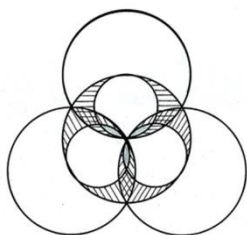


УДК 517.938; 51-72



УПРАВЛЕНИЕ МОЩНОСТЬЮ ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЯ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНЫХ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

Зайцев Ф.С.^{1,2} (д.ф.-м.н., профессор),

Магницкий Н.А.^{1,2} (д.ф.-м.н., профессор)

¹Московский Государственный Университет имени

М.В.Ломоносова, факультет вычислительной математики и
кибернетики, Москва, РФ

²ООО «Нью Инфлоу», Москва, РФ

zaitsev@cs.msu.su; fza@mail.ru

Аннотация. Представлены новые математические результаты, открывающие возможность решения широкого класса задач микромира на характерных для атома масштабах расстояний и времен. Новый подход позволяет, в том числе, детальное количественное изучение динамики процессов, происходящих при ядерных реакциях, и управления ими с целью повышения мощности высвобождения энергии. Дан анализ фундаментальных основ математической теории физического вакуума (эфира), базирующийся на сопоставлении со вторым законом Ньютона и классическими уравнениями механики сплошной среды. Сформулированы математические задачи, описывающие динамику процесса образования мезоатома водорода из протона и мюона. Рассмотрена задача управления этим процессом. Кратко описан алгоритм численного решения задач динамики эфира. Проиллюстрировано его применение.

Ключевые слова: уравнения в частных производных, математические модели, сложные динамические системы, управление, численное моделирование, физический вакуум (эфир).

ВВЕДЕНИЕ

Конкурентоспособность той или иной страны в недалекой перспективе будет определяться наличием у нее безопасных технологий производства энергии с использованием широко распространенных в природе элементов, таких как, например, водород, алюминий, кремний и др. Поэтому в мире, особенно в последние годы, ведутся интенсивные исследования по овладению принципиально новыми источниками энергии. Исследования осложняются тем, что многие экспериментально наблюдаемые факты не находят объяснения в рамках традиционно используемых математических моделей физических процессов [1]. Требуется развитие новых теоретических представлений, позволяющих проводить детальные количественные исследования процессов высвобождения энергии на атомарном уровне и решать задачи управления этими процессами.

В статье рассматривается математическая теория физического вакуума (эфира), предложенная в работах [2-5]. Представлен анализ фундаментальных основ данной модели эфира, базирующийся на сопоставлении со вторым законом Ньютона и классическими уравнениями механики сплошной среды.

Целями работы являются: формулировка математических задач, описывающих динамику известного из эксперимента процесса образования мезоатома водорода из

протона и мюона [6], постановка задач управления этим процессом, краткое описание алгоритма численного решения задач динамики эфира и иллюстрация его применения.

Представленные математические результаты являются новыми. Предложенные модели открывают возможность детального количественного описания динамики происходящих при ядерных реакциях процессов и управления ими.

ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ОСНОВЫ МАТЕМАТИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ ФИЗИЧЕСКОГО ВАКУУМА

В математической теории физический вакуум (эфир) представляется некоторой абстрактной сплошной средой, характеризуемой в момент времени t в точке среды с координатами \mathbf{r} объемной плотностью эфира $\rho(t, \mathbf{r})$ и скоростью $\mathbf{u}(t, \mathbf{r})$ перемещения возмущений.

Математическая теория эфира [2-5] постулирует описание всех процессов во вселенной с помощью двух уравнений: закона сохранения количества эфира (уравнение неразрывности) и закона сохранения плотности потока эфира (сохранения импульса). Эти уравнения в переменных Лагранжа, при использовании которых среда характеризуется функциями времени на траектории движения точки среды $\mathbf{r}(t)$, имеют вид

$$\frac{d\rho(t, \mathbf{r}(t))}{dt} = -\rho(t, \mathbf{r}(t)) (\nabla_{\mathbf{r}} \cdot \mathbf{u}(t, \mathbf{r}))_{\mathbf{r}=\mathbf{r}(t)}, \quad (1)$$

$$\frac{d(\rho(t, \mathbf{r}(t)) \mathbf{u}(t, \mathbf{r}(t)))}{dt} = 0, \quad (2)$$

$$\frac{d\mathbf{r}(t)}{dt} = \mathbf{u}(t, \mathbf{r}(t)). \quad (3)$$

Подчеркнем, что математически закон сохранения импульса в эфире (2) идентичен второму закону Ньютона для материальной точки переменной массы $m(t, \mathbf{r}(t))$ в отсутствие силы [7, п. 4; 8, гл. IV ч. IV; 9, с. 56]:

$$\frac{d(m(t, \mathbf{r}(t)) \mathbf{u}(t, \mathbf{r}(t)))}{dt} = 0.$$

Обычно в литературе по механике [7, п. 4; 8, гл. IV ч. IV; 9, с. 56] второй закон Ньютона для материальной точкой переменной массы записывается в виде

$$m(t, \mathbf{r}(t)) \frac{d\mathbf{u}(t, \mathbf{r}(t))}{dt} + \frac{dm(t, \mathbf{r}(t))}{dt} \mathbf{u}(t, \mathbf{r}(t)) = \mathbf{F},$$

где второй член в левой части переносят в правую часть и рассматривают как одну из действующих сил, причем рассчитывают эту силу, как правило, отдельно из тех или иных соображений.

Поэтому в уравнении сохранения плотности потока эфира (2) с раскрытой производной по времени

$$\rho(t, \mathbf{r}(t)) \frac{d\mathbf{u}(t, \mathbf{r}(t))}{dt} + \frac{d\rho(t, \mathbf{r}(t))}{dt} \mathbf{u}(t, \mathbf{r}(t)) = 0 \quad (4)$$

второй член в левой части можно интерпретировать как силовой член.

Уравнение (4) с учетом уравнения неразрывности (1) для не обращающейся в ноль ни в одной точке плотности эфира $\rho(t, \mathbf{r}(t))$ переходит в уравнение, содержащее только скорость [10]

$$\frac{d\mathbf{u}(t, \mathbf{r}(t))}{dt} = \mathbf{u}(t, \mathbf{r}(t)) (\nabla_{\mathbf{r}} \cdot \mathbf{u}(t, \mathbf{r}))_{\mathbf{r}=\mathbf{r}(t)}. \quad (5)$$

Таким образом, уравнение (5) является аналогом второго закона Ньютона в отсутствие силы в случае материальной точки переменной массы, меняющейся согласно уравнению неразрывности. Умноженная на $\rho(t, \mathbf{r}(t))$ правая часть в (5) представляет собой аналог силового члена.

Появление дивергенции скорости в уравнении движения эфира (5) имеет глубокую причину. В классической механике сплошной среды при получении уравнения движения используется формула [12, с. 136]

$$\int_{V(t)} \frac{d}{dt} (\mathbf{u} \rho d\tau) = \int_{V(t)} \left(\frac{d\mathbf{u}}{dt} \rho d\tau + \mathbf{u} \frac{d(\rho d\tau)}{dt} \right) = \int_{V(t)} \frac{d\mathbf{u}}{dt} \rho d\tau.$$

То есть во втором выражении отбрасывается член $d(\rho d\tau)/dt$. Затем результат принимается в качестве постулата [12, с. 137].

Заметим, что элемент объема $d\tau$ может быть выбран не зависящим от времени, так как в предположении существования интеграла по $V(t)$ интегральная сумма сходится при любом разбиении $V(t)$ на элементарные объемы, в том числе, и для не зависящего от времени разбиения. Тогда $d(\rho d\tau)/dt = (d\rho/dt) d\tau$. Таким образом, согласно уравнениям (1), (4), в уравнении движения классической механики сплошной среды изначально отбрасывается сила, содержащая дивергенцию скорости: $\mathbf{u} (d\rho/dt) d\tau = -\mathbf{u} (\nabla \cdot \mathbf{u}) \rho d\tau$, хотя, как отмечено в [12] на с. 137, различные силы могут быть добавлены потом при необходимости. Но добавляется данная сила, обычно только при изучении реактивного движения.

Однако в математической теории эфира эффект изменения плотности во времени в уравнении движения (4) играет принципиальную роль, в том числе обуславливает наличие электрического заряда и массы элементарных частиц [2-5].

Таким образом, с точки зрения механики сплошной среды динамику эфира можно интерпретировать как распространение и взаимодействие возмущений в сверхплотной среде, где силы внутренних напряжений (поверхностные силы) не оказывают влияние на процессы, а изменение плотности во времени может играть важную роль.

В рассматриваемой математической модели эфира (1)-(3) могут самопроизвольно формироваться разрывы. Например, в бездивергентном поле скоростей, а таким

свойством обладает поле скоростей электромагнитной волны и поле скоростей фотона [2], уравнение для скорости (5) имеет вид $du(t, \mathbf{r}(t))/dt = 0$. Это трехмерное уравнение Бюргерса-Хопфа. В одномерном случае уравнение Бюргерса-Хопфа хорошо изучено. В частности, показано, что на пересечении характеристик, у его решения может формироваться резкий разрыв, например, в виде появления ударной волны, которая затем распространяется обычным для нее образом [11, § 51].

По аналогии с теорией механики сплошной среды [12, с. 395-399; 13, с. 151], можно получить уравнения эфира для плотности (1) и скорости (5) в интегральной форме и вывести условия, которые должны выполняться в эфире на поверхности разрыва функций в любой инерциальной или неинерциальной системе отсчета

$$\begin{aligned} \rho_1(t, \mathbf{r}(t)) \left((\mathbf{u}_1(t, \mathbf{r}(t)) - \mathbf{u}_b(t, \mathbf{r}(t))) \cdot \mathbf{n}(t, \mathbf{r}(t)) \right) \\ = \rho_2(t, \mathbf{r}(t)) \left((\mathbf{u}_2(t, \mathbf{r}(t)) - \mathbf{u}_b(t, \mathbf{r}(t))) \cdot \mathbf{n}(t, \mathbf{r}(t)) \right), \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} (\nabla \cdot \mathbf{u}_1(t, \mathbf{r}(t))) \left((\mathbf{u}_1(t, \mathbf{r}(t)) - \mathbf{u}_b(t, \mathbf{r}(t))) \cdot \mathbf{n}(t, \mathbf{r}(t)) \right) \\ = (\nabla \cdot \mathbf{u}_2(t, \mathbf{r}(t))) \left((\mathbf{u}_2(t, \mathbf{r}(t)) - \mathbf{u}_b(t, \mathbf{r}(t))) \cdot \mathbf{n}(t, \mathbf{r}(t)) \right). \end{aligned} \quad (7)$$

Здесь индексом обозначен предел с соответствующей стороны разрыва, $\mathbf{n}(t, \mathbf{r}(t))$ – нормаль к поверхности разрыва, $\mathbf{u}_b(t, \mathbf{r}(t))$ – скорость перемещения поверхности разрыва. Уравнение (6) следует из интегральной формы уравнения неразрывности для ρ . Уравнение (7) – из интегральной формы уравнения (5) для \mathbf{u} . Принципиальным отличием от обычных условий разрыва в механике сплошной среды является наличие дивергенции скорости во втором уравнении. Разрыв дивергенции может приводить к возникновению дискретного изменения параметров среды, например, к эффекту квантования частот колебаний среды.

В статье [2] показано, что уравнения Максвелла являются следствием уравнений (1), (2). В работах [2-5] из общих уравнений (1)-(3) получены упрощенные уравнения для описания установившихся состояний электрона, протона и нейтрона. Найдены приближенные аналитические решения этих уравнений с помощью априорного предположения о виде искомых функций. Погрешность приближений является малой для малых расстояний и больших частот. Аналитические формулы можно трактовать как аппроксимацию разрывных решений с вектором $\mathbf{r}(t)$, не покидающим некоторый ограниченный объем. Свободные параметры аналитических решений откалиброваны в соответствии с известными экспериментальными сведениями о заряде, массе и магнитном моменте электрона, протона и нейтрона. Показано, что различие теоретических рассчитанных и экспериментально полученных значений для заряда, массы и магнитного момента электрона и протона составляет лишь $\sim 0.1\%$. Такая же погрешность имеет место и для массы и магнитного момента нейтрона.

Данные результаты и результаты, полученные в статьях из библиографии работ [1-5], подтверждают адекватность описания протекающих в эфире процессов с помощью уравнений (1)-(3).

ФОРМУЛИРОВКА МАТЕМАТИЧЕСКИХ ЗАДАЧ

Представим систему (1), (3), (3) в виде, более удобном для построения численного решения. Далее в некоторых местах будем для краткости опускать у функций аргументы $(t, \mathbf{r}(t))$.

Теорема. Для функций $\rho(t, \mathbf{r}(t))$ и $\mathbf{u}(t, \mathbf{r}(t))$, не обращающихся в ноль ни в одной точке области, в которой рассматриваются уравнения, множество решений системы (1), (3), (3) совпадает с множеством решений системы

$$\begin{cases} \frac{d\mathbf{u}(t, \mathbf{r}(t))}{dt} = \mathbf{u}(t, \mathbf{r}(t)) (\nabla_{\mathbf{r}} \cdot \mathbf{u}(t, \mathbf{r}))_{\mathbf{r}=\mathbf{r}(t)} \\ \rho(t, \mathbf{r}(t))|\mathbf{u}(t, \mathbf{r}(t))| = C(\mathbf{r}(0)) \\ \frac{d\mathbf{r}(t)}{dt} = \mathbf{u}(t, \mathbf{r}(t)) \end{cases}, \quad (8)$$

где $C(\mathbf{r}(0))$ – произвольная функция $\mathbf{r}(0)$, не зависящая от времени t .

Д о к а з а т е л ь с т в о. Системы (1), (3), (3) и (8) отличаются только вторым уравнением. Умножим (1) на $|\mathbf{u}|$

$$|\mathbf{u}| \frac{d\rho}{dt} + \rho|\mathbf{u}| \nabla \cdot \mathbf{u} = 0. \quad (9)$$

Данный переход при $\mathbf{u} \neq 0$ является эквивалентным, то есть не изменяет множество решений.

Рассмотрим в декартовых координатах

$$|\mathbf{u}| \nabla \cdot \mathbf{u} = \frac{|\mathbf{u}|^2}{|\mathbf{u}|} \nabla \cdot \mathbf{u} = \frac{1}{|\mathbf{u}|} (u_1^2 \nabla \cdot \mathbf{u} + u_2^2 \nabla \cdot \mathbf{u} + u_3^2 \nabla \cdot \mathbf{u}).$$

С учетом уравнения (5), имеем

$$|\mathbf{u}| \nabla \cdot \mathbf{u} = \frac{1}{|\mathbf{u}|} \left(u_1 \frac{du_1}{dt} + u_2 \frac{du_2}{dt} + u_3 \frac{du_3}{dt} \right) = \frac{1}{2|\mathbf{u}|} \frac{d(u_1^2 + u_2^2 + u_3^2)}{dt} = \frac{1}{2|\mathbf{u}|} \frac{d|\mathbf{u}|^2}{dt} = \frac{d|\mathbf{u}|}{dt}.$$

Подставляя это выражение в (9), получаем

$$0 = |\mathbf{u}| \frac{d\rho}{dt} + \rho|\mathbf{u}| \nabla \cdot \mathbf{u} = |\mathbf{u}| \frac{d\rho}{dt} + \rho \frac{d|\mathbf{u}|}{dt} = \frac{d(\rho|\mathbf{u}|)}{dt}.$$

Отсюда по формуле Ньютона-Лейбница

$$\rho(t, \mathbf{r}(t))|\mathbf{u}(t, \mathbf{r}(t))| = \rho(0, \mathbf{r}(0))|\mathbf{u}(0, \mathbf{r}(0))| \text{ или } \rho(t, \mathbf{r}(t))|\mathbf{u}(t, \mathbf{r}(t))| = C(\mathbf{r}(0)), \text{ где } C(\mathbf{r}(0)) \equiv \rho(0, \mathbf{r}(0))|\mathbf{u}(0, \mathbf{r}(0))|, \text{ ч.т.д.}$$

Нетрудно убедиться, что множество решений исходной системы (1)-(3) в классе функций ρ и \mathbf{u} , обращающихся в ноль при каких-то значениях t , не несет

содержательных сведений.

Представление (8) исходной системы является более пригодным для перехода к дискретной задаче, так как в (8) первое уравнение не зависит от ρ , а второе уравнение разрешено аналитически. Второе уравнение в (8) непосредственно выражает закон сохранения и не требует аппроксимации при численном решении (квадрат второго уравнения можно интерпретировать как сохранение энергии). Поэтому система в форме (8) позволяет строить различные консервативные схемы, обеспечивающие точное выполнение равенства $\rho|\mathbf{u}| = C$.

Задача состоит в изучении динамики образования мезоатома водорода из электрона, находящегося в мюонном состоянии, и протона, а также в управлении этим процессом с целью облегчения возникновения мезоатома водорода.

Рассмотрим некоторую область эфира G . Пусть в G находятся две элементарные частицы электрон и протон, имеющие форму шаров. Обозначим границы шаров Σ_e и Σ_p , а их внутренние части Ω_e и Ω_p . Система уравнений (8) рассматривается в области G вне границ Σ_e и Σ_p для $t \in (0, T]$

$$\begin{cases} \frac{d\mathbf{u}(t, \mathbf{r}(t))}{dt} = \mathbf{u}(t, \mathbf{r}(t)) (\nabla_{\mathbf{r}} \cdot \mathbf{u}(t, \mathbf{r}))_{\mathbf{r}=\mathbf{r}(t)} \\ \rho(t, \mathbf{r}(t))|\mathbf{u}(t, \mathbf{r}(t))| = C(\mathbf{r}(0)) \\ \frac{d\mathbf{r}(t)}{dt} = \mathbf{u}(t, \mathbf{r}(t)) \end{cases}, \quad \mathbf{r}(t) \in G \setminus \{\Sigma_e \cup \Sigma_p\}. \quad (10)$$

Формулировка начальных и граничных условий осложняется отсутствием исчерпывающих экспериментальных сведений об устройстве элементарных частиц. Поэтому большое значение имеют полученные в работах [2-5] аналитические результаты.

В начальный момент $t = 0$ внутри и вне элементарных частиц можно рассмотреть некоторую начальную скорость $\mathbf{u}(0, \mathbf{r}(0))$ и некоторую начальную плотность $\rho(0, \mathbf{r}(0))$. По этим функциям вычисляется входящая в систему (10) постоянная во времени величина $C(\mathbf{r}(0))$

$$C(\mathbf{r}(0)) = \rho(0, \mathbf{r}(0))|\mathbf{u}(0, \mathbf{r}(0))|, \quad \mathbf{r}(0) \in G, \quad (11)$$

которая в данном случае имеет смысл пространственного распределения $\rho|\mathbf{u}|$ при $t = 0$.

Другим вариантом начального условия является задание начальной скорости $\mathbf{u}(0, \mathbf{r}(0))$ и константы

$$C(\mathbf{r}(0)) = \rho_0 c, \quad \mathbf{r}(0) \in G, \quad (12)$$

где $\rho_0 = const$ – плотность эфира в бездивергентном поле скоростей, имеющем равную скорости света c величину. Из уравнения (1) видно, что эта плотность равна плотности неподвижного эфира. Смысл такого выбора величины $C(\mathbf{r}(0))$ состоит в обеспечении стремления плотности эфира к невозмущенной $\rho \rightarrow \rho_0$ при стремлении скорости к

скорости света $|\mathbf{u}(t, \mathbf{r}(t))| \rightarrow c$. В этом варианте начальная плотность определяется в соответствии со вторым уравнением системы (10)

$$\rho(0, \mathbf{r}(0)) = \rho_0 c / |\mathbf{u}(0, \mathbf{r}(0))|, \quad \mathbf{r}(0) \in G. \quad (13)$$

Граничные условия, описывающие взаимодействие внутренней и внешней областей элементарной частицы, должны учитывать: соблюдение закона сохранения потока плотности эфира (импульса); бесконечный во времени поток плотности эфира (источник электрического поля) с поверхности протона и электрона; смещение элементарной частицы (ее границы) как единого целого; изменение потока эфира (изменение электромагнитного поля) при ускорении или торможении заряженной частицы; изменение свойств частицы в результате проникновения в нее стороннего объекта, например, проникновения протона в электрон.

Возможна не симметрия в поведении эфирной среды с разных сторон границы, что не является чем-то необычным, так как не симметрия свойств на границе разрыва имеет место, например, и для некоторых явлений газовой динамики.

На начальном промежутке времени $t \in (0, t_b)$ на границах элементарных частиц $j = e, p$ зададим скорость по аналитическим формулам из [3]

$$\mathbf{u}(t, \mathbf{r}(t)) = \begin{cases} \mathbf{u}_j^-(t, \mathbf{r}(t)) + \mathbf{u}_{tr,j}(t), & \text{если } \mathbf{r}(t) \rightarrow \Sigma_j - 0 \text{ (изнутри)}, \\ \mathbf{u}_j^+(t, \mathbf{r}(t)) + \mathbf{u}_{tr,j}(t), & \text{если } \mathbf{r}(t) \rightarrow \Sigma_j + 0 \text{ (снаружи)}, \\ \mathbf{u}(0, \mathbf{r}(0)), & \text{только при } t = 0 \text{ для } \mathbf{r}(0) \notin \{\Sigma_1 \cup \Sigma_2\} \text{ (вне частиц)} \end{cases}; \quad (14)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{u}_j^-(t, \mathbf{r}) &\equiv V_j(t, \mathbf{r}) \mathbf{i}_{j,r} + 0 \mathbf{i}_{j,\theta} + W_j(t, \mathbf{r}) \mathbf{i}_{j,\varphi}, \quad V_j(t, \mathbf{r}) \leq 0; \\ \mathbf{u}_j^+(t, \mathbf{r}) &\equiv V_j(t, \mathbf{r}) \mathbf{i}_{j,r} + 0 \mathbf{i}_{j,\theta} + \left\{ W_j(t, \mathbf{r}) \right\}^0 \mathbf{i}_{j,\varphi}, \quad V_j(t, \mathbf{r}) \geq 0; \end{aligned} \quad (15)$$

$$\begin{aligned} V_j(t, r, \theta, \varphi) &= \frac{V_j(\theta)}{r} \cos((\omega_j t - \varphi)/2), \\ V_j(\theta) &= V_0(a + \sin \theta + b_j \sin(2\theta) + c_j \sin(3\theta)), \end{aligned} \quad (16)$$

$$a = \frac{\pi}{20}, \quad b_e = \frac{5}{2}, \quad b_p = -\frac{5}{2}, \quad c_p = \frac{1}{3}, \quad c_e = \frac{315}{208} \left(\frac{32}{35} + a \frac{\pi}{4} \right) - c_p, \quad (17)$$

$$|\omega_j| = \frac{m_j c^2}{\hbar}, \quad r_j = \frac{c}{|\omega_j|} = \frac{\hbar}{m_j c}; \quad (18)$$

$$W_j(t, \mathbf{r}) = c \frac{r}{r_j} \sin \theta = \omega_j r \sin \theta, \quad (19)$$

где вектор \mathbf{u}_j представлен в связанной с центром j -й элементарной частицы сферической системе координат (r, φ, θ) , $\mathbf{u}_{tr,j}(t)$ – скорость движения границы.

Для точки среды (лагранжевой частицы) $\mathbf{r}(t)$, пришедшей на границу изнутри элементарной частицы рассмотрим два различных варианта граничных условий при $t > 0$: прилипание на границе или идеальное отражение от границы с проскальзыванием в тангенциальном направлении. В случае прилипания импульс $\rho(t, \mathbf{r}(t)) \mathbf{u}(t, \mathbf{r}(t))$ внутренних точек элементарной частицы передается наружу по закону (14)-(19) для $V_j(t, \mathbf{r}(t)) > 0$. В случае идеального отражения происходит испускание потока эфира с наружной стороны границы в соответствии с законом сохранения импульса. Анализировались также и другие альтернативные граничные условия, в том числе, преломление с изменением величины импульса или отражение с прилипанием тангенциальной компоненты и передачей импульса вовне.

Такие варианты поведения можно ожидать на границе, соответствующей тонкому слою с разрывами на обеих сторонах.

Потоки эфира вне элементарной частицы приводят к возникновению электрического и гравитационного воздействия.

На начальном промежутке времени $t \in (0, t_b)$ покоящиеся элементарные частицы $\mathbf{u}_{tr,j}(t) = 0$ наполняются потоками эфира в соответствии с описанными граничными условиями. Заряд, масса и магнитный момент элементарной частицы при использовании на границе формул (14)-(19) точно равны аналитическим значениям из [3], так как в интеграл по радиусу ненулевой вклад дает только значение первообразной на границе из-за наличия в якобиане преобразования к сферическим координатам множителя r^2 .

При $t = t_b$ границе элементарной частицы мгновенно сообщается скорость $\mathbf{u}_{tr,j}(t) \neq 0$.

Точка среды $\mathbf{r}(t)$, пришедшая на границу извне при $t \geq t_b$, претерпевает идеальное отражение от границы, передавая ей свой импульс в соответствии с законом сохранения импульса. В результате изменяется скорость движения границы $\mathbf{u}_{tr,j}(t)$. В рассматриваемой модели предполагается, что потоки эфира внутри элементарной частицы не влияют на движение ее границы, например, компенсируются в среднем.

Протону не запрещено проникать внутрь электрона, то есть точки среды на границе и внутри протона не взаимодействуют с границей электрона. При этом потоки эфира внутри электрона воздействуют на границу протона. В результате протон может либо отразиться от внутренних потоков эфира в электроне, либо проникнуть внутрь электрона и далее задержаться в нем или покинуть его. Попавший внутрь электрона протон создает вокруг себя поток эфира в соответствии с заданным граничным условием, что может привести к изменению состояния электрона.

Продолжим формулировку дополнительных условий.

Из второй формулы в (10) имеем $\rho = C/|\mathbf{u}|$. То есть в отсутствие ограничения на величину скорости снизу плотность эфира неограниченно возрастает при стремлении скорости к нулю. Данное обстоятельство трудно интерпретировать. Поэтому введем ограничение на скорость \mathbf{u} , не описываемое уравнениями эфира. А именно, примем условие жесткости эфирной среды, то есть невозможность сильного изменения ее плотности

$$0 < \rho_{\min} \leq \rho \leq \rho_{\max}.$$

С учетом $\rho = C/|\mathbf{u}|$ эти неравенства переходят в условие на величину скорости

$$\frac{C}{\rho_{\max}} \leq |\mathbf{u}| \leq \frac{C}{\rho_{\min}}.$$

В отсутствие ограничения на величину скорости сверху скорость могла бы без внешних воздействий значительно превысить скорость света, что не соответствует экспериментальным наблюдениям. При этом плотность эфира стремилась бы к нулю, что противоречит гипотезе о наличии некоторой невозмущенной плотности эфира ρ_0 .

Предполагается также, что граница элементарной частицы не может двигаться слишком быстро

$$|\mathbf{u}_{tr,j}(t)| \leq \frac{C}{\rho_{\min}}.$$

Остановимся теперь на вопросе квантования состояний элементарной частицы, которое должно иметь место согласно интерпретации экспериментальных наблюдений.

Из формулы (18) имеем соотношение между частотой и радиусом границы элементарной частицы $\omega_j r_j / c = 1$. Важно подчеркнуть, что эту формулу можно рассматривать не как постулат, а как следствие разрыва дивергенции скорости на границе.

Определим среднюю по объему частоту вращения $\bar{\omega}_j(t)$ по известному потоку эфира $\rho(t, \mathbf{r})\mathbf{u}(t, \mathbf{r})$:

$$\bar{\omega}_j(t) \equiv \frac{\frac{1}{2} \int_{\Omega_j} \nabla_{\mathbf{r}} \times (\rho(t, \mathbf{r})\mathbf{u}(t, \mathbf{r})) d\Omega}{\int_{\Omega_j} \rho(t, \mathbf{r}) d\Omega} = \frac{\frac{1}{2c} \int_{\Omega_j} \mathbf{B} d\Omega}{\int_{\Omega_j} \rho(t, \mathbf{r}) d\Omega} = \frac{\frac{\rho_0 c}{2} \int_{\Omega_j} \nabla_{\mathbf{r}} \times \frac{\mathbf{u}(t, \mathbf{r})}{|\mathbf{u}(t, \mathbf{r})|} d\Omega}{\int_{\Omega_j} \rho(t, \mathbf{r}) d\Omega},$$

где \mathbf{B} – вектор индукции магнитного поля [2]. Множитель $1/2$ появился из-за равенства ротора удвоенной частоте вращения векторного поля в малой окрестности точки, где вычисляется ротор. Объемный интеграл от ротора сводится к поверхностному интегралу. Поэтому величина и направление $\bar{\omega}_j(t)$ определяются поведением эфира на границе.

В качестве модели квантования элементарной частицы примем предположение о том, что изменение квантового состояния выражается в дискретном (скачкообразном) изменении ее радиуса $r_j(t)$ в соответствии со средней частотой $|\bar{\omega}_j(t)|$.

Пусть изменение радиуса происходит либо по ветви $r_j(t) = r_{0,j}l$, либо по ветви $r_j(t) = r_{0,j}/l$, где l – натуральное число, $r_{0,j}$ – радиус элементарной частицы в основном состоянии. Причём, переходы между состояниями по ветви $r_j(t) = r_{0,j}l$ или по ветви $r_j(t) = r_{0,j}/l$ происходят последовательно, то есть из состояния l ветви можно перейти только в её состояние $l - 1$ или $l + 1$.

Будем считать, что элементарная частица переходит в состояние с радиусом $r_j(t) = r_{0,j}l$, если существует натуральное число $l > 1$:

$$l = \text{nint} \frac{|\bar{\omega}_j(t)| r_{0,j}}{c}, \quad (20)$$

где nint – ближайшее целое. Если правая часть в (20) равна нулю и существует натуральное число $l > 1$ такое, что выполнено

$$l = \text{nint} \frac{c}{|\bar{\omega}_j(t)| r_{0,j}}, \quad (21)$$

то примем, что элементарная частица переходит в состояние с радиусом $r_j(t) = r_{0,j}/l$.

После расчета $r_j(t)$ квантовое состояние частоты $\omega_j(t)$ задается формулой

$$|\omega_j(t)| = \frac{c}{r_j(t)}. \quad (22)$$

По $\omega_j(t)$ с помощью выражения (18) вычисляется текущая масса $m_j(t)$.

Таким образом, рассматривается система из налетающих друг на друга протона и мюона (тяжелого электрона). Внутри и вне элементарных частиц эфир движется согласно уравнениям (10). На границах элементарных частиц имеет место один из рассмотренных выше вариантов граничных условий. Требуется изучить динамику образования мезоатома водорода и облегчить возможность его возникновения за счет управления взаимной ориентацией (спинами) протона и электрона с помощью внешнего электромагнитного поля (внешнего потока эфира $\rho(t, \mathbf{r})\mathbf{u}(t, \mathbf{r})$)

$$\begin{aligned} \mathbf{B}(t, \mathbf{r}) &= c \nabla \times (\rho(t, \mathbf{r})\mathbf{u}(t, \mathbf{r})), \\ \mathbf{E}(t, \mathbf{r}) &= c \left(\frac{\mathbf{u}(t, \mathbf{r})}{|\mathbf{u}(t, \mathbf{r})|} \cdot \nabla \right) (\rho(t, \mathbf{r})\mathbf{u}(t, \mathbf{r})). \end{aligned} \quad (23)$$

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИКИ ОБРАЗОВАНИЯ МЕЗОАТОМА ВОДОРОДА

Образование мезоатома водорода лежит в основе так называемого мюонного катализа [6]. Отрицательно заряженный мюон μ , представляющий частицу со временем жизни $2,2 \cdot 10^{-6}$ с, массой $m_\mu = 206.769 m_e$ и размером во столько же раз меньшим, попадая в смесь изотопов водорода, образует мезоатомы $p\mu$, $d\mu$ и $t\mu$. Меньший радиус мезоатома позволяет частицам сближаться на расстояния, соответствующие сближению ядер изотопов водорода при кинетической энергии ~ 3 кэВ, что облегчает протекание ядерных реакций синтеза.

В экспериментах [6] мюонный катализ оказался энергетически не выгоден, так как затраты энергии на производство самого мюона превосходили энергию, выделяемую при мюонных ядерных реакциях синтеза. Тем не менее, представляет интерес поиск условий, при которых, например, в результате резонансных эффектов,

создание мюонов окажется менее затратным и мюонный катализ станет выгоден для производства энергии.

Сформулированная в пункте 3 задача позволяет управлять динамикой образования мезоатома водорода за счет внешних электромагнитных полей. Возрастание количества мезоатомов способствует увеличению числа ядерных реакций синтеза и повышению энерговыделения.

При переходе к дискретной модели используются непосредственно уравнения (10) без каких-либо упрощений. Задача (10)-(23) решается численно в декартовых координатах методом сглаженных частиц [14-16]. Численный метод сходится к обобщенному решению, поэтому описывает и разрывные решения. Метод реализован в коде SPE (Smoothed Particles Etherdynamics). Объем программного обеспечения составляет более 12000 строк на языке Fortran 2008.

С помощью кода SPE продемонстрирована возможность описания процесса формирования мезоатома водорода из протона и мюона, в том числе захват протона мюоном, пролет протона через мюон и выталкивание протона из мюона. Также показана возможность управления процессом формирования мезоатома за счет воздействия внешним электромагнитным полем (внешним потоком эфира), приводящим к определенной взаимной ориентации спинов протона и мюона.

Динамика образования мезоатома водорода представлена на рис. 1. Точки на изображениях соответствуют элементарным объемам (лагранжевым частицам) эфирной среды. Черным цветом показаны лагранжевы частицы вне протона и мюона, серым - внутри протона, белым - внутри мюона. На рассмотренном промежутке времени радиусы элементарных частиц не изменяются.

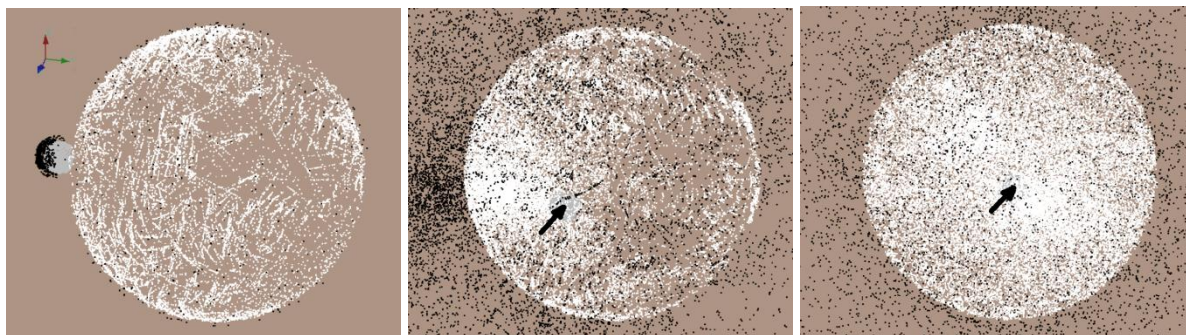


Рис. 1. Изображение слева иллюстрирует протон и мюон в момент начала столкновения; по центру – в некоторый промежуточный этап слияния; справа – образовавшийся мезоатом водорода. Снимки кадрированы так, что мюон находится в середине. Из-за трудной различимости протона внутри мюона положение центра протона указано стрелкой.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложен новый математический подход, представляющий интерес для решения широкого класса задач микромира на уровне атомарных процессов. В частности, новый подход открывает возможность детального количественного изучения динамики

ядерных реакций и управления ими с целью повышения мощности высвобождения энергии.

С помощью сопоставления со вторым законом Ньютона и классическими уравнениями механики сплошной среды дан анализ фундаментальных основ математической теории физического вакуума (эфира), предложенной в работах [2-5].

Сформулированы новые математические задачи, описывающие динамику процесса образования мезоатома водорода из протона и мюона. Рассмотрена задача управления этим процессом. Предложен алгоритм численного решения задач динамики эфира. Проиллюстрирована работа алгоритма.

Изучение динамики микромира имеет принципиальное значение, так как правильное понимание происходящих в нем процессов лежит в основе создания условий для максимального высвобождения энергии в экспериментах; для теоретического расчета необходимых при анализе энергобаланса сечений реакций, в том числе, перехода водорода в мезоатомное (нейтроно подобное или гидринное) состояние и трансмутаций элементов; для разработки способов управления гравитацией.

Работа выполнена в компании ООО "Нью Инфлю", Москва, Россия.

Авторы признательны О.А. Гребёнкину за поддержку исследований и обсуждение полученных результатов, а также благодарны сотрудникам "Нью Инфлю" за плодотворное взаимодействие.

ЛИТЕРАТУРА

1. Евстигнеев Н.М., Зайцев Ф.С., Климов А.И., Магницкий Н.А., Рябков О.И. Математическое моделирование эффекта высвобождения энергии в плазменном вихревом реакторе // ДАН. – 2013. – Т. 450, № 2, С. 154–157.
2. Magnitskii N.A. Mathematical Theory of Physical Vacuum. *Comm. Nonlin. Sci. and Numer. Simul. Elsevier*, 2011, no. 16, pp. 2438-2444.
3. Magnitskii N.A. Ethereal Models of Electron and Proton. *International Journal of Innovative Research in Science, Engineering and Technology (IJIRSET)*, 2014, vol. 3, no. 11, pp. 17585-17594.
4. Magnitskii N.A. Ethereal Model of Neutron. *International Journal of Innovative Research in Science, Engineering and Technology (IJIRSET)*, 2014, vol. 3, no. 12, pp. 17808-17814.
5. Магницкий Н.А. Структурные единицы материи как решения системы нелинейных уравнений эфира // Сложные системы. – 2014. – № 4 (13). – С. 61-80.
6. Зельдович Я.Б., Герштейн С.С. Ядерные реакции в холодном водороде // УФН. –1960. – Т. 12, вып. 4, С. 581-63.
7. Зоммерфельд А. Механика (Sommerfeld A. *Mechanik. Zweite, revidierte auflage*, 1944.) – Ижевск: НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», 2001. – 368 с.
8. Кильчевский Н. А. Курс теоретической механики. Том 1. – М.: Наука, 1977. – 480 с.
9. Поляхов Н.Н., Зегжда С.А., Юшков М.П. Теоретическая механика. – Л.: Изд-во Ленингр. Ун-та, 1985. – 536 с.
10. Зайцев Ф.С., Магницкий Н.А. О размерностях переменных и некоторых свойствах системы уравнений физического вакуума (эфира) // Сложные системы. – 2012. – № 2(3). – С. 93-97.

11. Trefethen L.N. URL: <http://people.maths.ox.ac.uk/trefethen/pdectb.html>;
12. Седов Л.И. Механика сплошной среды. Т. 1. 5-е изд. – М.: Наука, 1994. – 528 с.
13. Зозуля В.В., Мартыненко А.В., Лукин А.Н. Механика сплошной среды. – Харьков: Изд. Нац. Ун-та внутр. дел., 2003. – 600 с.
14. Monaghan J.J. Smoothed particle hydrodynamics. *Rep. Prog. Phys*, 2005, vol. 68, pp. 1703-1759.
15. Евстигнеев Н.М., Зайцев Ф.С., Рябков О.И. Высокоскоростные параллельные алгоритмы решения задач механики сплошной среды методом сглаженных частиц // ДАН. – 2014/ – Т. 459, № 3. – С. 280-284.
16. Zaitsev F.S. Mathematical modeling of toroidal plasma evolution. English edition. – М.: MAKS Press, 2014. – 688 p.

CONTROL OF THE POWER RELEASE IN THE LOW-ENERGY NUCLEAR REACTIONS

Zaitsev F.S.^{1,2}, Magnitskii N.A.^{1,2}

¹Moscow State University, Faculty of Computational Mathematics and Cybernetics, Moscow, Russia

²«New Inflow» Ltd., Moscow, Russia

zaitsev@cs.msu.su; fza@mail.ru

Abstract. The new mathematical results are presented, which open a possibility of solving the wide class of microcosm problems at the scales of the atom distances and times. The new approach allows detailed quantitative study of the nuclear reactions dynamics and control this processes with the aim to increase the power of energy release. The analysis of the fundamentals of the mathematical theory of physical vacuum (ether) is given, based on a comparison with the Newton's second law and classical equations of continuum mechanics. The mathematical problems are formulated, describing the dynamics of the hydrogen mesoatom formation from proton and muon. The problem of controlling this process is considered. A brief description of the algorithm for numerical solution of the problem of the ether dynamics is given and its application is illustrated.

Key words: equations in partial derivatives, mathematical models, complex dynamic systems, control, numerical modeling, physical vacuum (ether).

REFERENCES

1. Evstigneev N.M., Zajcev F.S., Klimov A.I., Magnickij N.A., Rjabkov O.I. Matematicheskoe modelirovanie jeffekta vysvobozhdenija jener-gii v plazmennom vihrevom reaktore. *DAN*, 2013, vol. 450, no. 2, pp. 154–157.
2. Magnitskii N.A. Mathematical Theory of Physical Vacuum. *Comm. Nonlin. Sci. and Numer. Simul. Elsevier*, 2011, no. 16, pp. 2438-2444.
3. Magnitskii N.A. Ethereal Models of Electron and Proton. *International Journal of Innovative Research in Science, Engineering and Technology (IJIRSET)*, 2014, vol. 3, Issue 11, pp. 17585-17594.
4. Magnitskii N.A. Ethereal Model of Neutron. *International Journal of In-novative Research in Science, Engineering and Technology (IJIRSET)*, 2014, vol. 3, Issue 12, pp. 17808-17814.
5. Magnickij N.A. Strukturnye edinicy materii kak reshenija sistemy nelinejnyh uravnenij jefira [Structural units of matter as solutions of the system of nonlinear ether equation] *Slozhnye sistemy [The complex systems]* 2014, no. 4 (13), pp. 61-80.
6. Zel'dovich Ja.B., Gershtejn S.S. Jadernye reakcii v holodnom vodorode. *UFN*, 1960, vol. 12, no. 4, pp. 581-630.

7. Zommerfel'd A. *Mehanika* (Sommerfeld A. *Mechanik*. Zweite, revidierte auflage, 1944.) – Izhevsk: NIC «Reguljarnaja i haoticheskaja dinamika», 2001, 368 p.
8. Kil'chevskij N.A. *Kurs teoreticheskoj mehaniki*. Tom 1. M.: Nauka, 1977, 480 p.
9. Poljahov N.N., Zegzhda S.A., Jushkov M.P. *Teoreticheskaja mehanika*. L.: Izd-vo Lenigr. Un-ta, 1985, 536 p.
10. Zajcev F.S., Magnickij N.A. O razmernostjah peremennyh i nekotoryh svojstvah sistemy uravnenij fizicheskogo vakuuma (jefira) [On dimensions of variables and some properties of system of the physical vacuum (ether) equations] *Slozhnye sistemy [The complex systems]* 2012, no. 2(3), pp. 93-97.
11. Trefethen L.N. URL: <http://people.maths.ox.ac.uk/trefethen/pdectb.html>;
12. Sedov L.I. *Mehanika sploshnoj sredy*. T. 1. 5-e izd. M.: Nauka, 1994, 528 p.
13. Zozulja V.V., Martynenko A.V., Lukin A.N. *Mehanika sploshnoj sredy*. Har'kov: Izd. Nac. Un-ta vnutr. del. 2003, 600 p.
14. Monaghan J.J. Smoothed particle hydrodynamics. *Rep. Prog. Phys.*, 2005, vol. 68, pp. 1703-1759.
15. Evstigneev N.M., Zajcev F.S., Rjabkov O.I. Vysokoskorostnye paral-lel'nye algoritmy reshenija zadach mehaniki sploshnoj sredy metodom sglazhennyh chastic. *DAN*, 2014, T. 459, no. 3, pp. 280-284.
16. Zaitsev F.S. *Mathematical modeling of toroidal plasma evolution*. English edition. M.: MAKS Press, 2014, 688 p.