низшее состояние при $n = 0$, равное половине энергии кванта.

6.2.5. Анализ полученных результатов

1. Следуя точке зрения Томсона, мы задаем реальную частицу света как изделие, изготовленное из базовых блоков электрической силовой линии. Пусть каждый такой «кусочек» имеет энергию $\hbar\omega_0$. Тогда частица света, состоящая из n базовых блоков, имеет энергию

$$E(n) = n(\hbar\omega_0) + E^s = \hbar(n\omega_0) + E^s.$$

Энергия E^s выступает в роли энергии связи для частицы света. Она одна и та же для малого и большого числа базовых блоков. Мы приходим к выводу, что по модели гармонического осцилляторов относительная связь «дисков» частицы света слабеет с

увеличением их числа. Кроме этого, поскольку высокая частота света представлена в виде суммы малых частот, возникает предположение, что возможна сложная динамика превращения электрической силовой линии в реальную частицу света.

2. Принятый подход может быть применен к разным физическим изделиям. Мы получаем в рамках матричной механики Гейзенберга алгоритм описания конечных физических систем. В частности, этим способом можно описывать нанотрубки.

3. Симметричный подход согласован с механической структурой физических изделий. Мы вправе использовать его для сложных изделий, меняя симметрию, ассоциированную с моделью. Тогда деформации симметрий получает физическое выражение.

4. Согласно представленной модели можно по-новому представить смысл матричной механики Гейзенберга: для описания реальных процессов и изделий может оказаться достаточным их неполного представления в пространстве и во времени, используя дискретный набор величин.

Приложение 6.2.1. О возможности классических свойств у частиц света

При анализе энергетических свойств частиц света приходится рассматривать возможность дискретного изменения постоянной Планка. Действительно, приняв модель в форме линейной молекулы, мы обязаны приписать каждому блоку одинаковую частоту. Полная же энергия есть сумма энергий отдельных блоков. Поэтому постоянная Планка, отнесенная к отдельному блоку, будет делиться на число блоков.

Рассматривая частицу света в форме элемента силовой линии, мы сталкиваемся с аналогичной ситуацией. В атоме силовая линия состоит из блоков, каждый из которых, согласно модели Гейзенберга, имеет энергию

$$E = \alpha \frac{e_*^2}{c_*} \omega_0 = \bar{h} \omega_0.$$

Здесь e_* - электрический заряд элона, c_* – скорость, с которой вращается элон вокруг пролона. При соединении вместе N блоков энергия будет равна выражению

$$E = N\bar{h} \omega_0 = \bar{h} (N\omega_0).$$

Другими словами, частота света увеличится в N раз. Но тогда, следуя модели, ассоциированной с подходом Томсона, скорость вращения элона вокруг пролона станет также больше в N раз. Заряд элона, согласно опытным данным, от скорости не зависит. Поэтому в N раз уменьшится постоянная Планка, отнесенная к отдельному блоку частицы света. Энергия запишется формулой

$$E = N \left(\alpha \frac{e_*^2}{Nc_*} \right) (N\omega_0) = h\omega.$$

Увеличивается частота, параллельно уменьшается постоянная Планка, но дополнительно сказывается число блоков, входящих в состав частицы света.

Формальное выполнение закона сохранения энергии, состоящее в том, что сумма энергий начальных блоков равна сумме энергий конечных блоков, не раскрывает

сущности изменений в частице света. Ведь изменение постоянной Планка обусловлено физическими факторами, которые в законе сохранения энергии представлены в скрытой форме.

Для того, чтобы понять происходящие процессы, следует принять предположения о законе изменения скорости элонов вокруг пролонов в случае, когда силовая линия «освобождается» от связи с атомом. Если принять, что

$$\frac{dV}{dN} = c_*$$

получим закон $V = c_* N$. Закон этот носит формальный характер, так как число блоков дискретно. Однако применение этого приема эффективно при расчете размеров частицы света и других ее параметров. Поэтому можно применить его для анализа скоростей.

Соответствие между физическим изделием в форме «полимерной молекулы» и матричной механикой осциллятора влечет за собой ряд следствий:

- частицы света как «полимерные молекулы», а эта модель выдвинулась на первый план, можно описывать методами матричной механики, применяя к ним, в частности, модели осцилляторов,
- 1-Риты могут рассматриваться на своем уровне материи как «полимерные молекулы», подчиненные матричной механике,
- формализм матричной механики выступает в таком представлении как общий метод описания конечных физических изделий,
- если у изучаемого конечного физического изделия есть много свойств, они должны быть приведены в форму согласованной системы матричных уравнений,
- соединение наглядности с глубокой абстрактной реализацией позволяет правильно учесть и применить на практике новые возможности моделирования,
- соединение классических моделей с матричным методом описания конечных физических систем способно дать качественно новые предсказания, доступные широкому кругу потребителей.

Приложение 6.2.2. К новым моделям матричных динамик

В познании реальности человечество прошло сложный путь. Динамика физических тел почти всегда выступала в роли центральной проблемы познания. Обусловлено это, во-первых, тем обстоятельством, что физическая реальность выступает в форме системы тел. С другой стороны, любые измерения проводятся устройствами, которые представляют собой систему функционирующих механических тел. В-третьих, в реальной практике используются самые разнообразные устройства.

С утверждением волновой интерпретации в механике микромира концепция механических физических тел потеряла свое лидирующее положение в познании. Это место было занято концепцией поля, структурность которого никак не сводилась к механической структуре и движению некоторых базовых составляющих. Наиболее «прочной» казалась эта позиция для света. Она со всех сторон была обоснована теорией

относительности. В геометрической теории гравитации Эйнштейна отсутствуют физические носители гравитационного взаимодействия в форме реальных физических объектов. И свету, и гравитации на длительное время был придан статус бесструктурных сущностей, механические модели для которых непригодны, равно как и попытки построения их базовых физических составляющих.

Ситуация несколько изменилось с созданием классической электродинамики без ограничения скорости. Стало ясно, что релятивистские эксперименты можно описать, оставаясь в рамках макроскопического пространства и времени. Пространство Минковского получило статус пространства скоростей, подтвердив правильность подхода Зоммерфельда.

Запись уравнений Максвелла в спинорной форме инициировала поиски базовых физических изделий, отношения между которыми выражаются парой кватернионов, принадлежащих группе заполнения $MN(4)$. Следуя методам графического представления симметрий, в этом случае речь может идти о четверке объектов. Принимая концепцию света в форме системы реальных физических частиц, мы должны учесть их эмпирические свойства. Эксперименты показали, что частицы света являются нейтральными изделиями как по электрическому, так и по гравитационному зарядам. Тогда логически ясно, что четверка объектов для частиц света образована двумя парами объектов. Одна пара задает положительные и отрицательные электрические предзаряды. Вторая пара задает положительные и отрицательные гравитационные предзаряды. Термин предзаряд появляется потому, что его следует считать строительным материалом для соответствующих зарядов.

Развитие данной модели должно быть согласовано с алгоритмами расчета микросистем. Анализ показал, что достичь его возможно как в подходе Шредингера, так и в подходе Гейзенберга.

В связи с этим возникла проблема углубления динамик с учетом полной совокупности ожидаемых сторон и свойств реальности.

Некоторым нетривиальным импульсом для новой деятельности явилось построение гравидинамики на основе тройки антикватернионов, принадлежащих группе заполнения $MN(4)$. Антикватернионы подчинены антикоммутативной алгебре. Кватернионы подчинены коммутативной алгебре. Возникла идея, что возможно семейство динамик, качественно отличающихся друг от друга.

Правильно было бы первоначально обосновать все семейство динамик, используя обобщение подхода, принятого в классической механике макротел. Переход к микродинамике можно выполнить после прохождения этого первого этапа.

Концепция трансфинитной физической материи и ее Рит-представления дают философское и логическое обоснования для поиска единой модели любых изделий, справедливой для всех уровней материи.

Для этого требуется совершенная модель изделий для одного уровня материи, а также разные алгоритмы ее проектирования на другие уровни материи.

Ограничим себя рассмотрением одного уровня материи. Примем за основу анализа подход Лагранжа и Гамильтона к механике материальных тел, подверженных действию сил. Будем рассматривать функции, зависящие от времени t , координат q_i , импульсов p_i . Действие $S(t, q_i, p_i)$ по Лагранжу выразим через функцию Гамильтона $H(q_i, p_i) = T - U$ и через его характеристическую функцию $F(q_i)$ выражением вида

$$S = -Ht + F.$$

Дифференцируя действие Лагранжа по времени, получим

$$H + t \left(\frac{\partial H}{\partial q_i} \cdot \frac{\partial q_i}{\partial t} + \frac{\partial H}{\partial p_i} \cdot \frac{\partial p_i}{\partial t} \right) + \frac{\partial S(t, q_i)}{\partial t} = 0,$$

$$\frac{\partial S(t, q_i)}{\partial t} + H = 0, \left(\frac{\partial H}{\partial q_i} \cdot \frac{\partial q_i}{\partial t} + \frac{\partial H}{\partial p_i} \cdot \frac{\partial p_i}{\partial t} \right) = 0.$$

Так выражена фундаментальная идея Гамильтона о независимости физических законов от хода времени. При выводе уравнений использовано равенство вида

$$\frac{\partial S}{\partial q_i} = \frac{\partial F}{\partial q_i}.$$

Так как по определению имеем

$$p_i = - \frac{\partial S}{\partial q_i},$$

простые преобразования дают стандартные уравнения динамики материальных тел в форме Гамильтона:

$$\dot{q}_i = \frac{\partial H}{\partial p_i}, \dot{p}_i = - \frac{\partial H}{\partial q_i}.$$

Эти выражения можно получить упрощенным способом, требуя при независимости гамильтониана от времени обращения в ноль производной по времени. Действительно, они возможны, если

$$\frac{dH}{dt} = \frac{\partial H}{\partial q_i} \dot{q}_i + \frac{\partial H}{\partial p_i} \dot{p}_i = 0.$$

Изменение физической величины A по времени задается выражением

$$\frac{dA}{dt} = \frac{\partial A}{\partial t} + \frac{\partial A}{\partial q_i} \dot{q}_i + \frac{\partial A}{\partial p_i} \dot{p}_i = \frac{\partial A}{\partial t} + \frac{\partial A}{\partial q_i} \cdot \frac{\partial H}{\partial p_i} - \frac{\partial H}{\partial q_i} \cdot \frac{\partial A}{\partial p_i} = \frac{\partial A}{\partial t} + \left[A(q_i, p_i), H(q_i, p_i) \right]$$

Так записывается в общем виде динамика физических величин с использованием скобки Пуассона. Всякое обобщение динамики может стартовать с этого выражения.

Известно, что динамика микромира была приведена к аналогичному виду в матричной модели Гейзенберга. В ней для величины A и гамильтониана H , заданных в виде бесконечномерных матриц, было постулировано уравнение вида

$$\dot{A} = \frac{i}{\hbar} (HA - AH).$$

Выполним обобщение динамики материальных тел, следуя указанному алгоритму. На первом этапе учтем «подсказку», следующую из анализа структуры группы $MN(4)$. Она состоит в том, что динамика, базирующаяся на антикоммутирующей алгебре, должна быть дополнена динамикой, базирующейся на коммутативной алгебре. Для нее будут справедливы выражения вида

$$\dot{q}_i = \frac{\partial H}{\partial p_i}, \dot{p}_i = \frac{\partial H}{\partial q_i}.$$

Они следуют из выражения

$$\frac{dH}{dt} = \frac{\partial H}{\partial q_i} \dot{q}_i - \frac{\partial H}{\partial p_i} \dot{p}_i = 0.$$

Соответственно следует ожидать изменения закона динамики для величин в форме

$$\dot{A} = \frac{i}{h}(HA + AH).$$

Физическая аргументация для таких изменений недостаточно ясна. Частично она следует из экспериментального различия в поведении одинаковых электрических и гравитационных зарядов. Примем вариант многоуровневого изменения математических операций, используемых в физической модели.

На первом этапе учтем различие в поведении одинаковых электрических и одинаковых гравитационных зарядов.

Поскольку одинаковые электрические заряды отталкиваются, взаимодействие способно в отсутствие других факторов увеличить расстояние R между ними. Другими словами $\sigma(e) = \frac{dR}{dt} \geq 0$. Поставим такой ситуации в соответствие каноническую величину отношений по электрическому взаимодействию

$$\sigma(e) = 1.$$

Поскольку одинаковые гравитационные заряды притягиваются, взаимодействие способно в отсутствие других факторов уменьшить расстояние R между ними. Другими словами $\sigma(m) = \frac{dR}{dt} \leq 0$. Поставим такой ситуации в соответствие каноническую величину отношений по гравитационному взаимодействию

$$\sigma(m) = -1.$$

На втором этапе примем во внимание обстоятельство, что механические движения имеют разный ранг p . Он определен нами ранее степенью производных по времени:

$$q \rightarrow 0, \dot{q} \rightarrow 1, \ddot{q} \rightarrow 2, \dddot{q} \rightarrow 3 \dots$$

На третьем этапе введем обобщенные дифференцирования, связанные с отношениями по взаимодействию. Дополним дифференцирование по координатам рангового движения операцией умножения на отношение по взаимодействию в степени, равной рангу движения. Введем новые обозначения

$$\frac{DA(e)}{\partial q_i} = \frac{\partial A(e)}{\partial q_i} \sigma^0(e) = \frac{\partial A(e)}{\partial q_i}, \quad \frac{DA(e)}{\partial p_i} = \frac{\partial A(e)}{\partial p_i} \sigma^1(e) = \frac{\partial A(e)}{\partial p_i},$$

$$\frac{DA(m)}{\partial q_i} = \frac{\partial A(m)}{\partial q_i} \sigma^0(m) = \frac{\partial A(m)}{\partial q_i}, \quad \frac{DA(m)}{\partial p_i} = \frac{\partial A(m)}{\partial p_i} \sigma^1(m) = -\frac{\partial A(m)}{\partial p_i}.$$

Рассмотрим варианты динамик, следующие из предложенного подхода.

Вариант 1. Гамильтониан H и величина A зависят от отношения по электрическому взаимодействию.

Тогда

$$\dot{q}_i = \frac{\partial H(e)}{\partial p_i}, \quad \dot{p}_i = -\frac{\partial H(e)}{\partial q_i}.$$

Величина A подчинена динамике вида

$$\frac{\partial A(e)}{\partial t} + \frac{\partial A(e)}{\partial q_i} \cdot \frac{\partial H(e)}{\partial p_i} - \frac{\partial H(e)}{\partial q_i} \cdot \frac{\partial A(e)}{\partial p_i} = 0.$$

Вариант 2. Гамильтониан H и величина A зависят от отношения по гравитационному взаимодействию.

Тогда

$$\dot{q}_i = \frac{\partial H(m)}{\partial p_i}, \dot{p}_i = -\frac{\partial H(m)}{\partial q_i}.$$

Величина A подчинена динамике вида

$$\frac{\partial A(m)}{\partial t} + \frac{\partial A(m)}{\partial q_i} \cdot \frac{\partial H(m)}{\partial p_i} - \frac{\partial H(m)}{\partial q_i} \cdot \frac{\partial A(m)}{\partial p_i} = 0.$$

Вариант 3. Гамильтониан H зависит от отношения по электрическому взаимодействию, а величина A зависит от отношения по гравитационному взаимодействию.

Тогда

$$\dot{q}_i = \frac{\partial H(e)}{\partial p_i}, \dot{p}_i = -\frac{\partial H(e)}{\partial q_i}.$$

Величина A подчинена динамике вида

$$\frac{\partial A(m)}{\partial t} + \frac{\partial A(m)}{\partial q_i} \cdot \frac{\partial H(e)}{\partial p_i} + \frac{\partial H(e)}{\partial q_i} \cdot \frac{\partial A(m)}{\partial p_i} = 0.$$

Вариант 4. Гамильтониан H зависит от отношения по гравитационному электрическому взаимодействию, а величина A зависит от отношения по электрическому взаимодействию.

Тогда

$$\dot{q}_i = \frac{\partial H(m)}{\partial p_i}, \dot{p}_i = \frac{\partial H(m)}{\partial q_i}.$$

Величина A подчинена динамике вида

$$\frac{\partial A(e)}{\partial t} + \frac{\partial A(e)}{\partial q_i} \cdot \frac{\partial H(m)}{\partial p_i} + \frac{\partial H(m)}{\partial q_i} \cdot \frac{\partial A(e)}{\partial p_i} = 0.$$

Из предложенной модели приходим к ряду следствий:

- динамика изменения величин при взаимодействиях между зарядами разных типов вида (e, m) качественно отличается от взаимодействия между зарядами одинаковых типов вида $(e, e), (m, m)$,
- динамика взаимодействия зарядов одного типа, но разных знаков имеет черты, дополнительные к динамике зарядов одного типа и разных знаков.

Эта информация может быть полезна при решении проблемы построения полной системы физических моделей.

Рассматриваемый вариант является частным случаем значительно более общей динамической модели. Её вид можно постулировать, исходя из принципа формального соответствия исходной и расширенной моделей.

Постулируем закон динамического изменения параметров физической величины по правилу

$$\begin{aligned} -K_e \frac{\partial A(e)}{\partial t} &= S_e A(e)H - R_e HA(e), \\ -K_m \frac{\partial A(m)}{\partial t} &= S_m A(m)H + R_m HA(m). \end{aligned}$$

Здесь K_i, S_i, R_i - присоединенные матрицы физического явления. Их конкретный вид нужно находить из дополнительных соображений.

Стандартная теория соответствует случаю, когда все присоединенные матрицы равны единичной матрице.

Произведение единичной матрицы на разные числа становится простым обобщением стандартной динамики. Тогда

$$K = kI, S = sI, R = rI.$$

Предлагаемый вариант соответствует композитному углублению физической модели. В этом случае возможно разнообразное изменение величин и операций стандартной модели. В частности, оно может реализовать себя в форме умножения используемых величин на разные матрицы. Композитное – нетензорное – умножение величин друг на друга способно существенно расширить возможности модели и горизонты ее развития.

Отдельной гранью углубления физических моделей становится учет в ней движений высоких рангов. Рассмотрим простой пример. Пусть

$$\frac{dH}{dt} = \frac{\partial H}{\partial t} + \frac{\partial H}{\partial p} \dot{p} + \frac{\partial H}{\partial \dot{p}} \ddot{p} = 0.$$

Если

$$\dot{q} = -\frac{\partial H}{\partial p} + \ddot{p}\alpha,$$

$$\dot{p} = \frac{\partial H}{\partial q} + \ddot{p}\beta,$$

то

$$\alpha + \beta + \frac{\partial H}{\partial \dot{p}} = 0.$$

Если $\alpha = \beta$, то

$$\dot{q} = -\frac{\partial H}{\partial p} + \frac{1}{2} \ddot{p} \frac{\partial H}{\partial \dot{p}},$$

$$\dot{p} = \frac{\partial H}{\partial q} + \frac{1}{2} \ddot{p} \frac{\partial H}{\partial \dot{p}}.$$

Указанные формальные изменения динамики имеют право на существование как математические модели. Однако, очевидно, они могут быть полезны для физической практики.

6.3. К СТРУКТУРНОЙ МИКРОМЕХАНИКЕ АТОМОВ

Предложен новый алгоритм построения моделей поведения атомов, базирующийся на правиле «компенсации» уравнений, описывающих поведение положительных и отрицательных зарядов, находящихся в атомах. Рассмотрен вариант, когда «компенсация» активна. Показано, что в этом случае открывается возможность динамического описания зарядов на основе уравнений, аналогичных уравнениям микродинамики.

Из физических соображений следует, что нейтральная система (например, атом водорода), в которой есть \ominus и \oplus заряды, может описываться парой различных уравнений, из объединения которых следуют уравнения, доступные экспериментальной

проверке. Найдем такую возможность, полагая, что существует новый алгоритм вывода уравнений микродинамики.

6.3.1. Алгоритм сплетения

Составим его из нескольких элементов:

- 1) сопоставим разным зарядам метрики событий разной сигнатуры, полагая, что \ominus заряду соответствует $r^{ij} = \text{diag}(1, 1, 1, -1)$, а \oplus заряду соответствует $g^{ij} = \text{diag}(1, 1, 1, 1)$;
- 2) введем множители $(-1)^p$ для \ominus заряда и $(1)^p$ для \oplus заряда, которые назовем слаженностями, где p – порядок конструируемых исходных уравнений;
- 3) примем предположение, что волновые функции \ominus и \oplus зарядов пропорциональны друг другу, так что $\Psi_2 = a\Psi_1$;
- 4) построим исходные уравнения из производных одного порядка, согласуя их соединение между собой согласно метрикам событий;
- 5) используя весовые функции, аддитивно или мультипликативно соединим исходные уравнения между собой;
- 6) рассмотрим следствия из полученных уравнений.

6.3.2. Пассивное сплетение полей

Рассмотрим вариант, соответствующий $a = \text{const}$.

$$0) \quad \Psi_1 = \Psi, \quad \Psi_2 = a\Psi, \quad \Phi_0 = \Psi_1 + \frac{1}{a}\Psi_2 = 2\Psi.$$

$$1) \quad (-1) \left(\frac{\partial \Psi_1}{\partial x} + \frac{\partial \Psi_1}{\partial y} + \frac{\partial \Psi_1}{\partial z} - \frac{\beta_1}{\alpha_1} \frac{1}{c_1} \frac{\partial \Psi_1}{\partial t} \right) = A_1,$$

$$(+1) \left(\frac{\partial \Psi_2}{\partial x} + \frac{\partial \Psi_2}{\partial y} + \frac{\partial \Psi_2}{\partial z} + \frac{\beta_2}{\alpha_2} \frac{1}{c_2} \frac{\partial \Psi_2}{\partial t} \right) = B_1.$$

Так учтены весовые множители (α_i, β_i) , слаженности $(-1)^p, 1^p$, метрик r^{ij}, g^{ij} . Отсюда

$$\Phi_1 = A_1 + \frac{1}{a}B_1 = \left(\frac{\beta_1}{\alpha_1} \frac{1}{c_1} + \frac{\beta_2}{\alpha_2} \frac{1}{c_2} \right) \frac{\partial \Psi}{\partial t}.$$

$$2) \quad \nabla^2 \Psi_1 - \frac{\beta_3}{\alpha_3} \frac{1}{c_3} \frac{\partial^2 \Psi_1}{\partial t^2} = A_2,$$

$$\nabla^2 \Psi_2 + \frac{\beta_4}{\alpha_4} \frac{1}{c_4} \frac{\partial^2 \Psi_2}{\partial t^2} = B_2,$$

$$\Psi_2 = A_2 + \frac{1}{a}B_2 = 2\nabla^2 \Psi.$$

Аналогично получим

$$3) \quad \Psi_3 = \left(\frac{\beta_5}{\alpha_5} \frac{1}{c_5} + \frac{\beta_6}{\alpha_6} \frac{1}{c_6} \right) \frac{\partial^3 \Psi}{\partial t^3},$$

$$4) \quad \Phi_4 = 2\nabla^4 \Psi = 2 \left(\frac{\partial^4 \Psi}{dx^4} + \frac{\partial^4 \Psi}{dy^4} + \frac{\partial^4 \Psi}{dz^4} \right) \dots$$

Рассмотрим варианты их аддитивного сплетения.

1. Сплетение 0, 1, 2 уровней приводит к уравнению

$$a\nabla^2 \Psi + b \frac{\beta}{\alpha} \frac{1}{c} \frac{\partial \Psi}{\partial t} + r\Psi = \Phi, \text{ если } \frac{\beta_i}{\alpha_i} \frac{1}{c_i} = const.$$

Оно позволяет описывать диффузию, теплопроводность. Для комплексных величин получим уравнение Шредингера

$$\nabla^2 \Psi + i \frac{2\mu}{\hbar} \frac{\partial \Psi}{\partial t} - 2\mu \frac{u}{\hbar^2} \Psi = 0.$$

В нем постоянная Планка имеет аналитическое выражение вида $\frac{b}{a} \frac{\beta}{\alpha}$.

2. Сплетение 0, 1, 2, 3, 4 уровней приводит к уравнению

$$a\nabla^4 \Psi + b \frac{\partial^3 \Psi}{\partial t^3} + c\nabla^2 \Psi + d \frac{\partial \Psi}{\partial t} + e\Psi = \Phi.$$

Мультипликативное сплетение даёт нелинейные уравнения. Их можно рассматривать как продолжение модели, основанное на линейных уравнениях.

6.3.3. Активное сплетение полей

Рассмотрим вариант, соответствующий $a \neq const$.

$$0) \quad \Psi_1 = \Psi, \quad \Psi_2 = a\Psi, \quad \Phi_0^* = \Psi_1 + \frac{1}{a} \Psi_2 = 2\Psi.$$

$$1) \quad (-1) \left(\nabla \Psi_1 - \frac{\beta}{\alpha} \frac{1}{c} \frac{\partial \Psi_1}{\partial t} \right) = A_1^*,$$

$$(+1) \left(a\nabla \Psi_1 + \Psi_1 \cdot \nabla a + \frac{\beta}{\alpha} \frac{1}{c} a \frac{\partial \Psi_1}{\partial t} + \frac{\beta}{\alpha} \frac{1}{c} \Psi_1 \frac{\partial a}{\partial t} \right) = B_1^*.$$

$$\Phi_1^* = A_1^* + \frac{1}{a} B_1^* = 2 \frac{\beta}{\alpha} \frac{1}{c} \frac{\partial \Psi_1}{\partial t} + \frac{1}{a} \Psi_1 \cdot \nabla a + \frac{1}{a} \frac{\beta}{\alpha} \Psi_1 \frac{\partial a}{\partial t}.$$

$$2) \quad \nabla^2 \Psi_1 - \frac{\beta}{\alpha} \frac{1}{c} \frac{\partial^2 \Psi_1}{\partial t^2} = A_2^*,$$

$$\nabla^2 \Psi_2 = a\nabla^2 \Psi_1 + 2\nabla a \cdot \nabla \Psi_1 + \Psi_1 \cdot \nabla^2 a,$$

$$\partial_t^2 \Psi_2 = a\partial_t^2 \Psi_1 + \Psi_1 \partial_t^2 a,$$

$$\nabla^2 \Psi_2 + \frac{\beta}{\alpha} \frac{1}{c} \frac{\partial^2 \Psi_2}{\partial t^2} = B_2^*,$$

$$\Phi_2^* = A_2^* + \frac{1}{a} B_2^* = 2\nabla^2 \Psi_1 + \frac{1}{a} (2\nabla a \cdot \nabla \Psi_1 + \Psi_1 \cdot \nabla^2 a) + \frac{1}{a} \frac{\beta}{\alpha} \frac{1}{c} \Psi_1 \frac{\partial^2 a}{\partial t^2}.$$

Их аддитивное сплетение с весовыми функциями дает уравнение

$$2\sigma \nabla^2 \Psi_1 + \sigma \frac{2}{a} \nabla a \cdot \nabla \Psi_1 + \sigma \frac{1}{a} \Psi_1 \nabla^2 a + \frac{\sigma}{a} \frac{\beta}{\alpha} \frac{1}{c} \Psi_1 \frac{\partial^2 a}{\partial t^2} +$$

$$+ 2\chi \frac{\beta}{\alpha} \frac{1}{c} \frac{\partial \Psi_1}{\partial t} + \frac{1}{a} \chi \Psi_1 \nabla a + \frac{\chi}{a} \frac{\beta}{\alpha} \Psi_1 \frac{\partial a}{\partial t} + 2\rho \Psi_1 = \Phi.$$

Кроме "перекрестного" члена $\nabla a \cdot \nabla \Psi_1$ уравнение состояний дополнилось выражением, которое задает динамическую массу m^* :

$$\sigma \nabla^2 a + \frac{\sigma}{\alpha} \frac{\beta}{\alpha} \frac{\partial^2 a}{\partial t^2} + \chi \nabla a + \frac{\chi}{\alpha} \frac{\beta}{\alpha} \frac{\partial a}{\partial t} = m^*.$$

Следовательно, алгоритм активного сплетения полей позволяет ввести массу как активную переменную. В этом подходе масса подчинена динамическому уравнению. Поэтому её анализу можно применить методы и алгоритмы, использованные для других физических величин.

Объективная потребность в понимании структуры и активность зарядов (в их трансфинитном выражении) стимулирует поиски новых возможностей для реализации моделей, пригодных для решения проблем такого уровня.

Физическое представление электрических и гравитационных предзарядов в форме изделий, изготовленных из открытых и замкнутых 1-Ритов, ставит перед нами задачу расчета таких объектов. С практической точки зрения нам хотелось бы иметь алгоритм, допускающий такую возможность.

Рассмотрим «паутинку зарядов» в форме системы концентрических окружностей, пересекаемых системой прямых линий, проходящих через начало координат. Координаты выберем не пространственно-временные, а зарядовые, обозначив их через x, y . Пусть они задают число разных базовых 0-Ритов, из которых образуются 1-Риты.

Для массы конкретного изделия введем формулу

$$m = (a_1 x^2 + a_2 y^2) + (b_1 x + b_2 y) + (c_1 + c_2) = \alpha m_1 + \beta m_2 + \gamma m_3.$$

Изделие будет характеризоваться своими константами, а также своими координатами. Динамика массы будет зависеть от их изменения. Из исходных положений вытекает ряд предположений:

- у зарядов может быть несколько слагаемых, функциональная сумма которых дает эмпирический эффект, разный для разных уровней материи,
- разные слагаемые могут быть подчинены разным динамическим уравнениям и разным физическим условиям,
- дискретность заряда может быть обусловлена физической дискретностью слагаемых, формирующих заряд,
- усложнение функциональной зависимости позволяет ввести в рассмотрение «тонкую структуру» для «паутинки заряда».

6.3.4. Размерностный анализ уравнения Шрёдингера

Рассмотрим уравнение Шредингера

$$i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = \frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \Psi - U\Psi.$$

Из соображений размерности и соотношения $\hbar\omega = mc^2$, следует, что $\frac{m}{\hbar} = \frac{2\pi}{c\lambda_0}$.

Введем величины $\Omega = \frac{U}{\hbar} = \frac{2\pi}{T^*}$, $\lambda^* = cT^*$. После преобразований получим уравнение, в котором учитывается пара физических размеров:

$$i \frac{1}{c} \frac{\partial \Psi}{\partial t} = \frac{\lambda_0}{4\pi} \nabla^2 \Psi - \frac{2\pi}{\lambda^*} \Psi.$$

В стационарном состоянии исследуемая микросистема подчинена уравнению

$$\nabla^2 \Psi = 8\pi^4 \frac{\lambda_0}{\lambda^*} \Psi.$$

Рассматривая Ψ как некоторое распределение праматерии, содержащейся в микросистеме, мы получаем модель, в которой учтены характерные размеры этой микросистемы, что приводит к физическому понятию конечных размеров и «границ» физической микросистемы. Если в рассмотрение ввести колебания праматерии в пределах микросистемы, соответствующие частоты колебаний будут иметь разный спектр, зависящий от физических условий задачи.

Принимая гипотезу об устройстве атомов и молекул из праматерии, мы обязаны проанализировать эту идею с точки зрения моделирования частиц света. В частицах света, согласно проведенному начальному анализу, есть пара элонов и пара пролонов. В предыдущем рассмотрении заряды одного знака рассматриваются «одинаково», что приводит к модели пары зарядов.

Четыре базовых частицы позволяют ввести в рассмотрение четыре числа, посредством которых определяется физическое состояние реальной системы. Если мы считаем, что эти функции разные, мы приходим к модели, учитывающей сложные состояния и поведение атомов и молекул.

Если же количество указанных частиц и их распределение «однородно», то вместо четырех функций достаточно воспользоваться одной. Именно такой вариант реализован в микромеханике по модели Шрёдингера.

Рассматривая распределение праматерии над полем комплексных чисел, мы закладываем предположение о наличии у праматерии внутренних свойств. Понятно, что расширение чисел до кватернионов позволит учесть еще более глубокие свойства микросистем.

Если мы желаем учесть дополнительные стороны и свойства праматерии, нам понадобятся дополнительные уравнения. Это могут быть, векторные уравнения, которые образуют с указанным скалярным уравнением полную и согласованную систему. Такая модель следует из гидродинамического описания микромира.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Показано, что возможен гидродинамический подход к микроявлениям. Он полезен для построения их моделей. Когда праматерия покоится, уравнения микродинамики аналогичны уравнению Шрёдингера. При учете движения праматерии система уравнений микродинамики обобщена. Она содержит ряд коэффициентов, которые следует найти теоретически и экспериментально. В отдельных случаях новая модель может быть согласована с решениями, известными в теории движения макроскопической жидкости.

Ранее мы установили, что величины (m, Ψ, v) единым образом описывают поведение механической конструкции. Однако обычно анализируется лишь вариант изменения скорости.

Динамическое уравнение для показателя отношения в электродинамике Максвелла позволило прояснить ситуацию с динамическим изменением частоты электромагнитного поля. Этот шаг имел принципиальное значение, так как сблизил алгоритмы описания скорости и показателя отношения. Алгоритм сплетения позволил вывести динамические уравнения для массы.

Этот шаг соответствует идее, что все величины единой конструкции с качествами могут и должны описываться единым образом.

ЛИТЕРАТУРА

1. Аржаных И.С. Поле импульсов. Ташкент. Наука, 1965,-228 с.
2. Петров Б.Н., Гольденблат И.И., Ульянов Г.Н., Ульянов С.В. Проблемы управления релятивистскими и квантовыми динамическими системами. М.: Наука, 1982, -526 с.
2. 3. Ballentine L.E. Einstein's interpretation of quantum mechanics. Amer. J. Phys. 1972, **40**, 12, 1763-71.
4. Шрёдингер Э. Избранные труды по квантовой механике. М.:Наука, 1976,-424с.
5. Barut A.O. The Schrödinger equation. 50 years later. Z. Naturforsch. 1977, **32a**, 3-4, 362-374.
6. Takabayasi Takehiko. Relations between scalar fields and hydrodynamical fields Progress Theoretical Physics 1952,**8**,143.
Progress Theoretical Physics 1953,**9**, 187-192.
7. Janossy L. The hydrodynamical model of wave mechanics. Acta phys. Acad.scient.hung. 1969, **27**, 1-4, 35-46.
8. Huszar M., Ziegler M. The hydrodynamical model of wave mechanics. Acta phys. Acad.scient.hung. 1969,**26**,3, 223-237.
9. Измайлов С. В. Новый способ обоснования уравнения Шрёдингера. 6-е Герцевские чтения. Сб. «Теоретическая физика и астрофизика». Научные доклады. Л., 1973, 146-151.
10. Bess L. Hamiltonian dynamics and the Schrödinger equation. Progr. Theor. Phys. 1974, **52**, 1, 313-328.
11. Wong C. X. On the Schrödinger equation in fluid-dynamical form. J. Math. Phys. 1976, **17**, 6, 1008-10.
12. Барыкин В.Н. Новая физика света. Мн.: Ковчег, 2003,-434 с.
13. Малдасена Х. Иллюзия гравитации. // В мире науки. 2006,N.2.-С.18-26.
14. Лохтин И.П., Сарычева Л.И., Снигирев А.М. – Физика ЭЧАЯ, т.30, в.3, с.660.
15. Ландау Л.Д. – Изв. АН СССР, сер. физ., 1953, т.179, с.51.
16. Розенталь И.Л., Тарасов Ю.А. – УФН, 1993, т.163, с.29.
17. Kampfner V., Pavlenko O.P. – Z. Phys. , 1994, v.C62, p.491.
18. Лохтин И.П., Снигирев А.М., Хрущёв В.В. – ЯФ,1997,т. 60, с. 125.
19. Danielevicz P., Gyulasy M. – Phys. Rev. , 1985, v.D31, p.53.
20. Baum G., Monien H., Petnick C., Ravenhall D. – Phys. Rev. Lett., 1990, v.64, p.1867.
21. Клейманс Ж.Л., Ильин С.В., Смолянский С. А., Зиновьев Г.М. – ЯФ, 1995, т.58, с.367.

22. Рудяк В.Е. Статистическая теория диссипативных процессов в газах и жидкостях. Новосибирск, Наука, 1987г.272 с.
23. W. Heisenberg . *Über quantentheoretische Umbedeutung kinematischer und mechanischer Beziehungen.* // *Zs. Phys.* 33, 879-893 (1925).
24. Румер Ю.Б. Возникновение матричной механики. / 50 лет квантовой механики. М.: Наука,1979.
25. Барыкин В.Н. Новая физика света. Мн. 2003. 434 с.
26. Томсон Д.Д. Электричество и магнетизм. М.: Ижевск, 2004, 267 с.