

# О МЕТОДОЛОГИИ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ТЕПЛОФИЗИКИ И ТЕРМОДИНАМИКЕ ВРД ПРИ НАЛИЧИИ ВНЕШНЕГО ТЕРМОСТАТА

ГНЦ ФГУП "Центральный Институт Авиационного Моторостроения им. П.И. Баранова (ЦИАМ)"

**Михаил Яковлевич Иванов**, главный научный сотрудник, д. ф.-м. н.,  
**Вадим Константинович Мамаев**, старший научный сотрудник, к. ф.-м. н.,

Рассмотрена методология теоретической теплофизики в свете экспериментальных и технических достижений последних десятилетий. В плане принципиальных экспериментальных достижений привлечены регистрация конечной ненулевой температуры свободного космического пространства и обнаружение подавляющего количества скрытой массы Вселенной. Эти экспериментальные достижения являются достаточным основанием для того, чтобы рассматривать пространство космоса в качестве всеобъемлющего внешнего термостата при равновесной температуре  $T_0=2,73$  К, в тепловом контакте с которым находится любая исследуемая физическая система. В плане технических достижений выбран впечатляющий прогресс в разработке ВРД. Выписаны общие законы сохранения массы, импульса и энергии для моделирования термодинамики излучающей среды в присутствии внешнего термостата. Это моделирование применено к анализу скрытой термодинамики элементарных частиц.

Examines the methodology of theoretical physics at the concept of experimental and technical advances of the last times. In terms of fundamental experimental achievements involved check the finite nonzero temperature of free space and detection of the vast amount of hidden mass of the Universe. These experimental achievements are reason enough to consider the space as a comprehensive external thermostat at the equilibrium temperature  $T_0=2.73$  K, in thermal contact with whom is any of the investigated physical system. In terms of technical achievements selected impressive progress in the development of the Jet engines. Discharged the General laws of conservation of mass, momentum and energy to simulate the thermodynamics of a radiating medium in the presence of the finite values of temperature and pressure. This simulation applied to the analysis of the hidden thermodynamics of elementary particles.

**Ключевые слова:** термостат, тепловое излучение, энтропия, термодинамика элементарных частиц, термодинамика реактивных двигателей.

**Keywords:** thermostat, thermal radiation, entropy, elementary particles thermodynamics, thermodynamics of jet engines

## 1. Основные принципиальные эксперименты

К одному из впечатляющих экспериментальных достижений современной физики отнесем регистрацию конечной температуры  $T_0=2,73$  К в открытом пространстве Космоса. Впервые данное значение температуры в свободном пространстве было определено в 1933 г. Е. Регенером [1,2]. В 1956 г. сотрудником Пулковской обсерватории Т.А. Шмаоновым также была зарегистрирована конечная температура в открытом космическом пространстве  $T_0 = 4 \pm 3$  К [3]. В 1965 г. американскими радиоастрономами А. Пензиасом и Р. Вильсоном вновь открыта конечная температура  $T_0 \sim 3$  К космического пространства, а именно, температура космического микроволнового излучения (КМИ) [4-6].

Наличие конечной ненулевой температуры КМИ в свободном космическом пространстве предсказано теоретически в 1948 г. Георгием Гамовым [7,8]. Согласно его идее происхождения Вселенной в результате горячего большого взрыва данное КМИ образовалось на раннем этапе развития Вселенной, "оторвалось" от излучающей его материи и к настоящему времени успело остыть до температуры в несколько градусов Кельвина. В нашем исследовании мы не будем "отрывать" излучение от материи, однако допускаем, что материя и излучение могут иметь различные температуры (в определенных случаях отсутствует термодинамическое равновесие между материей и излучением).

Следуя Я.Б. Зельдовичу [9], рассмотрим КМИ в качестве "нового эфира". Это название возникло в результате обнаружения в 70-х годах у КМИ крупномасштабной дипольной анизотропии [10,11]. С помощью аккуратных экспериментов зарегистрирована крупномасштабная сферическая дипольная неравномерность в распределении температуры КМИ с величиной амплитуды  $\Delta T_\sigma = 3,5 \pm 0,6 \cdot 10^{-3}$  К. Данное обстоятельство позволяет ввести в окрестности нашей галактики Млечный Путь космологическую выделенную систему отсчета, в которой фоновое излучение является изотропным (с точностью до мелкомасштабных флуктуаций). Таким образом, нами в статье рассматривается выделенная "абсолютная" система трех независимых пространственных координат, связанная с КМИ, и вместе с ней абсолютное однопольное

временное время. Отметим также, что не так давно проведены астрофизические эксперименты по изучению мелкомасштабной анизотропии КМИ и одним из важных результатов исследований стало подтверждение "плоскостности" Метагалактики [12,13].

Следующим принципиальным для нас экспериментальным фактом укажем существование скрытой массы Вселенной в количестве 96% от общего состава всей ее материи (см. по этому поводу [14-18] и цитируемую там литературу). Здесь узловым моментом для дальнейшего изложения будет наличие в свободном пространстве у скрытой массы в случае термодинамического равновесия того же конечного (не нулевого) значения температуры  $T_0=2,73$  К и ненулевого давления (естественно также наличие конкретного значения реальной плотности с известной осредненной оценкой  $\rho_0 \sim 10^{-26}$  кг/м<sup>3</sup>). Указанные экспериментальные достижения являются достаточным основанием для того, чтобы рассматривать пространство космоса в качестве реально присутствующего материального внешнего всеобъемлющего "термостата" с температурой  $T_0=2,73$  К, в тепловом контакте с которым находится любая исследуемая физическая система.

Мы будем описывать термодинамику материальной субстанции (скрытой массы), заполняющей наш термостат, как движение сплошной среды с помощью вполне измеряемых значений полевых функций в переменных Эйлера [19-22]. Тем самым мы изучаем изменение во времени параметров среды в фиксированной точке пространства. Параметры определяются как функции четырех независимых аргументов  $t, x, y, z$ . Помимо вышеотмеченных трех термодинамических параметров - температуры, давления и плотности, два из которых независимы, а третий определяется по уравнению состояния. динамика среды описывается с помощью вектора скорости  $\vec{v} = u \cdot \vec{i} + v \cdot \vec{j} + w \cdot \vec{k}$ . Ускорение среды определяется соотношением

$$\vec{w} = \frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \frac{\partial \vec{v}}{\partial x} u + \frac{\partial \vec{v}}{\partial y} v + \frac{\partial \vec{v}}{\partial z} w = \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla) \vec{v},$$

где  $\vec{v} \cdot \nabla$  есть скалярное произведение вектора скорости и оператора градиента

$$\nabla = \text{grad} = \frac{\partial}{\partial x} \vec{i} + \frac{\partial}{\partial y} \vec{j} + \frac{\partial}{\partial z} \vec{k}$$

Первый член в правой части ускорения определяет его локальное значение в заданной точке пространства, второй член характеризует другую часть ускорения, связанную с изменением скорости в пространстве в фиксированный момент времени (так называемое конвективное ускорение). Оператор

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y} + w \frac{\partial}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla)$$

называется полной (субстанциональной) производной, относящейся к выделенной материальной точке среды.

Здесь следует повторить, что экспериментальный факт наличия крупномасштабной дипольной анизотропии позволяет нам вернуться к рассмотрению пространства и времени в ньютоновском приближении (как абсолютных и независимых переменных). При описании процесса движения фундаментальные свойства пространства и времени выражаются через инвариантность используемых математических моделей относительно определенных преобразований переменных. Основные теоретические и технические моменты в нашей работе будут описываться законами сохранения массы, импульса и энергии, инвариантными относительно группы преобразований Галилея [23-25] (в частности, инвариантность Галилея обеспечивают выписанные выше выражения с полной производной). При линеаризации исходных нелинейных уравнений мы теряем свойство инвариантности Галилея и можем перейти к моделям, инвариантным относительно преобразований Лоренца [25, 26].

В теоретической части нашей работы, основываясь на изложенной методологии и блестящем научном трактате Луи де Бройля "Термодинамика изолированной частицы (Скрытая термодинамика частиц)" [27], мы предложим термодинамику и продемонстрируем структуру элементарных частиц, ядер, атомов и молекул. В плане практических приложений, опирающихся на рассматриваемую методологию и показывающих её работоспособность, приведем примеры расчета тепловых процессов в ВРД.

## 2. Термостат: свойства и следствия

Термостатом называют большую внешнюю термодинамическую систему, число частиц которой намного превышает число частиц исследуемой системы, находящейся с ней в тепловом контакте [27-31]. В нашем рассмотрении в качестве такого термостата (большой термодинамической системы) берем всю заполненную КМИ область с известной температурой  $T_0 = 2,73$  К. Любую меньшую по размерам исследуемую систему естественно полагаем в тепловом контакте с указанным термостатом. Применяя закон равномерного распределения энергии по степеням свободы [27], считаем, что на каждое электромагнитное колебание приходится в среднем энергия  $kT$ . Тем самым мы реализуем принципиальный вопрос возможности введения термодинамических представлений в квантовую механику в случае их справедливости при наличии термостата - КМИ. Остановимся на этом вопросе более подробно.

Физика начала XX века, увековечив плодотворные идеи Макса Планка, Альберта Эйнштейна и Луи де Бройля, вооружила нас фундаментальными соотношениями

$$E = mc^2 = hv = kT, \quad (1)$$

связывающими энергию с массой  $m$ , частотой  $\nu$  и температурой  $T$  через скорость света в вакууме  $c$ , постоянные Планка  $h$  и Больцмана  $k$ . Последнее равенство в (1), в частности, приближенно справедливо в окрестности максимума распределения Планка для плотности излучения абсолютно черного тела и представляет собой фактически одну из возможных записей закона смещения Вина. На данное равенство опирались Релей и Джинс при выводе своей знаменитой формулы теплового излучения. Это равенство есть выражение закона равномерного распределения электромагнитной энергии по степеням свободы [28]. Равенство  $hv = kT$

составляет также основу блестящего научного трактата Луи де Бройля по термодинамике частиц [27].

Основополагающим экспериментальным фактом, как отмечено, является регистрация конечного значения температуры КМИ  $T_0 = 2,73$  К. До момента открытия этой величины, значение температуры в вакууме открытого космоса полагалось равным нулю и из соотношения (1) следовало естественное значение нулевой массы фотона. Однако аккуратно зарегистрированное значение  $T_0 = 2,73$  К позволяет легко определить конечную массу  $m$  частицы субстанции открытого космоса при условии термодинамического равновесия между КМИ и этой материальной субстанцией (по терминологии Луи де Бройля [27] и Бома-Вижье [29] субстанцией "скрытого термостата"). Имеем

$$m = kT_0 / c^2 = 4.25 \cdot 10^{-40} \text{ кг} \quad (2)$$

Умножим соотношение (1) на величину концентрации  $n$  рассматриваемой материальной субстанции

$$n \cdot mc^2 = n \cdot kT$$

и придем к уравнению состояния совершенного газа

$$p \approx \rho c^2 = nkT. \quad (3)$$

Здесь  $\rho = nm$  - плотность,  $p$  - давление. Соотношение (3) суть одна из математических форм записи известного закона Авогадро. Таким образом, мы продемонстрировали, что при конечной (ненулевой) температуре рекомендации М. Планка, А. Эйнштейна и Л. де Бройля, выраженные с помощью соотношений (1), приводят к записанному в виде уравнения состояния закону Авогадро (3) и дают "нижнюю" оценку энергии  $E$  при значении температуры "остывшего" открытого космоса  $T_0 = 2,73$  К. При этом определяется также масса частицы материальной субстанции, которую мы отождествляем со скрытой массой Вселенной и называем в связи с этим Бозоном Скрытой Массы - БСМ [22] (ранее данная материальная субстанция называлась эфиром, в настоящее время используют словосочетания "физический вакуум", темная материя и т.п.).

Подчеркнем еще раз, что в соотношениях (1) - (3) величина  $c = 2,998 \cdot 10^8$  м/с равна скорости света в свободном космическом пространстве и определяет скорость распространения в нем возмущений. Перепишем (2) в форме

$$c^2 = \frac{k}{m} T_0 = RT_0, \quad (4)$$

представляющей приближенное выражение для квадрата скорости распространения возмущений  $c$  в газообразной среде с массой частиц  $m$ , газовой постоянной  $R = k/m$  и температурой  $T_0$ . В частности, аналогичная (4) формула была предложена Ньютоном (в виде  $c^2 = p/\rho$ , где  $p$  - давление и  $\rho$  - плотность) для расчета скорости звука в воздухе [30]. Затем эта формула была уточнена Лапласом и записана для квадрата скорости звука в виде  $c^2 = \kappa p/\rho$ , где  $\kappa$  - показатель адиабаты [30]. Сказанное показывает важную аналогию соотношения (1) с выражениями для скорости распространения возмущений в газообразных средах.

Таким образом, в нашем моделировании мы фактически переходим от виртуальных излучающих резонаторов Планка в его знаменитой формуле теплового излучения абсолютно черного тела к реальным частицам конечной массы (2), оставляя за ними в то же время все необходимые свойства излучения. Рассматривая эти реальные частицы - резонаторы в форме классических излучающих диполей Герца и используя для них распределение Максвелла-Больцмана по скоростям, приходим к описанию распределения плотности их излучения по известной формуле Планка. Принципиальным вопросом присутствия в Космосе термостата, заполненного реальной телесной средой с конечной температурой  $T_0 = 2,73$  К и массой частиц (2), становится взаимодействие обычной барионной материи с термостатом и сопровождающая данное взаимодействие возможность диссипации энергии барионной материи в этом термостате (в частности, при наличии механизмов теплообмена, трения и диффузии).

Присутствие термостата вносит важные коррективы в общие уравнения движения динамической системы. Уравнения Лагранжа динамической системы  $N$  материальных точек пишем в виде

$$\frac{d}{dt} \frac{\partial L}{\partial \dot{q}_k} - \frac{\partial L}{\partial q_k} = Q_k \quad (k=1, \dots, 3N)$$

где  $q_k$  - обобщенные координаты,  $Q_k$  - обобщенные не потенциальные силы (и, прежде всего, диссипативные),  $L = K - U$  - функция Лагранжа,  $K$  и  $U$  - кинетическая и потенциальная энергия системы. В нашем рассмотрении те диссипативные силы, которые связаны с теплотой молекулярного движения частиц, включены в потенциальную (внутреннюю) энергию, характеризующую переход механического движения в молекулярное движение (тепло). В случае, если бы "тепла", кроме такого молекулярного движения не существовало, то можно было бы с полным основанием полагать  $Q_k = 0$  (т.е. какой-либо "теплород" был исключен, а диссипация сводилась только к переходу механического движения в тепловое движение молекул [31]). Однако, в нашем случае наличия термостата с  $T_0 = 2,73$  К присутствуют еще дополнительные диссипативные эффекты перехода тепла из исследуемой системы во внешний термостат (прежде всего, потерь энергии, связанных с излучением). Несколько забегаю вперед, подчеркнем, что рост энтропии нашей системы характеризует величину рассеянной (поглощаемой термостатом) энергии (см. нижеследующий пункт по оценке изменения энтропии и потерь полного давления).

Остановимся на некоторых следствиях наличия внешнего термостата и прежде всего на вопросе применимости известной теоремы Э. Нетер. Теорема утверждает: *каждой непрерывной симметрии, имеющей место для изолированной физической системы, соответствует определённый закон сохранения. В частности, однородности времени соответствует закон сохранения энергии, однородности пространства соответствует закон сохранения импульса, изотропии пространства соответствует закон сохранения момента импульса и т. д.* Однако, теорема Нетер применима только в случае изолированных физических систем. Её нельзя использовать для неизолированных диссипативных систем, в том числе при наличии теплового взаимодействия системы с внешним термостатом. Это же замечание относится к вопросам справедливости применения формализмов Лагранжа и Гамильтона (см., например, [32]). Принципиальным моментом современной теоретической физики должно стать обоснование применения формализмов Лагранжа и Гамильтона в случае неизолированной от внешнего воздействия системы (при наличии диссипативных механизмов, связанных с взаимодействием системы с внешней средой - термостатом).

Приведем теперь более аккуратную оценку массы  $m$  носителя теплового излучения (2) для термостата при значении показателя адиабаты носителя теплового излучения  $\kappa = 4/3$ . Следуя [19-22], имеем:

$$m = \kappa \frac{kT}{c^2} = 5,6 \cdot 10^{-40} \text{ кг} \approx 3 \cdot 10^{-4} \text{ эВ.}$$

Получаем также однозначно определяемую газовую постоянную  $R = k/m = 0,25 \cdot 10^{17}$  Дж/Ккг и удельные теплоемкости при постоянном объеме  $C_v$  и постоянном давлении  $C_p$ :

$$C_v = 0,75 \cdot 10^{17} \text{ Дж/Ккг}, \quad C_p = 1,0 \cdot 10^{17} \text{ Дж/Ккг.}$$

Записываем в приближении совершенного газа традиционное уравнение состояния газообразной среды  $p = \rho RT$  или  $p = (\kappa - 1)pe$ , где  $e = C_v T$  - удельная внутренняя энергия.

Следующим принципиальным моментом нашего анализа будет определение характерного электрического заряда рассматриваемых в форме классического диполя частиц теплового излучения. При наличии такого заряда появляется возможность перейти от виртуальной поляризации физического вакуума к реальной поляризации пространства. Анализ размерности [20-22] с необходимостью приводит к характерному линейному размеру поляризованного пространства (дебаевскому радиусу экранирования) и характерной частоте (аналогу плазменной ленгмюровской

частоты). Дополнительными обоснованиями для нашего рассмотрения могут служить известные экспериментальные факты поляризации вакуума, наличия тока смещения, вектора потока энергии (вектора Умова-Пойнтинга), явлений электромагнитной индукции и самоиндукции. Структура частиц в форме диполя с суммарным нулевым электрическим зарядом естественным образом допускает поляризацию пространства. К тому же, предельный случай поляризации физического вакуума выражается как рождение из "пустоты" электрон-позитронной пары (например, при столкновении двух фотонов с достаточно большой энергией). Элементарный заряд диполя определяется из известных данных по массе и заряду электрона [19-22] и составляет  $q = 10^{-28}$  Кл.

Элементарный заряд  $q = 10^{-28}$  Кл и диэлектрическая проницаемость вакуума  $\epsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12}$  Кл<sup>2</sup>/(Н·м<sup>2</sup>) определяют характерный линейный размер - дебаевский радиус экранирования

$$D = \sqrt{\epsilon_0 kT / nq^2},$$

$$\text{и характерную ленгмюровскую частоту} \\ \omega = \sqrt{nq^2 / \epsilon_0 m}.$$

В качестве простейшей наглядной демонстрации применимости дебаевского радиуса  $D$  укажем, что в изобарических условиях дебаевский радиус линейно увеличивается с ростом характерной температуры  $D \sim T$  (в частности, данное обстоятельство является наглядным объяснением линейного расширения металлов с ростом температуры).

Важным для нас моментом является дебаевское экранирование электрона и протона. "Электрон, поляризуя вакуум, как бы притягивает к себе виртуальные позитроны и отталкивает виртуальные электроны". Так описывается, в частности, явление поляризации вакуума в монографии [33]. В полном соответствии с подобной экспериментально подтвержденной поляризацией около электронного пространства находится излагаемая ниже математическая модель структуры электрона, а также протона и нейтрона. Здесь только под "виртуальными" электронами, позитронами и фотонами поляризованного пространства подразумеваем реальную поляризованную газообразную структуру дипольных частиц теплового излучения.

Проведенная оценка дебаевского радиуса экранирования электрона в среде дипольных частиц при температуре  $T_0 = 2,73$  К дает [22]

$$De = \sqrt{\epsilon_0 kT_0 / nqe^2} = 0,5 \cdot 10^{-10} \text{ м.}$$

Нами получена важная величина, характеризующая размер поляризованного пространства около электрона (размер так называемой "шубы" электрона). При этом поляризованное пространство состоит не из виртуального электрон-позитрон-фотонного облака, а из реальных массовых частиц (2), формирующих в силу своей структуры (классических электрических диполей) распределение электрического потенциала в поляризованном пространстве при заданной температуре при наличии контакта с термостатом. Тем самым нами реализован принципиальный вопрос возможности внесения термодинамических представлений в квантовую механику, в частности, при рассмотрении динамики движения и структуры элементарных частиц.

### 3. Единство физики Ньютона и Эйнштейна

В связи с возможностью (и необходимостью) введения внешнего всеобъемлющего термостата рассмотрим вопрос единства физики Ньютона и Эйнштейна. Выписанные соотношения (1) - (4) достаточно наглядно показывают справедливость закона Авогадро для среды термостата в форме газообразной излучающей материи нашей Вселенной. Как было выше продемонстрировано, знаменитое равенство  $E = mc^2$  представляет собой также лаконичную запись закона Авогадро и дает только нижнюю оценку энергии при значении температуры КМИ  $T_0 = 2,73$  К. Естественно при этом мы оставляем традиционную связь массы и энергии (и для нашего случая материальной субстанции в представлении газообразной среды).

Основные законы для теплового излучения в приближении газообразной среды записываем как законы сохранения массы, им-

пульса и энергии, которые инвариантны относительно группы преобразований Галилея (см. следующий раздел статьи). При линеаризации исходных квазилинейных уравнений переходим к моделям, инвариантным относительно преобразований Лоренца, и можем в теоретическом анализе ввести четырёхмерный интервал Минковского. Процедура линеаризации аналогична получению акустического приближения в газовой динамике. Связанное линеаризацией глубокое единство и некоторые различия ньютоновской и эйнштейновской физики суммируем для удобства в специальной таблице 1 [34].

Таблица 1:

Единство и различия ньютоновской и эйнштейновской физики.

НЬЮТОН	ЭЙНШТЕЙН
1. Абсолютное время и абсолютное пространство (время только вперед)	1. Относительное пространство-время (время способно наклоняться в бок)
2. Инвариантность Галилея	2. Инвариантность Лоренца
3. Реальный космический термостат: $T_0=2,73\text{ K}$ , $m=5,6 \cdot 10^{-40}\text{ кг}$ , $=3 \cdot 10^{-4}\text{ эВ}$	3. Виртуальный физический вакуум: $T_0=0$ , $m=0$
4. 3D Евклидово пространство	4. 4D пространство Минковского
5. Законы сохранения и закон Авогадро	5. Волновые механика и уравнения
6. Гравитация как силовое поле в 3D пространстве и абсолютном времени	6. Гравитация как возмущение геометрии пространства - времени
7. Рост энтропии и необратимость стрелы времени ( $\Delta t > 0$ )	7. Квантовая запутанность и возможность обращения $t$ на $-t$
8. Два давления - в источнике и в дальнем поле	8. Одно давление - только линеаризованное (в дальнем поле)
9. Бозон скрытой массы (БСМ) [22]	9. Бозон Хиггса
10. Гравитационные волны - продольная составляющая возмущений среды	10. Гравитационные волны - кривизна возмущенного пространства-времени

Для дополнительного подтверждения справедливости соотношения (3) и основанного на нем пункта 5 таблицы 1 было выполнено специальное экспериментальное исследование изменения давления в герметичном металлическом сосуде в условиях технического вакуума (0.02 - 10 миллибар) при изменении температуры в диапазоне от 290 К до 1530 К [35,36]. Условия вакуума выбраны с желанием исключить влияние различных нежелательных для нас факторов (диссоциации, рекомбинации и др.).

В цитированном исследовании показано наличие трех характерных областей изменения давления: увеличения давления в соответствии с законом Авогадро в диапазоне роста температуры от 290 К до 700-800 К; падения давления в диапазоне роста температуры от 800 К до 1300 К и вновь интенсивного увеличения давления в диапазоне роста температуры от 1300 К до 1530 К. В [35,36] проанализированы возможные причины зарегистрированного характера изменения давления в сосуде с ростом температуры и последующим охлаждением сосуда до начального состояния.

При рассмотрении таблицы 1 следует отметить также ограничения некоторых стандартных моделей современной физики. Начнем со стандартной теории элементарных частиц, основанной на свободных полях [37,38]. Свободные поля полевой теории элементарных частиц в действительности не являются "полностью свободными". Здесь мы вновь имеем в виду наличие в природе диссипативных механизмов взаимодействия элементарных частиц со скрытой массой пространства космоса. Любое выделение тепла в процессах взаимодействия и превращения элементарных частиц и ядер сопровождается "рассеянием" (диссипацией) части энергии в среде внешнего термостата (рассеяние части механической энергии по Томпсону). В силу сказанного применение теоремы Нетер и формализмов Лагранжа и Гамильтона не является теоретически обоснованным.

Далее наша стратегия будет опираться на замкнутую систему термодинамически согласованных законов сохранения массы, импульса и энергии, записываемых совместно для традиционной барионной материи и среды термостата (БСМ - носителя излучения). Из рассмотрения указанной согласованной системы законов сохранения естественным образом следует физический смысл фундаментального термодинамического понятия энтропии. Наглядно также демонстрируется суть важного для технических

приложений понятия потерь полного давления и получается количественная оценка эффекта рассеяния энергии в среде термостата (в частности, с помощью канала теплового излучения). С законом возрастания энтропии одновременно анализируется принципиальный вопрос наличия однонаправленной "стрелы времени".

#### 4. Законы сохранения

Совместную систему термодинамически согласованных законов сохранения массы, импульса и энергии записываем, следуя работам [19-22, 39,40]. При реализации идей этих работ будем исходить первоначально из интегральных законов сохранения массы, импульса и энергии для односкоростной смеси. С учетом основной цели нашего исследования запишем законы сохранения для двухкомпонентной среды газа и излучения, моделируя его также в приближении газообразной среды [41,42] (индексы соответственно  $g$  и  $f$ ). Следуя [23] для движущегося объема  $\omega(t)$  с границей  $\gamma(t)$ , имеем

$$\frac{d}{dt} \iiint_{\omega(t)} \rho_i d\omega = \iiint_{\omega(t)} q_i d\omega,$$

$$\frac{d}{dt} \iiint_{\omega(t)} \rho_i \vec{u} d\omega = - \iiint_{\gamma(t)} \rho_i \vec{n} d\gamma + \iiint_{\omega(t)} \vec{r}_i d\omega, \quad k = g, f$$

$$\frac{d}{dt} \iiint_{\omega(t)} \rho_i \left( \frac{1}{2} q^2 + \epsilon_i \right) d\omega = - \iiint_{\gamma(t)} \rho_i \vec{u} \cdot \vec{n} d\gamma + \iiint_{\omega(t)} K_i \text{grad} T_i \cdot \vec{n} d\gamma + \iiint_{\omega(t)} L_i d\omega.$$

Здесь  $q^2$  - квадрат модуля вектора скорости  $u$ . Интегралы по объему в правых частях первых двух уравнений представляют собой внутренние источники (или стоки) массы и импульса соответственно, реализующиеся при их наличии в объеме  $\omega(t)$ . В правой части третьего уравнения, помимо первого слагаемого, которое описывает отводимую от объема через границу мощность, развиваемую силами собственного давления, содержатся слагаемые, описывающие эффекты теплопроводности, энергообмена между компонентами среды, и источники членов. Энергообмен между компонентами среды и источники членов определяются с помощью соотношений

$$L_g = C_{gf} (T_f - T_g) + Q_g, \quad L_f = C_{gf} (T_g - T_f) + Q_f,$$

где  $C_{gf}$  - коэффициент энергообмена между обычным и фотонным газом,  $Q_g$  и  $Q_f$  - внутренние источники (стоки) энергии соответствующих компонентов.

В модели предполагается одинаковая скорость обоих рассматриваемых компонентов  $\vec{u}$ . Складывая друг с другом соответственно уравнения массы, импульса и энергии, получаем объединенные законы сохранения

$$\frac{d}{dt} \iiint_{\omega(t)} \rho d\omega = \iiint_{\omega(t)} q d\omega,$$

$$\frac{d}{dt} \iiint_{\omega(t)} \rho \vec{u} d\omega = - \iiint_{\gamma(t)} \rho \vec{n} d\gamma + \iiint_{\omega(t)} \vec{r} d\omega, \quad (5)$$

$$\frac{d}{dt} \iiint_{\omega(t)} \rho \left( \frac{1}{2} q^2 + \epsilon \right) d\omega = - \iiint_{\gamma(t)} \rho \vec{u} \cdot \vec{n} d\gamma + \iiint_{\omega(t)} W d\gamma + \iiint_{\omega(t)} Q d\omega.$$

В (5) введены обозначения

$$\rho = \rho_g + \rho_f, \quad p = p_g + p_f, \quad \epsilon = \rho_g / \rho \epsilon_g + \rho_f / \rho \epsilon_f,$$

$$W = K_g \text{grad} T_g + K_f \text{grad} T_f, \quad Q = Q_g + Q_f.$$

При сложении слагаемые, описывающие внутренний энергообмен между компонентами, взаимно уничтожились (из-за единственного значения коэффициента энергообмена).

Система интегральных законов сохранения (5) замыкается уравнениями состояния среды, имеющими вид,

$$\epsilon_k = \epsilon_k(\rho_k, T_k), \quad p_k = p_k(\rho_k, T_k), \quad k = g, f \quad (6)$$

Представленные покомпонентные и суммарные (5) законы сохранения описывают так называемые обобщенные решения уравнений газовой динамики, включающие наряду с классическими гладкими решениями и решения на сильных разрывах (скачках уплотнения).

Приведем несколько на наш взгляд убедительных экспериментальных демонстраций справедливости использования систем (5). Укажем здесь, прежде всего, явление сонолюминесценции, наблюдающееся при схлопывании пузырьков газа в жидкости [43]. Тщательными исследованиями было продемонстрировано, что энергия сходящейся сферической ударной волны в газовом схлопывающемся пузырьке в его центре переходит в тепло и вызывает вспышку света, т.е. переходит в тепловое излучение.

Аналогичное явление оптической эмиссии наблюдается при прохождении ударной волны по кристаллам кварца и сапфира [44]. Хорошо известны процессы излучения на фронтах достаточно сильных ударных волн [45,46]. Укажем также возможность применения выписанных систем уравнений при моделировании процессов интенсивного обжаривания термоядерных мишеней [40].

В плане практических приложений, опирающихся на моделирование физических процессов с помощью системы (5), в заключительном разделе статьи приводятся примеры моделирования процессов в аэрокосмических двигателях. Далее с использованием системы (5) рассмотрим подробнее природу энтропии и стрелы времени.

### 5. Энтропия и стрела времени

Подчеркнем принципиальный вопрос записи исходных уравнений в виде законов сохранения (5) (или в эквивалентной им дивергентной форме). Прежде всего, для закона сохранения импульса только такую запись следует использовать при решении задач термодинамики (в частности, при моделировании подвода тепловой энергии). При наличии сильных разрывов параметров этот вопрос представляется очевидным. В тоже время в задачах термодинамики (с подводом тепла) при использовании уравнения импульсов в продифференцированной форме

$$\frac{d\vec{u}}{dt} = -\frac{1}{\rho} \text{grad } p$$

необходимо учитывать следующее обстоятельство. Из этого соотношения при умножении его на вектор скорости  $\vec{u}$  можем получить уравнение "сохранения кинетической энергии"

$$\frac{1}{2} \frac{d\vec{u}^2}{dt} = -\frac{\vec{u}}{\rho} \text{grad } p$$

Последнее соотношение представляет собой один из вариантов записи "теоремы живых сил" и на его основе с использованием первого начала термодинамики получают обычно закон сохранения энергии. В общем случае в качестве исходного следует использовать закон сохранения энергии и затем аккуратно переходить к началам термодинамики.

Продемонстрируем сказанное подробно. Интегральный закон сохранения энергии (для наглядности анализа пока не учитываем эффекты теплопроводности) пишем в виде

$$\frac{d}{dt} \iiint_{\omega(t)} \rho \left( \frac{1}{2} q^2 + \varepsilon \right) d\omega = - \iint_{\gamma(t)} \rho \vec{u} \vec{n} d\gamma + \iiint_{\omega(t)} \rho Q d\omega \quad (7)$$

Правая часть (7) содержит мощность, развиваемую силами давления на границе  $\gamma(t)$  объема  $\omega(t)$  (первое слагаемое) плюс скорость притока дополнительной энергии  $Q$  на единицу массы в объеме  $\omega(t)$  (второе слагаемое). Преобразуем закон сохранения энергии. Переходим сначала к фиксированному по времени объему и получаем уравнение баланса энергии

$$\frac{\partial}{\partial t} \iiint_{\omega} \rho \left( \frac{1}{2} q^2 + \varepsilon \right) d\omega = - \iint_{\gamma} \left( p + \rho \left( \frac{1}{2} q^2 + \varepsilon \right) \vec{u} \cdot \vec{n} \right) d\gamma + \iiint_{\omega} \rho Q d\omega$$

Применение формулы Остроградского - Гаусса позволяет записать единый тройной интеграл по фиксированному объему

$$\iiint_{\omega} \left[ \frac{\partial}{\partial t} \left[ \rho \left( \frac{1}{2} q^2 + \varepsilon \right) \right] + \text{div} \left[ \rho \vec{u} \left( \varepsilon + \frac{p}{\rho} + \frac{q^2}{2} \right) \right] - \rho Q \right] d\omega = 0.$$

Отсюда, в силу произвольности объема, следует, что подынтегральное выражение также равно нулю

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[ \rho \left( \varepsilon + \frac{q^2}{2} \right) \right] + \text{div} \left[ \rho \vec{u} \left( \varepsilon + \frac{p}{\rho} + \frac{q^2}{2} \right) \right] = \rho Q. \quad (8)$$

Дифференциальное соотношение (8) в дивергентной форме справедливо для обобщенных решений уравнений газовой динамики. Осуществим теперь сопоставление (8) с первым началом термодинамики, отмечая на каждом этапе справедливость соответствующих преобразований. Дифференцирование левой части (8) можем проводить только в случае гладких решений

$$\rho \frac{\partial}{\partial t} \left( \varepsilon + \frac{q^2}{2} \right) + \left( \varepsilon + \frac{q^2}{2} \right) \frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho \vec{u} \text{grad} \left( \varepsilon + \frac{q^2}{2} \right) + \left( \varepsilon + \frac{q^2}{2} \right) \text{div}(\rho \vec{u}) + \text{div}(\rho \vec{u}) = \rho Q.$$

При выполнении уравнения неразрывности (1), сокращении на  $\rho$  и перехода к полной производной приходим к соотношению

$$\frac{d}{dt} \left( \varepsilon + \frac{q^2}{2} \right) + \frac{1}{\rho} \text{div}(\rho \vec{u}) = Q. \quad (9)$$

Такую форму принимает дифференциальный закон сохранения энергии в случае гладких решений. С учетом уравнения неразрывности соотношение (9) легко сводится к виду

$$\frac{d\varepsilon}{dt} + p \frac{d}{dt} \left( \frac{1}{\rho} \right) + \frac{d}{dt} \left( \frac{q^2}{2} \right) + \frac{\vec{u}}{\rho} \text{grad } p = Q. \quad (10)$$

Соотношение (10) показывает, что подводимое со скоростью  $Q$  тепло к частице среды, движущейся со скоростью  $\vec{u}$ , затрачивается на возрастание удельной внутренней энергии (со скоростью  $d\varepsilon/dt$ ), изменение работы (слагаемое  $pd(1/\rho)/dt$ ), изменение удельной кинетической энергии (со скоростью  $d(q^2/2)/dt$ ) и на изменение величины  $\vec{u}/\rho$  ( $\text{grad } p$ ).

Для рассматриваемого динамического процесса подвода тепла на гладких решениях выполняется закон сохранения энергии, отличающийся в общем случае от первого начала термодинамики. Первое начало термодинамики запишем в традиционной форме

$$\frac{d\varepsilon}{dt} + p \frac{d}{dt} \left( \frac{1}{\rho} \right) = Q. \quad (11)$$

Для изобарического процесса ( $p=\text{const}$ ) соотношение (10) сводится к (11) и переписывается в виде

$$d\varepsilon + p d \left( \frac{1}{\rho} \right) = Q dt = dQ. \quad (12)$$

В общем случае, описываемом соотношением (10), подводимое к частице тепло следует разделить на два слагаемых ( $Q=Q_1+Q_2$ ) и вместо (10) записать

$$\frac{d\varepsilon}{dt} + p \frac{d}{dt} \left( \frac{1}{\rho} \right) = Q_1, \quad (13)$$

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{q^2}{2} \right) + \frac{\vec{u}}{\rho} \text{grad } p = Q_2. \quad (14)$$

Соотношение (14) определяет потери полного давления при подводе тепла к движущейся со скоростью материальной среде [47].

Первое начало термодинамики, записанное в виде (11), справедливо для "квазистатических" процессов и не учитывает потери полного давления при подводе тепла к движущемуся потоку газа. Потери полного давления появляются в процессе сжатия движущегося газа (при пересечении характеристик в пространственно-временной плоскости). При этом связь давления с плотностью выражается адиабатой Гюгонио. Для стационарного процесса сжатия в плоскости  $p$  и  $v=1/\rho$  переход из одного состояния в другое осуществляется по прямым Михельсона [48] (аналогично процессу подвода тепла при дефлаграционном сгорании).

При рассмотрении связанного с ростом энтропии вопроса происхождения "стрелы времени" важным является выбор основных законов, описывающих динамику движения среды. Нами в качестве основы к описанию среды выбран вышеизложенный феноменологический подход термодинамики и газовой динамики. В

случае выбора в качестве основы обратимых по времени динамических уравнений как раз и возникает вопрос происхождения "стрелы времени" [31]. Элементарные законы механики, законы электродинамики и квантовой физики обратимы во времени. Замена знака у независимой переменной  $t$  на  $-t$  не изменяет уравнений движения, выражающих эти законы. Сказанное фактически означает, что любой элементарный физический процесс, описываемый этими законами, может быть осуществлен как в прямом направлении течения времени (от прошедшего к будущему), так и в обратном. Для подобных физических процессов с одинаковым правом может быть выбрано как прямое, так и обратное течение времени.

В то же время направление течения времени строго выделяется для необратимых физических процессов. Уравнения, включающие описание диффузии вещества, диссипации количества движения, теплопроводности и любых энергетических потерь, являются необратимыми во времени. Замена знака у времени  $t$  на  $-t$  приводит к иным уравнениям движения с иными знаками коэффициентов диффузии, вязкости и теплопроводности. Следовательно, можно констатировать тот факт, что с диссипативными процессами связано необратимое течение времени. Направленность во времени необратимых процессов выражается в общем виде законом роста энтропии. Процессы диффузии, вязкой диссипации, теплопроводности и другие аналогичные процессы сопровождаются возрастанием энтропии. При этом закон возрастания энтропии обуславливает качественное отличие будущих событий от прошедших и тем самым закрепляет математически однозначное направление "стрелы времени".

В настоящем пункте нами математически проанализированы эффекты возрастания энтропии, следующие из закона сохранения энергии, и показана связь роста энтропии с потерями полного давления при движении среды. Инвариантность уравнений движения относительно преобразования Галилея обеспечивает традиционную однонаправленную ориентацию стрелы времени ("вертикально" в будущее). В то же время преобразования Лоренца, справедливые для обратимых волновых уравнений, позволяют стреле времени изменять направление ("наклоняться") и с этим эффектом связаны, в частности, "парадокс близнецов" и лоренцево сокращение длины. Инвариантность уравнений относительно преобразований Лоренца дает возможность математически вводить в рассмотрение эффекты "нетрадиционной ориентации" стрелы времени.

Объединение времени и пространственных координат в единое 4-х мерное пространство (пространство Г. Минковского) позволяет использовать эффекты наклона стрелы времени и в математических преобразованиях. Так, операция калибровочного преобразования сводится к умножению волновой функции на  $exp(i\chi)$ , т.е. к преобразованию вращения, включающему и изменение наклона стрелы времени. Подчеркнем, что требования инвариантности лагранжиана относительно локальных калибровочных преобразований является исходным принципом построения всех современных теорий микромира. При этом естественно все калибровочные преобразования широко используют возможности указанного наклона (нетрадиционной ориентации) стрелы времени.

### 6. Термодинамика и структура частиц

В рамках рассматриваемого приближения, следуя Луи де Бройлю [27] и Дэвиду Бому [29], можно подробно рассмотреть скрытую термодинамику частиц и вывести конкретные уравнения, описывающие распределение потенциала и концентрации БСМ в поляризованных пространствах электрона, позитрона, протона, нейтрона, молекул, атомов и ядер [49-54]. Здесь мы также будем опираться на впечатляющие экспериментальные успехи последних лет в области нанотехнологий и методов сканирующей зондовой микроскопии, которые позволили исследовать свойства и заполнить визуализацию многих молекулярных соединений, вплоть до определения формы отдельных атомов, молекул и молекулярных связей. Регистрация близкой к шарообразной формы отдельных атомов наглядно подтвердила существование ван-дер-вааль-

совых сфер, приближенно определяющих атомарные размеры [49] и широко используемых в кристаллохимии [50]. Указанные сферы являются внешними границами атомов и с определенной степенью обоснованности мы полагаем, что они отделяют "поляризованное" пространство, принадлежащее непосредственно атому и содержащее электронные оболочки, от внешнего пространства (и, в частности, от других атомов) [51]. Начнем с моделирования основных элементарных частиц.

**Структура электрона.** Для моделирования поляризованного пространства около электрически заряженных "точечных" частиц (электронов, позитронов, протонов, ядер атомов и др.) удобно пользоваться методами традиционной механики жидкости, газа и плазмы. В частности, уравнение для электрического потенциала  $\varphi$  в поляризованных пространствах принимает в безразмерных переменных вид [51]

$$D^2 \Delta \varphi = 2sh\varphi \tag{15}$$

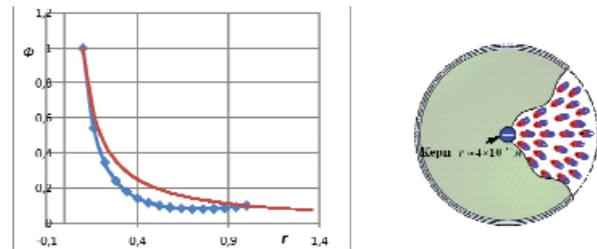
Здесь  $D = \sqrt{T / 4\pi n_0 e}$  - дебаевский радиус, посчитанный по температуре  $T$ , невозмущенной концентрации частиц и элементарному заряду частиц  $e$ . Для концентрации зарядовой составляющей частиц БСМ в поляризованном пространстве имеем распределение Больцмана

$$n_{\pm} = n_0 \exp(\mp e\varphi / T) .$$

В сферически симметричном случае с одной пространственной координатой уравнение (15) сводится к соотношению

$$\frac{D^2}{r^2} \frac{d}{dr} \left( r^2 \frac{d\varphi}{dr} \right) = 2sh\varphi ,$$

Характерные решения последнего уравнения для поляризованного пространства электрона и его структура приведены на рис. 1.



(— без поляризованного пространства)

Рис. 1. Распределение потенциала в пространстве электрона и структура электрона.

Принципиально важной особенностью представленного распределения является наличие потенциальной ямы и барьера на внешней границе поляризованного пространства с изломом распределения потенциала. При этом на внешней границе сосредотачивается наведенный электрический заряд отрицательной величины, индуцированный заряженным ядром электрона при поляризации его "шубы". Представленные результаты в силу зарядовой симметрии справедливы также для описания структуры поляризованного пространства позитрона (при изменении знака потенциала на противоположный).

**Структура протона и нейтрона.** Рассмотрим теперь возможность построения на тех же принципах модели протона и антипротона. По аналогии с электроном полагаем, что весь положительный заряд протона сосредоточен в его центре, имеющем оценочный размер, подобный размеру ядра электрона, порядка  $10^{-17}$  м. Это центральное ядро окружено шарообразной "каплей" первого поляризованного пространства БСМ в "жидком" агрегатном состоянии. Размер этой капли определяет характерный известный размер протона (около  $0.8 \cdot 10^{-15}$  м), где сосредоточена практически вся его масса. Вокруг капли протона имеется второе поляризованное шарообразное пространство БСМ в газообразном агрегатном состоянии, аналогичное поляризованному пространству позитрона. Моделирование структуры двухслойного поляризованного пространства протона выполняется интегрированием уравнения (15) для электрического потенциала с ис-

пользованием различных уравнений состояния (для жидкой и газообразной фазы БСМ). Примеры подобных решений по характеру повторяют решения, показанные на рис.1. И вновь принципиально важным здесь является наличие двух потенциальных ям и двух барьеров при значениях  $r \sim 0.8 \cdot 10^{-15} \text{ м}$  и  $r \sim 5 \cdot 10^{-11} \text{ м}$ . Построенная структура протона с частичным экранированием его заряда двухслойным поляризованным пространством устойчива. В силу зарядовой симметрии структура антипротона повторяет структуру протона (с соответствующими изменениями знака у потенциала и др.). На рис.2 представлена рассматриваемая структура протона. Структура нейтрона моделируется аналогичным образом [51] и представляет собой протон, на границе первого поляризованного пространства которого локализован электрон (рис.2).

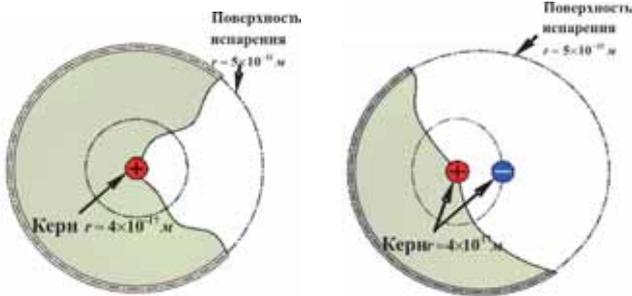


Рис.2. Структура протона и нейтрона.

**Структура ядер.** Главным следствием приведенного моделирования поляризованных пространств является возможность устойчивой локализации электрона на внешних границах поляризованных пространств протона (или по аналогии - других более сложных атомов). Таким образом, мы получаем четкие физические обоснования для моделирования структуры ядер, атомов и молекул с помощью метода Стационарных Электронов (СТЭЛ) [20,51-54]. Капельная модель ядра предоставляет нам возможность аналогичного моделирования с помощью метода СТЭЛ структуры ядер путем решения уравнения (15). Представим в качестве характерных примеров моделирование ядер дейтерия, трития, гелия:  ${}^3\text{He}$  and  ${}^4\text{He}$  (рис.3). Локализованные сосредоточенные положительные и отрицательные заряды показаны маленькими кружочками, интенсивность поляризации жидкой капли (среды БСМ) ядра характеризуется цветовой гаммой.

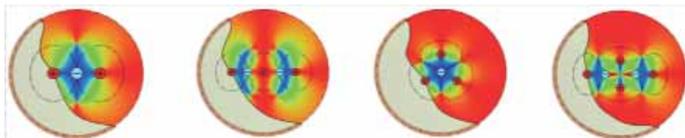


Рис.3. Моделирование ядер дейтерия, трития, гелия:  ${}^3\text{He}$  and  ${}^4\text{He}$ .

Вычисленное с помощью (15) распределение электрического потенциала в ядре дейтерия показано на рис.4 (в силу симметрии представлена половина картины). Ядерные структуры трех изотопов лития  ${}^4\text{Li}$ ,  ${}^5\text{Li}$  и  ${}^6\text{Li}$  приведены на рис.5.

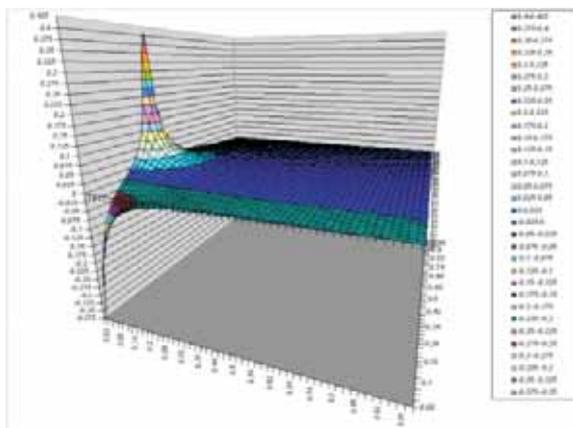


Рис.4. Распределение электрического потенциала в ядре дейтерия.

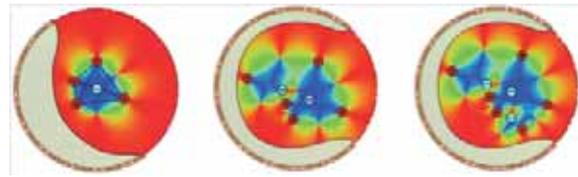


Рис.5. Ядерные структуры трех изотопов лития:  ${}^4\text{Li}$ ,  ${}^5\text{Li}$  и  ${}^6\text{Li}$ .

**Структура атомов и молекул.** В качестве характерных примеров структуры поляризованных пространств на рис.6 представлено распределение потенциала  $\phi$  в атоме водорода. На рис.7 показаны структуры поляризованных пространств молекул водорода  $\text{H}_2$ , углекислого газа  $\text{CO}_2$ , метана  $\text{CH}_4$  и дифторида водорода  $\text{HF}_2$ . На рис. 8 и 9 представлена внутренняя структура молекулы пентацена  $\text{C}_{22}\text{H}_{14}$  и его электронная и структурная формулы (фото на рис. 8 получено при помощи атомного силового микроскопа).

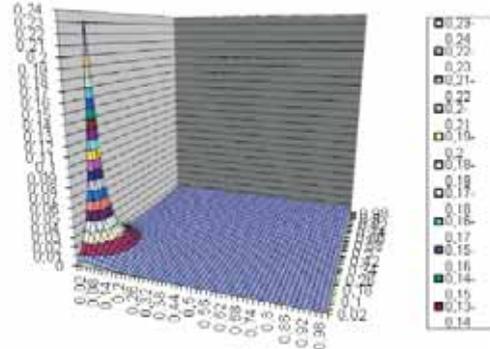


Рис. 6. Распределение потенциала  $\phi$  в атоме водорода.

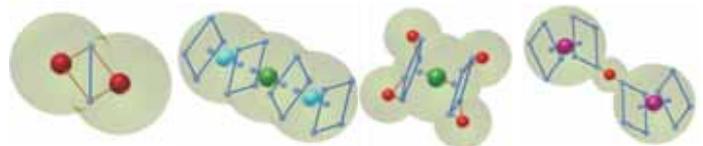


Рис. 7. Молекулы  $\text{H}_2$ , углекислого газа  $\text{CO}_2$ , метана  $\text{CH}_4$  и дифторида водорода  $\text{HF}_2$

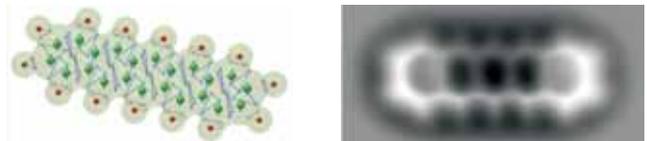


Рис.8. Внутренняя структура молекулы пентацена  $\text{C}_{22}\text{H}_{14}$  (фото получено при помощи атомного силового микроскопа).

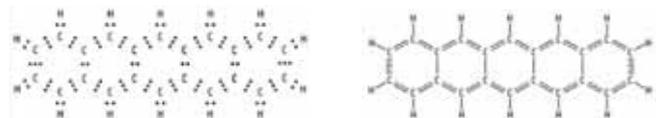


Рис.9. Электронная и структурная формулы пентацена.

## 7. Термодинамика ВРД

Следующие результаты относятся к моделированию термодинамического процесса, реализующегося в полном тракте авиационного газотурбинного двигателя [55-57]. На рис.10 показана схема проточной части многорежимного двигателя с малой степенью двухконтурности  $m = 0.17$ . Двигатель имеет трехступенчатый вентилятор, шестиступенчатый компрессор, основную кольцевую камеру сгорания, одноступенчатые турбины высокого и низкого давления, форсажную камеру, вторичный контур и регулируемое выходное сопло. Используем здесь 3D приближение упрощенных уравнений Навье - Стокса с пристеночными функциями и алгебраической или дифференциальной моделями турбулентности [55]. Рассчитанные распределения линий тока и числа Маха по всему тракту двигателя представлены на рис. 10 и 11.

Следующие результаты относятся к проточной части высокоскоростного прямоточного двигателя. Расчеты выполнены с детальным учетом влияния теплового излучения и наличия термоста-

та. На рис. 12 представлены поля температуры и давления и распределение давления по стенкам проточной части. При интенсивном подводе тепла в камере сгорания реализуется течение в тракте двигателя с системой "выбитых" скачков уплотнения в область воздухозаборника.



Рис. 10. Проточная часть двигателя и распределение линий тока.



Рис. 11. Проточная часть двигателя и распределение числа Маха.

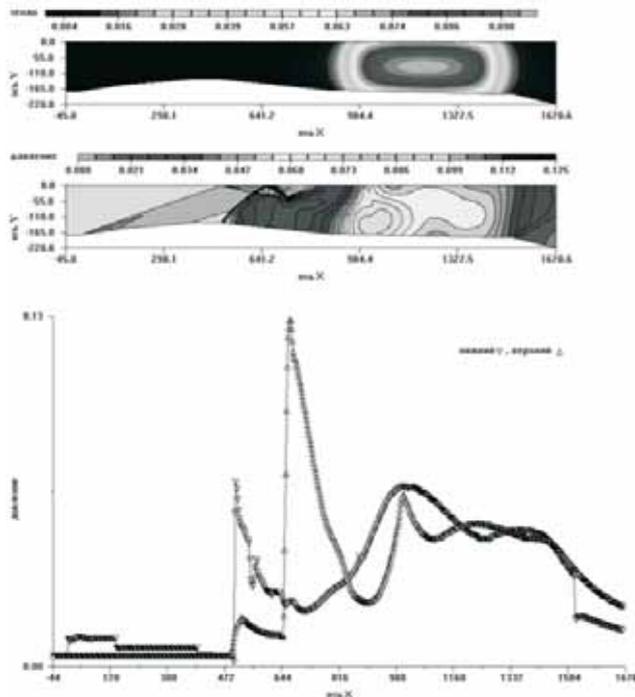


Рис. 12. Поля температуры, давления и распределение давления по стенкам проточной части.

**Заключение**

Представленные в статье результаты наглядно демонстрируют необходимость аккуратного учета эффектов теплового излучения и присутствия термостата при решении прикладных задач аэротермодинамики. С этой целью удобно воспользоваться термодинамически согласованными законами сохранения, выписанными в настоящей работе. Выполненный анализ позволяет обосновать стратегию выбора схем и параметров новых высокотемпературных ВРД, реализующих в своей работе тепловой цикл Брайтона.

Экспериментальная регистрация температуры КМИ  $T_0=2,73$  К и обнаружение скрытой массы (96% от всего количества материи Вселенной) позволяет ввести всеобъемлющий внешний космический термостат, в тепловом контакте с которым находится любая исследуемая физическая система. Термостат содержит газообразную суббарионную среду из материальных частиц - БСМ (с массой  $m=5,6 \cdot 10^{-40}$  кг =  $3 \cdot 10^{-4}$  эВ). Указанные реальные частицы отождествляются с "виртуальными" резонаторами Планка и являются линейными излучающими диполями с электрическим зарядом  $q=10^{-28}$  Кл. Для этой среды можно также применить старые устоявшиеся названия: классический эфир, физический вакуум, темная материя и т.п.

Наличие такого термостата и поляризованной структуры у атомов, молекул, ядер и элементарных частиц позволяет, следуя Луи де Бройлю [27], детально рассмотреть термодинамику всех частиц и рассчитать их стационарную структуру при уравнивании градиента электрического потенциала градиентами давления БСМ. Таким образом, можно ввести традиционные термодинамические понятия в квантовую механику.

Знаменитое соотношение (1) определяет нижнюю границу энергии излучения и частиц при  $T_0=2,73$  К. С ростом  $T$  энергия также возрастает. Классическая физика Ньютона и теплофизика, основанная на законах сохранения массы, импульса и энергии, представляют собой основу всей теоретической физики, которая при соответствующей линеаризации дает основы квантовой и релятивистской механики. Таким образом, теплофизика и современная физика имеют глубокие единые теоретические основы.

**Литература**

1. Regener E. Der Zeitschrift fur Physik. 1933.Vol. I (80), P. 666-669.
2. Regener E. The energy flux of cosmic rays. Apeiron. 1995, Vol. 2, P. 85-86. .
3. Шмаонов Т. А. Методика абсолютных измерений эффективной температуры радиоизлучения с низкой эквивалентной температурой // Приборы и техника эксперимента. 1957, №1, С.83-86.
4. Penzias A.A., Wilson R.W. A Measurement of Excess Antenna temperature at 4080 m/s // Astrophys. Journal 1965; 142 419-421.
5. Вайнберг С. Первые три минуты. Современный взгляд на происхождение Вселенной. М.: Энергоиздат, 1981. 199 с.
6. Силк Дж. Большой Взрыв. Рождение и эволюция Вселенной. М.: Мир, 1982. 300
7. Gamov G. Phys. Rev. 1946, 70, 572.
8. Чернин А.Д. Как Гамов вычислил температуру реликтового излучения, или немного об искусстве теоретической физики. УФН, 1994, т. 164, № 8.
9. Долгов А.Д., Зельдович Я.Б., Сажин М.В. Космология ранней Вселенной. М.: МГУ, 1988.
10. Smoot G.F., Gorenstein M.V., Muller R.A. Detection of anisotropy of the cosmic blackbody radiation. Phys. Rev. Let., 1977, Vol. 39, No. 14, pp.898-901.
11. Smooth G.F. Anisotropy of Background Radiation. Uspekhi Fizicheskikh Nauk 2007; 177(12), pp. 1294-1318.
12. Bernardis P. et al. A flat Universe from high-resolution maps of the cosmic microwave background radiation. Nature, 404, 27 April, 2000.
13. Netterfield C.B. et al. A measurement by BOOMERANG of multiple peaks in the angular power spectrum of the cosmic microwave background. April, 2001. (astro-ph/0104460).
14. Rubin V. Dark Matter in the Universe // Scientific American: 1998, pp.106-110.
15. Moskowicz G. Dark Matter hides, physicists seek. Stanford Report 2006.
16. Mavromatos N. Recent results from indirect and direct dark matter searches -Theoretical scenarios. In: 13th ICATPP Conference. 3-7 Oct. 2011, Villa Olmo, Como, Italy.
17. Sources and detection of dark matter and dark energy in the Universe. Ed. D.B. Cline. IV Int. Symp., held at Marina del Rey, CA, USA, Feb. 23-25, 2000. Springer, 2001.
18. The identification of dark matter. Ed. N.J.C. Spooner, V. Kudryavtsev. Proc. of the III Int. Workshop, York, UK, 18-22 Sept. 2000. World Scientific, 2001.
19. Иванов М.Я. Термодинамически согласованные законы сохранения в модели излучающего теплопроводного газа. ЖВММФ, 2011, т. 51, №1, сс. 142-151.
20. Ivanov M.Ja. Space Energy. INTECH, Energy Conservation, 2012, pp. 4-56.
21. Ivanov M.Ja., Zestkov G.B. Dimensional analysis, thermodynamics and conservation laws in a problem of radiation processes simulation. J. of Math. Research, 2012, Vol.4, No. 2. pp.10-19.
22. Ivanov M.Ja., Mamaev V.K. Hidden mass boson. Journal of Modern Physics, 2012, Vol. 3, No. 8, pp.686-693.
23. Овсянников Л.В. Лекции по основам газовой динамики. М.: Наука, 1981.
24. Иванов М.Я., Терентьева Л.В. Элементы газодинамики диспергирующей среды. М.: Информконверсия, 2002, 167 с.
25. Иванов М.Я. О функциях "характеристического" аргумента в акустике и электродинамике. РАН, Математическое моделирование, 2000, т. 12, № 9, сс. 65-86.
26. Минковский Г. Пространство и время. АН СССР, Успехи физических наук, 1959, т. 69, вып. 2, сс. 303-320.
27. Луи де Бройль. Термодинамика изолированной частицы (Скрытая

термодинамика частиц. - М: Изд-во "ПРИНТ-АТЕЛЬЕ", 2014.-464с.

28. Бом Д. Квантовая теория. Пер. с англ. 2 издания: 1-ое - Москва: Физматгиз, 1961. 728 с. 2-ое, испр. - Москва: Наука, 1965. 727 с.  
 29. Bohm D., Vigier J. P. Model of the causal interpretation of quantum theory in terms of a fluid with irregular fluctuations, *Phys. Rev.* 96, pp. 208-216 (1954).  
 30. Ламб Г. Гидродинамика. М: ОГИЗ, 1947. -929 с.  
 31. Терлеций Я.П. Статистическая физика. М: "Высшая школа", 1994, 350 с.  
 32. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Том I. Механика. М: Наука. 1973. 208 с.  
 33. Окунь Л.Б. Физика элементарных частиц. - М.: Едиториал УРСС, 2005.  
 34. Ivanov M.Ja., V.K. Mamaev V.K. United conservation laws for aerospace propulsion processes, dark matter motion and some intellect background with experimental confirmation and practice applications. *Proc. of the 6th European Conference for Aeronautics and Space Sciences.* No.400. 29 June - 3 July 2015, Krakow, Poland.  
 35. Ivanov, M.Ja., V.K. Mamaev, I.V. Tsvetkov, and G.V. Zhestkov, 2015. Experimental Confirmation of Avogadro's Law for Thermal Radiation. *J. of Advance in Physics*, 7 (2): cc.1386-1392.  
 36. Иванов М.Я., Липатов А.А., Мамаев В.К., Цветков И.В. Экспериментальное подтверждение закона Авогадро в условиях технического вакуума. Всероссийская конференция XXXII "Сибирский теплофизический семинар", 19-20 ноября 2015, Новосибирск.  
 37. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Том II. Теория поля. М: Наука. 1973. 504 с.  
 38. Makeenko, Yu. 2002. *Methods of Contemporary Gauge Theory.* Cambridge University Press, Cambridge, UK: 417 p.  
 39. Забродин А.В., Прокопов Г.П. Методика численного моделирования двумерных нестационарных течений теплопроводного газав трехтемпературном приближении. *ВАНТ*, 1998, вып. 3, сс. 3-16.  
 40. Жуков В.Т., Феодоритова О.Б. Программа расчета газодинамики НЗТ // Матем. в приложениях. Новосибирск, 2009, сс. 116-117.  
 41. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.Л. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., Наука, 1966, 686 с.  
 42. Бай-ши-и. Динамика излучающего газа. М.: Мир, 1968, 323с.

43. Маргулис М.А. Сонолюминесценция. УФН, 2000, т.170, №3, сс.263-287.  
 44. Канель Г.И., А.С. Савиных, С.В. Разоренов, В.Е. Фортов. Успехи мех. сплош. сред: к 70-летию акад. В.А. Левина: сб. науч. тр. - Владивосток, Дальнаука, 2009.  
 45. Зельдович Я.Б., А.П. Генич, Г.Б. Манелис. ДАН, 1979, т.248, №2, с.349-351.  
 46. Фортов А.В. Дракон, А.В. Ерёмин, С.В. Куликов. ДАН, 2010, т.432, №3, сс. 326-328.  
 47. Теория ВРД. Под ред. С.М. Шляхтенко, М., Машиностроение, 1975, 568 с.  
 48. Черный Г.Г. Газовая динамика. М.: Наука, 1988, 424 с.  
 49. Зефилов Ю.В., Зоркий П.М. Ван-дер-ваальсовы радиусы атомов в кристаллохимии и структурной химии. // Успехи химии. Т. 58, вып. 5. - М., 1989. сс. 713-746.  
 50. Китайгородский А.И. Молекулярные кристаллы. - М.: Наука, 1971.  
 51. Иванов М.Я. О физических моделях ван-дер-ваальсовых сфер атомов и структуры молекул // Конверсия в машиностроении. №2.-М., 2008. сс.35-41.  
 52. Иванов М.Я., Малинин А.В., Яновский Л.С., Долгушин И.В. К моделированию наноструктуры некоторых углеводородов - компонентов авиационных топлив. - В сб. Прямоточные ВРД и химмотология. - М.: Труды ЦИАМ № 1340, 2010, сс. 164 - 173.  
 53. Иванов М.Я., Малинин А.В., Яновский Л.С., Минаева Н.Е. Об особенностях структуры углеводородов и бороуглеводородных топлив. В сб. Прямоточные ВРД и химмотология. - М.: Труды ЦИАМ № 1340, 2010, сс. 173-178.  
 54. Иванов М.Я., Малинин А.В., Яновский Л.С. К развитию электронной теории валентных связей. В сб. Прямоточные ВРД и химмотология. - М.: Труды ЦИАМ № 1340, 2010, сс. 178-188.  
 55. *Mathematical Models of Gas Turbine Engines and their Components.* 1994. AGARD Lecture Series TCP 02/LS 198.  
 56. Ivanov M.Ja., Nigmatullin R.Z. Simulation of Working Processes in Gas Turbine Engine Passage. *Successes Mechanics, Vladivostok:* сс. 221-253.  
 57. Ivanov, M.Ja., Mamaev B.I., Nigmatullin R.Z.. *United Modelling of Working Process in Aircraft Gas Turbine Engines*, 2009, ASME Paper, No. 50185: 10 p.

Связь с авторами: [ivanov@ciam.ru](mailto:ivanov@ciam.ru), [mamaev@ciam.ru](mailto:mamaev@ciam.ru)

## ВРУЧЕНИЕ ПРЕМИЙ ПОБЕДИТЕЛЯМ КОНКУРСА "АВИАСТРОИТЕЛЬ ГОДА"

В Центре международной торговли 29 сентября 2016 года состоялась церемония награждения победителей и лауреатов ежегодного конкурса "Авиастроитель года" по итогам 2015 года.

Учредители конкурса: Союз авиапроизводителей России, ПАО "ОАК", АО "Вертолеты России", АО "ОДК", ФГУП "ЦАГИ" и АО "Технодинамика".

Экспертный совет определил победителей в 7 номинациях:

- Лучший инновационный проект - Иркутский авиационный завод - филиал ПАО "Корпорация "Иркут" (ПАО "ОАК") совместно с Иркутским национальным исследовательским техническим университетом;
- За подготовку нового поколения специалистов в авиастроительной отрасли среди предприятий - Филиал ПАО "Компания "Сухой" "Комсомольский-на-Амуре авиационный завод им. Ю.А. Гагарина" (ПАО "ОАК");
- За создание новой технологии - АО "АэроКомпозит" (ПАО "ОАК");
- За успехи в выполнении государственного оборонного заказа - ПАО "Корпорация "Иркут" (ПАО "ОАК");
- За успехи в создании систем и агрегатов для авиастроения - ОАО "НПП "Звезда" им. академика Г.И. Северина";
- За успехи в разработке авиационной техники и компонентов (ОКБ года) - АО "МВЗ им. М.Л. Миля" (АО "Вертолеты России");



- За вклад в разработку нормативной базы в авиации и авиастроении - Комитет по стандартизации, сертификации и управлению качеством Союза авиапроизводителей России.

Награды победителям вручали:

Президент Международного конгресса промышленников и предпринимателей В.К. Глухих, Президент, генеральный конструктор АО "РПКБ", заместитель генерального директора АО "КРЭТ" Г.И. Джанджгава, Заместитель руководителя Федерального агентства воздушного транспорта М.В. Буланов, Директор Дирекции программ военной авиации ПАО "ОАК", Главнокомандующий военно-воздушными силами Российской Федерации с 21 января 2002 года по 9 мая 2007 года В.С. Михайлов, Вице-президент Торгово-промышленной палаты Российской Федерации Д.Н. Курочкин, Член коллегии Военно-промышленной комиссии Российской Федерации М.И. Каштан, Заместитель директора Департамента авиационной промышленности Минпромторга России А.И. Ляшенко.

В церемонии награждения приняли участие члены Организационного комитета конкурса

На церемонии объявлено решение учредителей о проведении конкурса "Авиастроитель года" по итогам 2016 года. Работы будут приниматься с 10.01.2017г. по 10.06.2017г.

**Информация и фото "Союза Авиапроизводителей России"**