

# НОВЫЕ ГОРИЗОНТЫ ТЕПЛОЭНЕРГЕТИКИ С ПОЗИЦИЙ НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ: ТЕОРИЯ, ЭКСПЕРИМЕНТ, ПЕРСПЕКТИВЫ

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.,

*Первая часть настоящей статьи посвящена изложению ключевых положений теории низкоэнергетических ядерных реакций (НЭЯР). Предложена и обоснована интегральная полуэмпирическая модель НЭЯР, построенная на анализе дефекта массы исходных и конечных продуктов сгорания. Наряду с интегральной рассмотрена дифференциальная теория НЭЯР, основанная на законе Авогадро и уравнениях сохранения массы, импульса и энергии. Наша интегро-дифференциальная теория всецело опирается на основы классической ядерной физики, законы термодинамики и экспериментальные факты. Важным преимуществом предложенной теории является возможность рассчитывать количество выделяемой тепловой энергии и рекомендовать новые составы исходных компонент для НЭЯР со сравнительными оценками их термической эффективности. С целью подтверждения теории дан обзор и анализ экспериментальных результатов, полученных к настоящему времени по НЭЯР. Во второй части статьи представлено мнение специалистов и экспертов по открывающимся широким возможностям практического применения НЭЯР в перспективной теплоэнергетике и на транспорте.*

*The first part of this article outlines the key provisions of the theory of low-energy nuclear reactions (LENR). Proposed and validated semi-empirical integral model LENR based on analysis of the defect of mass of the initial and final products of combustion. Along with considered integral differential theory LENR based on Avogadro's conception and the equations of conservation of mass, momentum and energy. Our integro-differential theory is fully based on the base parts of classical nuclear physics, the laws of thermodynamics and experimental facts. An important advantage of the proposed theory is able to count the amount of generated heat and to recommend new compositions for component LENR with comparative estimates of their thermal efficiency. To confirm theory a review and analysis of the experimental results obtained to date LENR. In the second part of the article presents the opinion of specialists and experts by opening wide possibilities of practical application of promising LENR for used at power and transport.*

**Ключевые слова:** низкоэнергетические ядерные реакции, теория, эксперимент, перспективы.

**Keywords:** low-energy nuclear reactions, theory, experiment and prospects

Низкоэнергетические ядерные реакции (НЭЯР) - разновидность ядерных реакций, связанных с процессом изменения изотопного состава исходных компонентов топлив. Изменение изотопного состава начинается при достижении температур 1200...1400 К и может контролироваться поддержанием соответствующего теплового режима. Процессы НЭЯР существенно отличаются от традиционного ядерного синтеза элементов, так как происходят при достаточно низких (по термоядерным меркам) значениях температуры и энергии протекающих реакций. Специально подчеркнем, что анализируемые нами процессы НЭЯР связаны, в основном, с изменением изотопного состава исходных компонент без синтеза новых элементов. Система НЭЯР потенциально в 4000 раз превосходит энергетическую плотность химических источников энергии. При этом отсутствуют как эмиссия вредных веществ, так и радиоактивное излучение, что делает применение НЭЯР исключительно многообещающим.

Возможность протекания подобных реакций со значительным выделением тепла была продемонстрирована И.С. Филимоновым в 50-х годах прошлого столетия. На созданной под его руководством опытной термоэмиссионной гидролизной установке при использовании металлического катода, содержащего палладий, происходил электролиз тяжелой воды. Установка генерировала избыточное тепло, причем было подтверждено отсутствие при ее работе вредного радиоактивного излучения. Аналогичная термоэмиссионная гидролизная установка была разработана Флешманом и Понсом [1]. Американские специалисты историю начала развития НЭЯР относят к этой работе, опубликованной в 1989 году. С тех пор проведен значительный объем исследований по развитию теории и созданию рабочего реактора [2]. В плане теоретических изысканий отметим теорию Видома - Ларсена [3], основанную на стандартной модели и обычной физике.

Достаточно полный обзор (с 1989 г.) работ по тематике НЭЯР, называемой также в отечественной литературе холодной трансмутацией ядер, можно найти в статье А.Г. Пархомова [4] и на сайте

<http://lenr.seplm.ru>. Здесь мы только подчеркнем выдающиеся последние достижения в этом направлении - экспериментальный теплогенератор А. Росси [5,6] и его аналог, созданный А.Г. Пархомовым [7]. Оба упомянутых теплогенератора НЭЯР используют в качестве топлива порошок никеля Ni (порядка 1 г), смешанный с порошком алюмогидрида лития LiAlH<sub>4</sub> (порядка 0,1 г). Следует особо отметить, что работоспособность теплогенератора А. Росси была подтверждена в 2014 г. специальной комиссией, подготовившей и опубликовавшей в октябре прошлого года соответствующий отчет [8,9]. В плане теоретических объяснений мы считаем полезным упомянуть также физическую модель процесса, предложенную в статье Н.Д. Кука и А. Росси [6]. Суть данной модели состоит в захвате изотопом лития <sup>7</sup>Li протона (т.е. в синтезе бериллия <sup>8</sup>Be) и последующим распадом синтезированного бериллия на две альфа частицы с высокой кинетической энергией (без наличия гамма радиации). Однако реализация такого процесса должна быть существенно затруднена необходимостью преодоления кулоновского барьера протоном. В последнее время эксперименты, повторяющие результаты Росси-Пархомова, были неоднократно успешно повторены и в России [10,11] и за рубежом [12]. Дополнительно с обсуждением вопросов НЭЯР в научной и научно-популярной литературе можно ознакомиться, в частности, по публикациям [13-15].

## **$E=mc^2$ , закон Авогадро и дефект массы**

Давайте исходить из основ физики начала XX века: из плодотворных идей М. Планка, А. Эйнштейна и Л. Де Бройля. Запишем известное фундаментальное соотношение для энергии

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

связывающее её с массой  $m$ , частотой  $\nu$  и температурой  $T$  через скорость света в вакууме  $c$ , постоянные Планка  $h$  и Больцмана  $k$ . Последнее приближенное равенство в (1) выполняется в окрестности максимума распределения Планка для плотности излучения абсолютно черного тела и представляет собой фактически закон смещения Вина.

Основополагающим экспериментальным фактом для нас будет регистрация температуры Космического Микроволнового Фонового Излучения (КМФИ), равная  $T_0=2.73$  К [16-19]. До момента открытия конечной величины температуры КМФИ предполагалось, что значение температуры в вакууме открытого космоса равно нулю и из соотношения (1) следовало естественное значение нулевой массы фотона. Однако аккуратно зарегистрированное значение  $T_0=2.73$  К позволяет определить конечную массу  $m$  при условии термодинамического равновесия между КМФИ и материальной субстанцией, а именно,

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

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

$$n \cdot m c^2 \approx n \cdot kT$$

и приходим к уравнению состояния совершенного газа

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

Здесь  $\rho = n \cdot m$  - плотность,  $p$  - давление. Соотношение (3) суть математическая форма 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 закону Авогадро (3) и дают "нижнюю" оценку энергии  $E$  при температуре  $T_0 = 2.73$  К. При этом определяется также масса частицы материальной субстанции (ранее данная материальная субстанция называлась эфиром, в настоящее время используют словосочетание "физический вакуум"). Таким образом, мы фактически отождествляем виртуальные излучающие резонаторы Планка в его знаменитой формуле излучения абсолютно черного тела реальными частицами с конечной массой (2), оставляя за ними свойства излучения. Рассматривая эти частицы-резонаторы в форме классических диполей Герца и используя для них распределение Максвелла-Больцмана по скоростям, приходим к описанию распределения плотности их излучения по известной формуле Планка.

Подчеркнем еще раз, что в приближенных соотношениях (1-3) величина  $c=2.998 \cdot 10^8$  м/с представляет собой скорость света в свободном пространстве, которую можно отождествлять со скоростью распространения слабых возмущений в космосе. Перепишем (2) в форме

$$c^2 \approx k/m \cdot T_0 = RT_0, \quad (4)$$

которая демонстрирует 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 предложена была И. Ньютоном (в виде  $c^2 = p/\rho$ , где  $p$  - давление и  $\rho$  - плотность) для расчета скорости звука в воздухе [20]. Затем эта формула была уточнена Лапласом и записана в виде  $c^2 = \gamma p/\rho$ , где  $\gamma$  - показатель адиабаты, для скорости звука [20]. Сказанное показывает важную аналогию соотношения (1) с выражениями для скорости распространения возмущений в газообразных средах.

Ключевым вопросом при изложении теории будет также величина дефекта массы  $\Delta m$ , определяемая как разность между суммой масс нуклонов, составляющих ядро данного нуклида, и массой атомного ядра этого нуклида

$$\Delta m = Z \cdot m_p + (A-Z) \cdot m_n - m_{\text{я}}$$

где  $Z$  - зарядовое число,  $A$  - массовое число ядра,  $m_p$  - масса протона,  $m_n$  - масса нейтрона,  $m_{\text{я}}$  - масса ядра. С дефектом массы неразрывно связана величина энергии связи ядра  $E = \Delta m \cdot c^2$ . На рис. 1 приведена кривая зависимости удельной энергии связи  $E_u$  от массового числа  $A$ , характеризующая различную прочность связей нуклонов в ядрах разных химических элементов. Удельной энергией связи ядра  $E_u$  называется энергия связи, приходящаяся на один нуклон. Ядра элементов в средней части периодической системы наиболее прочны. В этих ядрах удельная энергия связи близка к 8,7 МэВ/нуклон. По мере увеличения числа нуклонов в ядре удельная энергия связи убывает.

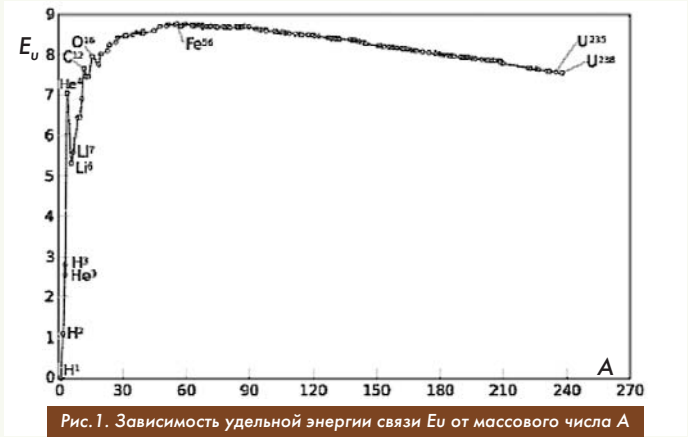


Рис. 1. Зависимость удельной энергии связи  $E_u$  от массового числа  $A$

При практическом вычислении  $\Delta m$  массы всех частиц и атомов выражаются в атомных единицах массы (а.е.м.). Одной атомной единице массы соответствует атомная единица энергии (а.е.э.): 1 а.е.э. = 931,5016 МэВ. На рис. 1 выделены изотопы водорода и лития, атомные массы которых фигурируют далее в нашей интегральной полуэмпирической модели НЭЯР.

### Интегральная полуэмпирическая модель НЭЯР

Рассматриваемая в настоящей работе физическая модель НЭЯР следует непосредственно из анализа дефекта массы исходных и конечных компонент протекающей реакции. Продемонстрируем её основные особенности, исходя из аккуратно замеренного состава изотопов лития и никеля, использованного в качестве топлива в экспериментах Росси - Пархомова [5-7]. При этом анализируем Таблицу 1, цитируемую из публикаций [8,9].

Таблица 1. Изотопный состав лития и никеля в исходном и отработавшем топливе (%), измеренный методами ToF-SIMS и ICP-MS, а также природное соотношение изотопов в этих элементах.

	Исходное топливо		Отработавшее топливо		Природа
	ToF-SIMS	ICP-MS	ToF-SIMS	ICP-MS	
<sup>6</sup> Li	8,6	5,9	92,1	57,5	7,5
<sup>7</sup> Li	91,4	94,1	7,9	42,5	92,5
<sup>58</sup> Ni	67	65,9	0,8	0,3	68,1
<sup>60</sup> Ni	26,3	27,6	0,5	0,3	26,2
<sup>61</sup> Ni	1,9	1,3	0,0	0,0	1,8
<sup>62</sup> Ni	3,9	4,2	98,7	99,3	3,6
<sup>64</sup> Ni	1		0		0,9

В конечном составе отработавшего топлива имеем изотоп <sup>6</sup>Li в количестве 92,1% (либо 57,5% при измерении другим методом). В исходном топливе он имел 8,6% (в природе 7,5%). Изотоп никеля <sup>62</sup>Ni в отработавшем топливе составляет около 99% (в природе 3,6%). Отмеченный состав изменения компонент показывает "выгорание" изотопа <sup>7</sup>Li и преобразование изотопов никеля <sup>58</sup>Ni, <sup>59</sup>Ni, <sup>60</sup>Ni и <sup>61</sup>Ni в изотоп <sup>62</sup>Ni. Процесс выгорания изотопа лития <sup>7</sup>Li характеризуется потерей одного нейтрона, который захватывается никелем. При этом в процессе своего перехода нейтрон "испаряет" часть массы в форме частиц теплового излучения ( $c$  с массой (2)), кинетическая энергия которых представляет собой выделяемое тепло.

Подсчитаем изменение величины массы (в атомных единицах массы) одного нейтрона, "переходящего" от <sup>7</sup>Li никелю. Разница атомных масс  ${}^6\text{Li}$  и  ${}^7\text{Li}$  есть масса освобождающегося нейтрона  $m_n^0 = 7.0161 - 6.0151 = 1.001$  а.е.м., которая имеет величину, большую 1. Подсчитаем массу связанного нейтрона  $m_n^k$  в изотопе никеля <sup>62</sup>Ni, масса которого на 4 связанных нейтрона больше массы изотопа <sup>58</sup>Ni. Имеем:

$$m_n^k = (61,92834 - 57,93534) : 4 = 0,9982 \text{ а.е.м} < 1.$$

В этом процессе получаем величину испаряемого "дефекта массы" на один нейтрон перехода

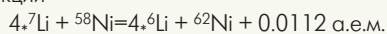
$$\Delta m = m_n^0 - m_n^k \text{ а.е.м.}$$

и высвобождающуюся "энергию связи"

$$\Delta E = \Delta m c^2 = 0.0028 \cdot 931 = 2.6068 \text{ МэВ.}$$

Выполненный элементарный интегральный расчет дефекта массы показывает, что при переходе одного нейтрона от  ${}^7\text{Li}$  к  ${}^{62}\text{Ni}$  может выделиться энергия связи в количестве 2.6068 МэВ.

Представим также проведенную оценку выделяемой энергии в несколько иной форме - с использованием представлений "капельных" моделей участвующих в процессе ядер. Запишем процесс в виде суммы масс ядер исходных и конечных продуктов протекающей реакции



Выделяемая при этом энергия составляет 10.4272 МэВ.

Дополнительные подтверждения регистрируемого изменения изотопного состава никеля и лития в аналогичных экспериментах можно найти в [21].

Проанализируем теперь, исходя из тех же соображений, работу теплогенераторов НЭЯР типа И.С. Филимоненко, реализующих гидролиз тяжелой воды при использовании металлического катода, содержащего палладий. Определим изменение величины массы одного нейтрона, "отрывающегося" от дейтерия. Разница атомных масс дейтерия  ${}^2\text{H}$  и протия  ${}^1\text{H}$  составляет

$$m_n^0 = 2.14102 - 1.00782 = 1.00623 \text{ а.е.м.}$$

Разность атомных масс соседних изотопов палладия  ${}^{106}\text{Pd}$  и  ${}^{105}\text{Pd}$  составляет

$$m_n^k = 105.90348 - 104.9508 = 0.9984 \text{ а.е.м.}$$

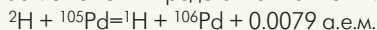
В данном случае величина "дефекта массы" на один нейтрон перехода равна

$$\Delta m = m_n^0 - m_n^k = 1.00623 - 0.9984 = 0.0079 \text{ а.е.м.}$$

и высвобождающаяся "энергия связи"

$$\Delta E = \Delta mc^2 = 0.0079 \cdot 931 = 7.355 \text{ МэВ.}$$

Суммарный процесс изменения масс участвующих ядер в этом случае может быть представлен также в виде



с выделением энергии в объеме 7.355 МэВ.

Легко заключить из таблицы атомных масс других стабильных изотопов палладия, что реакция "захвата" нейтрона с атомной массой  $< 1$  в этих случаях не реализуется (исключение составляет изотоп палладия  ${}^{103}\text{Pd}$ , имеющий период полураспада 17 суток).

Вышеизложенные два примера наглядно демонстрируют возможность объяснения эффекта тепловыделения в генераторах типа Филимоненко и Росси - Пархомова, рассматривая только изменение атомной массы нейтронов (или участвующих ядер). Освобождающиеся нейтроны с эффективной атомной массой  $> 1$  и захваченные нейтроны с эффективной атомной массой  $< 1$  в принципе объясняют процесс выделения тепла в традиционных терминах высвобождающейся энергии связи. При этом следует допустить возможность уменьшения массы у свободного нейтрона ("испарение" нейтрона) и построить соответствующую модель его структуры. Прежде, чем перейти к подробному "дифференциальному" анализу этого вопроса, изложим с тех же позиций "дефекта массы" возможность применения других составов топлив для теплогенераторов типа Росси - Пархомова.

### Рекомендации по возможным другим составам топлив

Приведем два примера возможной замены порошка никеля в теплогенераторах типа Росси - Пархомова. Анализируя атомные массы изотопов других элементов, можно сделать заключение о возможности применения вместо никеля, в частности, железа, а именно изотопов  ${}^{56}\text{Fe}$  с атомной массой 55,93493 и  ${}^{54}\text{Fe}$  с атомной массой 53,93961. Здесь легко получаем при применении того же лития величину "дефекта массы" на один нейтрон перехода

$$\Delta m = 1.001 - 0.9976 = 0.0037 \text{ а.е.м.}$$

Энергия связи и, следовательно, выделившаяся энергия должна получиться примерно на 20% выше, чем в случае лития и никеля у Росси - Пархомова.

Аналогично, при применении в паре с литием изотопов кремния  ${}^{30}\text{Si}$  с атомной массой 29,9737 и  ${}^{29}\text{Si}$  с атомной массой 28,9764 величина "дефекта массы" на один нейтрон перехода составит

$$\Delta m = 1.001 - 0.9973 = 0.0037 \text{ а.е.м.}$$

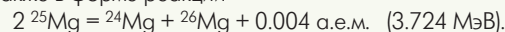
Величина выделяемой энергии примерно на 30% превысит величину в экспериментах Росси - Пархомова.

Приведем примеры возможной замены изотопов лития на изотопы бериллия и магния. Для  ${}^9\text{Be}$  и  ${}^8\text{Be}$  имеем атомные массы 9,012182 и 8,005305 соответственно. Здесь стабильный изотоп  ${}^9\text{Be}$  переходит в нестабильный изотоп  ${}^8\text{Be}$  с величиной массы освобождающегося нейтрона  $m_n^0 = 1,0069$ . Далее следует учитывать нестабильность изотопа  ${}^8\text{Be}$  и почти мгновенное его деление на два ядра  ${}^4\text{He}$ .

На наш взгляд наиболее перспективным "чистым" топливом (при справедливости используемой модели) будет магний, присутствующий на Земле в количестве примерно 2%. Магний имеет три подходящих стабильных изотопа  ${}^{24}\text{Mg}$ ,  ${}^{25}\text{Mg}$  и  ${}^{26}\text{Mg}$  с соответствующими атомными массами 23,98504; 24,98587 и 25,98259. Теоретически возможно выгорание изотопа  ${}^{25}\text{Mg}$  с образованием одновременно изотопов  ${}^{24}\text{Mg}$  и  ${}^{26}\text{Mg}$ . Рассчитываемый при этом "дефект массы" на один нейтрон

$$\Delta m = 1.0008 - 0.9968 = 0.0040 \text{ а.е.м.}$$

Изменение суммарной массы исходных и конечных продуктов запишем также в форме реакции



Процентный состав указанных изотопов магния на Земле известен и составляет соответственно примерно 79%, 10% и 11%. Таким образом, запас изотопа магния  ${}^{25}\text{Mg}$  на Земле (около 0,2%) делает его использование весьма перспективным топливом. Естественно, что последнее заключение и рекомендация магния в качестве наиболее подходящего топлива для теплогенераторов типа Росси - Пархомова требуют тщательного подтверждения путем испытаний, аналогичных [5-7]. Нами с целью подтверждения изложенного теоретического подхода и возможности изменения массы нейтрона выполнено специальное экспериментальное подтверждение закона Авогадро и существенной интенсификации теплообмена в условиях технического вакуума [22].

### Экспериментальное подтверждение закона Авогадро в условиях технического вакуума

Для дополнительного подтверждения справедливости соотношения (3) и основанного на нем теоретического подхода нами 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. Условия вакуума выбраны с желанием исключить влияние различных нежелательных для нас факторов (диссоциации, рекомбинации и др.).

В данном 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. Ниже также проанализированы возможные причины зарегистрированного характера изменения давления в сосуде с ростом температуры и последующим охлаждением сосуда до начального состояния. При охлаждении сосуда характер изменения давления повторяется.

Нами реализована следующая методология установления достоверности закона Авогадро в условиях низкого и среднего (технического) вакуума. Регистрируется изменение суммарного давления среды в герметичном предварительно тщательно вакуумированном металлическом сосуде при достаточно медленном его нагреве и дальнейшем охлаждении в широком диапазоне изменения температуры (от 290 К до 1530 К). При этом обеспечивается отсутствие нежелательных эффектов внутри сосуда (диссоциации, ионизации и др.). Тепловое излучение рассматривается в приближении совершенного газа [23,24]. Давление  $p$  внутри сосуда моделируется как сумма двух парциальных давлений - давления оставшейся воздушной среды  $p_g$  и давления теплового излучения  $p_f$ . При обеспечении равенства температур этих компонент можно записать для любого значения температуры смеси двух совершенных газов

$$p = p_g + p_f = (n_g + n_f) kT.$$

Вакуумирование сосуда выполнялось двухступенчатым вакуумным насосом VE225N до максимально низкого значения остаточного

го давления (менее 5 Па). Для замера величины давления использованы два типа датчиков: емкостной вакуумный датчик серии VCC200 для точного измерения абсолютного давления в диапазоне от 200 до 0.1 мбар (150-0.1 мм.рт.ст.) и вакуумный манометр Setra Systems (the Model 730, 0-10 torr, со стандартной точностью 0.5% измеряемой величины). В процессе нагрева аккуратно регистрировались давление и температура внутри сосуда.

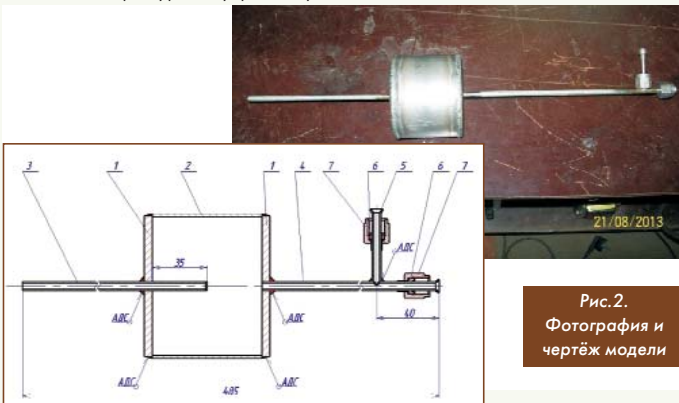


Рис.2. Фотография и чертёж модели

Исследуемая модель имеет форму цилиндра (рис.2). Боковая поверхность (элемент 2) изготовлена из материала ВЖ-98 толщиной 2мм, торцевые поверхности (элемент 1) - из ВЖ-98 толщиной 5мм. К торцевым поверхностям модели были сварены корпус воздушной термодары (элемент 3) и трубка отбора давления (элемент 4), совмещенная через тройник с трубкой для отбора воздуха (элемент 5). Отношение "холодного" и "горячего" объемов модели составляло 0.4%. В процессе проведения эксперимента измерялись температура наружной стенки модели в 5 точках (3 - на цилиндрической поверхности и по одной на каждом из торцов) и температура среды внутри модели.

На рис. 3, 4 представлены характерные результаты выполненного эксперимента и на рис.5 фотография раскаленной модели при 1530 К.

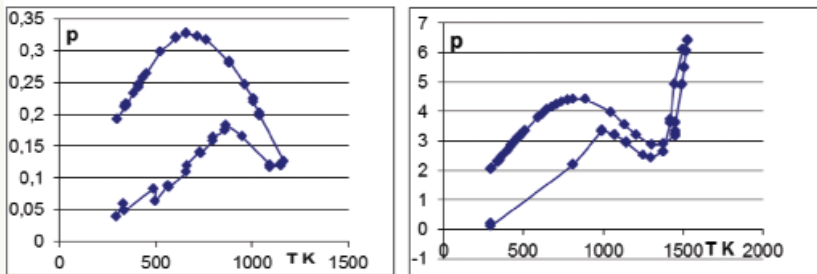


Рис.3. Изменение давления от температуры при  $p_0=0.03$  мбар и  $p_0=0.11$  мбар (манометр Setra 730)

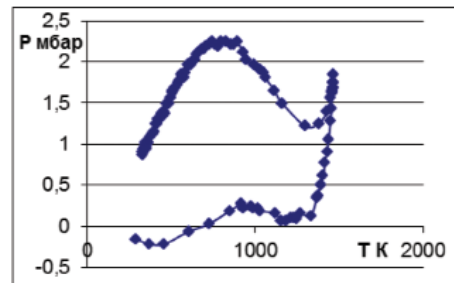


Рис.4. Изменение давления при  $p_0 \sim 0$  (датчик VCC200)

Следует прежде всего отметить наличие трех характерных участков изменения давления с ростом температуры. Первый участок в диапазоне температур от 290 К до ~ 700 К с хорошей точностью демонстрирует справедливость закона Авогадро. Затем следует участок с существенным уменьшением концентрации находящейся в сосуде среды в диапазоне нагрева от ~700К до 1300К. Третий характерный участок показывает интенсивное увеличение концентрации среды внутри сосуда (при  $T > 1300$ К). При охлаждении модели вновь регистрируется последовательное изменение давления и фактическое повторение картины изменения, которая фиксировалась при нагреве.

С помощью дополнительного вакуумирования нагретого сосуда мы рассчитывали свести влияние оставшейся обычной (барионной) газообразной материи до несущественных величин. При справедливости этого обстоятельства результаты экспериментов подтверждают выполнение закона Авогадро для теплового излучения в том же диапазоне температур (от 290 К до ~ 800 К). При дальнейшем нагреве находящейся в сосуде среды наблюдается интенсивное уменьшение концентрации среды, что может быть объяснено адсорбцией среды металлическими стенками сосуда. Явление адсорбции в случае

доминирования излучения имеет место и для фотонов теплового излучения. Заключительный третий из зарегистрированных диапазонов интенсивного роста концентрации может быть объяснен частичным "испарением" вещества с поверхности металлических стенок (в том числе испарением частиц теплового излучения с поверхности нейтронов). В этом случае мы имеем аналог эффекта повышенной теплогенерации Росси-Пархомова.

### Элементы дифференциальной модели НЭЯР

Для построения дифференциальной модели НЭЯР приведем более аккуратную оценку массы  $m_0$  носителя теплового излучения (2) с показателем адиабаты  $\kappa=4/3$  [25-29]

$$m = \kappa(kT/c^2) = 5.6 \cdot 10^{-40} \text{ кг} \sim 3 \cdot 10^{-4} \text{ эВ.}$$

Термогазодинамическая модель теплового излучения в форме газообразной сжимаемой среды имеет при этом легко 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 также традиционное уравнение состояния газообразной среды  $p = \rho RT$  или  $p = (\kappa - 1)\rho e$ , 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 [30] к реальной поляризации пространства. Анализ размерности 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), явления 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 [25-29] и составляет  $q = 10^{-28}$  Кл.

Элементарный заряд  $q = 10^{-28}$  Кл и диэлектри-

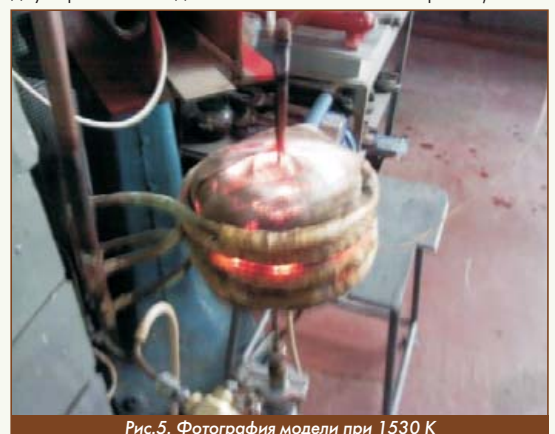


Рис.5. Фотография модели при 1530 К

ческая проницаемость вакуума  $\epsilon_0 = 8.854 \cdot 10^{-12} \text{ Кл}^2/(\text{Нм}^2)$  определяют характерный линейный размер - дебаевский радиус экранирования

$$D \approx \sqrt{\frac{\epsilon_0 k T}{n q^2}}$$

и характерную ленгмюровскую частоту

$$\omega \approx \sqrt{\frac{n q^2}{\epsilon_0 m}}$$

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

Принципиальным 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 [30]. В полном соответствии с подобной экспериментально подтвержденной поляризацией около электронного пространства находится излагаемая ниже математическая модель структуры электрона, 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 и протона в среде дипольных частиц при температуре  $T_0 = 2.73$  дает [29]

$$D_{\epsilon} \approx \sqrt{\frac{\epsilon_0 k T}{q^2 n_e}} = 0.5 \cdot 10^{-10} \text{ м.}$$

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 диполей, формирующих в силу своей структуры (классических электрических диполей) распределение электрического потенциала в поляризованном пространстве.

В рамках рассматриваемого приближения можно вывести конкретные уравнения, описывающие распределение потенциала и концентрации частиц в поляризованных пространствах электрона, позитрона, протона и нейтрона [27-29]. Уравнение электрического потенциала  $\phi$  для поляризованного пространства в безразмерной форме записывается в достаточно простом виде

$$D^2 \Delta \phi = 2sh\phi, \quad (5)$$

где потенциал  $\phi$  отнесен к своей характерной величине  $\phi_0 = T/e$ ,  $D^2 = T/4\pi n_0 e^2$  - дебаевский радиус,  $T$  - температура,  $e$  - величина электрического заряда,  $n_0$  - характерная концентрация частиц. Для концентрации зарядовой составляющей частиц в поляризованном пространстве имеем распределение Больцмана

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

В сферически симметричном случае с одной пространственной координатой приходим к соотношению

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

Приведем характерные решения последнего уравнения для поляризованного пространства электрона (рис.6). Принципиально важной особенностью представленного распределения является наличие потенциальной ямы и барьера на внешней границе поляризованного пространства с изломом распределения  $\phi(r)$ . 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).

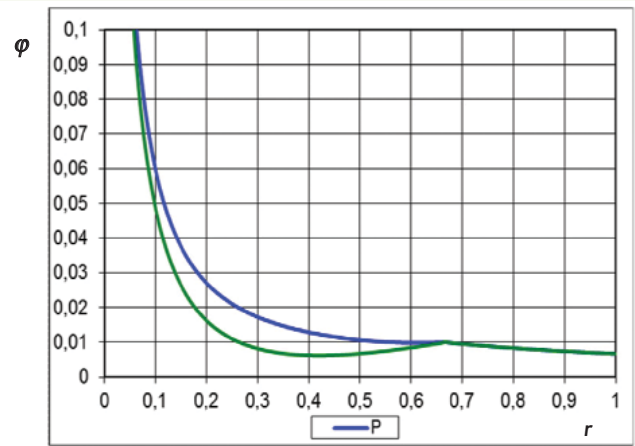


Рис.6. Распределение потенциала в поляризованном пространстве электрона

Рассмотрим теперь возможность построения на тех же принципах модели протона и антипротона. По аналогии с электроном полагаем, что весь положительный заряд протона сосредоточен в окрестности его центра. Это центральное ядро окружено шарообразной "каплей" поляризованных частиц 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 поляризованное шарообразное пространство в "газообразном" состоянии, аналогичное поляризованному пространству позитрона. Моделирование структуры двухслойного поляризованного пространства протона выполняется интегрированием уравнения (5) для электрического потенциала с использованием различных уравнений состояния (для жидкой и газообразной фазы). Примеры подобных решений по характеру повторяют решения, показанные на рис.6. И вновь принципиально важным здесь является наличие двух потенциальных ям и двух барьеров при  $r \approx 0.8 \cdot 10^{-15}$  м и  $r \approx 5 \cdot 10^{-11}$  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.).

В нашей модели нейтрон представляет собой ядро (жидкую часть протона) и захваченного им электрона, локализованного в окрестности границы и удерживаемого наведенным положительным зарядом. В итоге нами смоделирована капельная модель нейтрона, имеющая возможность испаряться. Приведем известную величину "дефекта массы" нейтрона

$$\Delta m = m_n - m_p - m_e = 0,00029 \text{ а.е.м.} = 0,27 \text{ МэВ.}$$

Частичное "испарение" нейтрона перехода объясняет физику тепловыделения в генераторах типа Филимоненко - Росси - Пархомова.

### Законы сохранения дифференциальной модели НЭЯР

Для рассматриваемой нами дифференциальной модели НЭЯР систему законов сохранения массы, импульса и энергии получим, следуя работам [25-29]. Подобно распространенной двухжидкостной модели плазмы мы при этом получаем мощный математический аппарат для дальнейших исследований процессов НЭЯР. При реализации этих идей будем исходить первоначально из интегральных законов сохранения массы, импульса и энергии для двухкомпонентной среды газа и теплового излучения, моделируя его также в приближении газообразной среды [31,32] (индексы соответственно g и f). Для движущегося объема  $\omega(t)$  с границей  $\gamma(t)$  имеем

$$\frac{d}{dt} \iiint_{\omega(t)} \rho_k d\omega = \iiint_{\omega(t)} q_k d\omega$$

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

$$\frac{d}{dt} \iiint_{\omega(t)} \rho_k (1/2 q^2 + \epsilon_k) d\omega = - \iiint_{\chi(t)} \rho_k \vec{u} \cdot \nabla d\gamma + \iint K_k g \text{rad } T_k \cdot \vec{n} d\gamma + \iiint_{\omega(t)} L_k d\omega$$

Здесь  $q^2$  - квадрат модуля вектора скорости  $\vec{u}$ . 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 источник 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 рассматриваемом нами предположении одинаковой скорости обоих рассматриваемых компонентов  $\vec{u}$ , складывая друг с другом соответственно уравнения массы, импульса и энергии, получаем объемные законы сохранения

$$\frac{d}{dt} \iiint_{\omega(t)} \rho d\omega = \iiint_{\omega(t)} q_k d\omega \quad (6)$$

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

$$\frac{d}{dt} \iiint_{\omega(t)} \rho (1/2 q^2 + \epsilon) d\omega = - \iiint_{\chi(t)} \rho \vec{u} \cdot \nabla d\gamma + \iint W d\gamma + \iiint Q d\omega$$

В (6) введены обозначения

$$\rho = \rho_g + \rho_f, \quad p = p_g + p_f, \quad \epsilon = \rho_g / \rho \cdot \epsilon_g + \rho_f / \rho \cdot \epsilon_f, \\ W = K_g \text{grad } T_g + K_f \text{grad } T_f, \quad Q = Q_g + Q_k$$

При сложении слагаемые, описывающие внутренний энергообмен между компонентами, взаимно уничтожились (из-за единичности коэффициента энергообмена  $C_{gf}$ ).

Система интегральных законов сохранения (6) замыкается уравнениями состояния среды, имеющими вид,

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

Представленные покомпонентные и суммарные (6) 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 (6). Укажем здесь, прежде всего, явление сонолюминесценции, наблюдающееся при схлопывании пузырьков газа в жидкости [33]. 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 [34]. Хорошо известны процессы излучения на фронтах достаточно сильных ударных волн [35,36]. Таким образом, система (6) предоставляет нам для исследований процессов НЭЯР мощный хорошо разработанный аппарат механики жидкости, газа и плазмы.

### Перспективы теплоэнергетики с позиций НЭЯР

Рассмотрим теперь мотивацию применения НЭЯР как наиболее перспективной концепции для использования в народном хозяйстве, которая обеспечивает новые и существенно более высокие возможности в теплоэнергетике и на транспорте. Система НЭЯР требует сравнительно низких температур и энергий для инициирования реакций. Сегодня отсутствует общепризнанная физическая теория, описывающая НЭЯР, однако наша цель состоит в построении экспериментально обоснованной теории и широко ее практическом применении [14,37]. К тому же потенциальные преимущества НЭЯР сле-

дует сравнить с другими альтернативными источниками энергии.

Низкоэнергетические ядерные реакции теоретически до восьми миллионов раз превосходят энергетическую плотность химических источников. НЭЯР обладают наивысшей удельной энергией, составляющей около 51000000 Втч/кг (в сравнении с другими источниками). Эта консервативная оценка следует из недавних тестов НЭЯР реактора в марте 2013 года [13]. Из диаграммы на рис.7 видно, что НЭЯР имеет огромный потенциал как источник энергии. Теплоэнергетическая установка на основе НЭЯР будет потреблять очень небольшое количество топлива. Химикаты в воздух во время работы не попадают, поэтому отсутствует химическая эмиссия. Излучение нейтронов или гамма радиация от экспериментальных реакторов не превышает естественный уровень. В связи с чем специальной защиты от радиации не требуется.



Рис.7. Сравнительная диаграмма различных источников энергии

Среди самых значительных мотиваций применения НЭЯР укажем постоянно растущий спрос на генерирование чистой энергии для удовлетворения потребностей промышленности и теплового обеспечения жизнедеятельности. В частности, по опубликованным прогнозам ("World Energy Outlook", рис.8), мировая потребность только в электроэнергии к 2030 году более чем в два раза превысит современный уровень и достигнет 30116 млрд. кВтч.

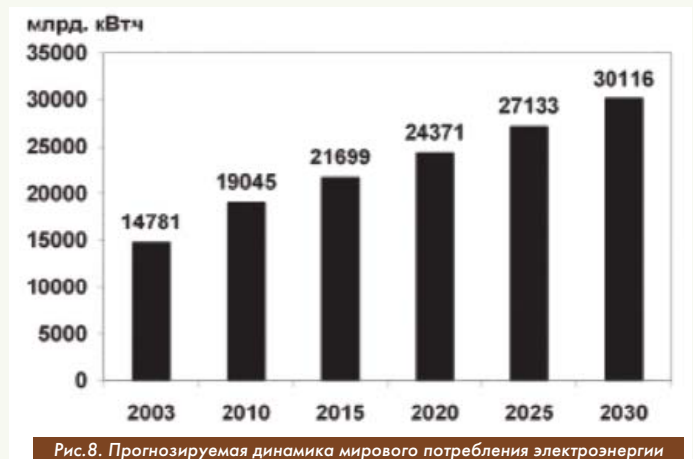


Рис.8. Прогнозируемая динамика мирового потребления электроэнергии

Система НЭЯР имеет потенциал изменить стоимость энергии в будущем, причём это будет революционное изменение. Как принципиально другой вид энергии по сравнению с текущими источниками он может дать огромный экономический эффект. Этот новый источник энергии стимулирует переоценку многих старых прогнозов. Рис. 9 показывает прогноз цен на сырую нефть Информационного агентства энергетики США с 1980 по 2040 год. Представлена средняя годовая стоимость сырой нефти марки Brent (USD за баррель) в 1980-2040 гг. трёх случаях (прогноз 2011) и факт 2015 г. с прогнозом, учитывающим потенциальные возможности НЭЯР.

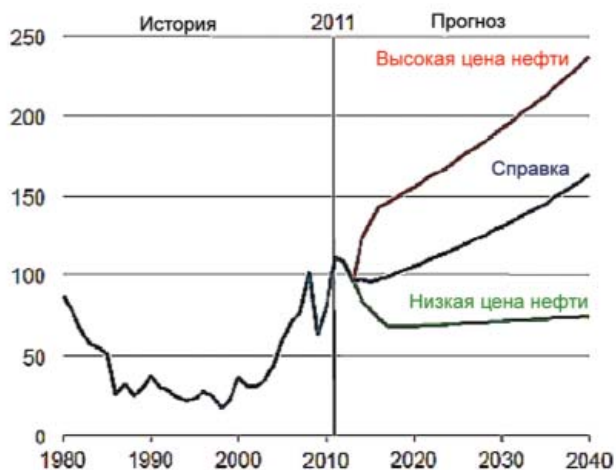


Рис.9. Средняя годовая стоимость сырой нефти марки Brent (USD за баррель) в 1980-2040 гг. в трёх случаях (прогноз 2011) и факт 2015 г. с прогнозом, учитывающим потенциальные возможности НЭЯР

Первичными источниками тепловой энергии в основном были и остаются органические топлива (уголь, природный газ, нефть, горючие сланцы или мазут - остаток, образующийся в результате отгонки из нефти бензина, керосина и других легких фракций). В традиционных ПГУ органическое топливо подается в топку парового котла и там сжигается. Вода нагревается и испаряется, образуется насыщенный пар, поступающий в пароперегреватель. В традиционных ПТД и ПТУ процесс сгорания реализуется в специальных камерах сгорания путем сжигания керосина или газообразного топлива. На наш взгляд замена процесса горения органического топлива процессами подвода тепла на основе НЭЯР представляется вполне реализуемой (как для замкнутых, так и для проточных зон горения). Еще более простой при технической реализации может оказаться аналогичная замена источников тепла на АЭС. При решении проблемы создания достаточно надежных реакторов НЭЯР разработка на их основе работоспособных теплоэнергетических станций будет представлять собой, в основном, инженерно-техническую задачу. Изготовителям НЭЯР реакторов потребуются рассмотреть много проблем на пути продвижения к коммерциализации. В частности, проблемой НЭЯР является преодоление термального выброса, происходящего, когда температура реактора достигает критической точки, при которой начинает играть роль термостойкость. Тепловой разогрев приводит к плавлению материалов реактора. Данная проблема в то же время успешно решается путем разработки надежных систем регулирования.

Реакторы НЭЯР работают на ничтожных количествах топлива в течение длительного времени, что обуславливает требования в малых запасах топлива и дает возможность реализации транспортных миссий с практически постоянным весом. Весьма перспективным представляется применение НЭЯР в различных транспортных системах непосредственно как источников тепла в двигателях.

Системы НЭЯР будет иметь широкое военное применение. Военные в настоящее время тратят много средств на топливо, от которого при применении НЭЯР можно будет отказаться. Энергетическая независимость станет сильной стороной будущего, а вооруженные силы смогут инвестировать сэкономленные на энергии в разработку новых возможностей (например, таких как сверхдлинные продолжительные миссии).

Использование НЭЯР окажет также заметное экологическое влияние. НЭЯР не сжигает ископаемого топлива, тем самым снижая любые эмиссии. Реактор НЭЯР может работать на количестве реагентов порядка граммов от многих месяцев до лет, если сравнивать с ПТД, требующем десятки тонн топлива для работы в течение нескольких часов. Важность уменьшения вредных выбросов и расхода топлива очевидна исходя из технологических целей транспортных систем.

Россия относится к странам с высоким уровнем централизации теплоснабжения, что было обусловлено технической политикой Советского Союза. Энергетическое, экологическое и техническое пре-

имущество централизованного теплоснабжения над автономным в условиях монополии государственной собственности считалось априорным. В то же время сегодня практически все регионы в большей или меньшей степени испытывают на себе дефицит топливно-энергетических ресурсов. Автономное и индивидуальное теплоснабжение отдельных домов выведено за рамки государственной энергетики и развивается по остаточному принципу. Реализация НЭЯР и создание на их основе соответствующих теплоэлектрогенераторов кардинально решит проблему индивидуального теплоснабжения отдельных домов, поселков и отдаленных регионов.

Развитие теплоэнергетики всегда играло одну из ведущих ролей в процессах становления народного хозяйства во многих странах мира. Россия не должна упустить шанс стратегического прорыва в обеспечении своей теплоэнергетической безопасности. **И**

Литература

1. Fleischmann M., Pons S. Electrochemically Induced Nuclear Fusion of Deuterium // Journal of Electroanalytical Chemistry. 1989. Vol. 261, Issue 2, Part 1, pp. 301-308.
2. Zawodny J.M. Low Energy Nuclear Reactions: Is there a better way to do nuclear power? // NASA Glenn Research Center LENR Workshop, Sep. 2011.
3. Widom A., Larsen L. Ultra low momentum neutron catalyzed nuclear reactions on metallic hydride surfaces // European Physical Journal C - Particles and Fields. 2006. Vol. 46. No. 1. P. 107-111.
4. Пархомов А.Г. Холодная трансмутация ядер: странные результаты и попытки их объяснения // ЖФНН. 2013. № 1(1). С. 71-77.
5. Focardi S., Rossi A. A new energy source from nuclear fusion // J. of Nuclear Physics. 2010. 28 Feb.
6. Cook N. D., Rossi A. On the Nuclear Mechanisms Underlying the Heat Production by the "E-Cat" // Journal of Nuclear Physics. 2015. 04 Apr.
7. Пархомов А.Г. Исследование аналога высокотемпературного теплогенератора Росси // ЖФНН, 2015. 7 (3). С. 68-72.
8. Levi G., E. Foschi, B. Heoistad, R.Pettersson, L.Tegnuer, H.Essuen. Observation of abundant heatproduction from a reactor device and of isotopic changes in the fuel // <http://www.sifferkoll.se/sifferkoll/wpcontent/uploads/2014/10/LuganoReportSubmit.pdf>.
9. Пархомов А.Г. Отчет международной комиссии об испытании высокотемпературного теплогенератора Росси // ЖФНН. 2014. 6 (2): 57-63.
10. Василенко Д. Эксперимент с аналогом реактора Пархомова. Май, 2015. <https://docs.google.com/spreadsheets/d/15ODbN9Oq6Pjyp9A61hdX0-fBJXBBKmk7Ei06PzTc-Q/edit#gid=1389964837>.
11. Исследование режимов работы теплогенератора Ni-H. [https://docs.google.com/document/d/1BbE6V6HKHC3NOOSJml9QEgP3H5EXcuGDPNn5Oc787RQ/edit?hc\\_location=ufi](https://docs.google.com/document/d/1BbE6V6HKHC3NOOSJml9QEgP3H5EXcuGDPNn5Oc787RQ/edit?hc_location=ufi)
12. Songsheng Jiang. New result of anomalous heat production in hydrogen-loaded metals at high temperature // May, 2015. Ni-H Research Group. China Institute of Atomic Energy, Beijing, China.
13. Wells D.P., Mavris D.N. Application of LENR to Synergistic Mission Capabilities // AIAAPaper 2014-3009. 12 p.
14. Иванов М.Я., Кокорев В.П. Элементы теории низкоэнергетических ядерных реакций LENR с анализом возможностей их применения к перспективным силовым установкам летательных аппаратов // Двигатель. № 3, 2015, с. 8-16.
15. Андреев С.Н. Запретные превращения элементов // Химия и жизнь. 2015. № 8, С. 27-30.
16. Regener E. Der Energiestrom der Ultrastrahlung, Zeitschrift für Physik, V.I. 80, p. 666-669.(1933): E. Regener. The energy flux of cosmic rays, Apeiron.Vol. 2, pp. 85-86 (1995).
17. Assis A.K., Neves M. C. History of the 2.7 K temperature prior to Penzias and Wilson, Apeiron, Vol. 2, pp. 79-84 (1995).
18. Шмаонов Т. А. Методика абсолютных измерений эффективной температуры радиоизлучения с низкой эквивалентной темпера-

турой // Приборы и техника эксперимента. 1957. №1 С.83-86.

19. A.A. Penzias, R.W. Wilson, A Measurement of excess antenna temperature at 4,080 m/s, Astrophys. J. 142 (1965) p. 419-421.

20. Ламб Г. Гидродинамика // М: ОГИЗ, 1947. -929 с.

21. M. Little. The Martin Fleischmann Memorial Project. The Earth Tech report:

<https://drive.google.com/file/d/0Bz7ITfakED9WQWVIV2d0T0I1bUE/view>.

22. M.Ja. Ivanov, V.K. Mamaev, I.V. Tsvetkov, G.B. Zhestkov. Experimental Confirmation of Avogadro's Law for Thermal Radiation.. J. of ADVANCES IN PHYSICS, Vol.7, No.2, p.1386-1392.

23. Бай-ши-и. Динамика излучающего газа. М.: Мир, 1968, 323с.

24. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.Л. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., Наука, 1966, 686 с.

25. Иванов М.Я. Термодинамически согласованные законы сохранения в модели излучающего теплопроводного газа // ЖВММФ, 2011, т. 51, №1, с. 142-151.

26. Ivanov M.Ja., Zhestkov G.B. Dimensional Analysis, Thermodynamics and Conservation Laws in a Problem of Radiation Processes Simulation // J. of Math. Res., 2012; 4 (2) 10-19.

27. Ivanov M.Ja., Mamaev V.K. Hidden mass boson. Journal Modern Physics 2012; 3, No.8,

28. Ivanov M.Ja. Classic Dark Matter Theory with Experimental Confirmations, Exact Solutions and Practical Applications. Cosmology. Proceedings of the 47-th Rencontres de Moriond, 10 - 17 March, 2012, La Thuile, Aosta valley, Italy.

29. Ivanov M.Ja. Space Energy. In "Energy Conservation". InTech, 2012, pp. 1-54. DOI: 10-5772/52493.

30. Okun L.B. Physics of elementary particles M.: URSS, 2008.

31. Забродин А.В., Прокопов Г.П. Методика численного моделирования нестационарных течений теплопроводного газа // ВАНТ, 1998, вып. 3, стр. 3-16.

32. Методика численного моделирования двумерных нестационарных течений теплопроводного газа в трехтемпературном приближении в областях сложной формы с подвижными частицами (НЗТ). М.: ИПМатем РАН, 2008.

33. Маргулис М.А. Сонолюминесценция. УФН, 2000, т. 170, №3, с.263-287.

34. 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.

35. Зельдович Я.Б., А.П. Генич, Г.Б. Манелис. ДАН, 1979, т.248, №2, с.349-351.

36. Фортов А.В. Дракон, А.В. Ерёмин, С.В. Куликов. ДАН, 2010, т.432, №3, с.326-328.

37. M.Ja. Ivanov, V.K. Mamaev. Heat Creation Process Modeling in the Filimonenko-Rossi-Parhomov Generators // 14th International Workshop on Magneto -Plasma-Aerodynamics. 2015. JIHT RAS, Moscow, Russia.

Связь с автором: [ivanov@ciam.ru](mailto:ivanov@ciam.ru)



# 12-й МОСКОВСКИЙ МЕЖДУНАРОДНЫЙ ИННОВАЦИОННЫЙ ФОРУМ ТОЧНЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ – ОСНОВА КАЧЕСТВА И БЕЗОПАСНОСТИ

проводится в соответствии с распоряжением Правительства Российской Федерации от 5 апреля 2014 г. № 541-р

17-19 мая '2016

Москва Павильон  
ВДНХ №69

СПЕЦИАЛИЗИРОВАННЫЕ  
ВЫСТАВКИ

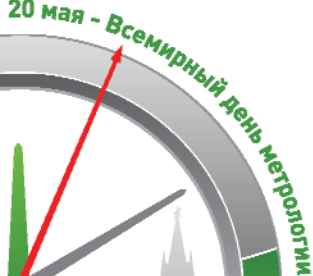
MetrolExpo

Control&Diagnostic

ResMetering

LabTest

PromAutomatic



ПЕРВЫЙ ВСЕРОССИЙСКИЙ СЪЕЗД  
МЕТРОЛОГОВ И ПРИБОРОСТРОИТЕЛЕЙ

## ДИРЕКЦИЯ ФОРУМА

129223, Москва, а/я 35. ул. Искры, д. 31

Тел./Факс: +7 (495) 937-40-23 (многоканальный)

E-mail: [metrol@expoprom.ru](mailto:metrol@expoprom.ru) • [www.metrol.expoprom.ru](http://www.metrol.expoprom.ru)

### ОРГАНИЗАТОР

Министерство промышленности и торговли Российской Федерации (Минпромторг России) и Федеральное агентство по техническому регулированию и метрологии (Росстандарт)

### СОДЕЙСТВИЕ

Правительство Российской Федерации  
Торгово-промышленная палата Российской Федерации

### МЕЖДУНАРОДНЫЕ ПАРТНЕРЫ

The International Bureau of Weight and Measures (BIPM)  
International Organization of Legal Metrology (OIML)  
Euro-Asian Cooperation of National Metrology Institutions (COOMET)

### С ЭКСПОЗИЦИОННЫМ УЧАСТИЕМ

Минпромторг России, Росстандарт, Ростехнадзор, МВД России, ГК «Росатом»,  
ГК «Ростехнологии», ОАО «Роснано», ОАО «РЖД», АО «КРЭТ»

### КОНКУРСНАЯ КОМИССИЯ

ФБУ «Ростест-Москва»



### УСТРОИТЕЛЬ И ВЫСТАВОЧНЫЙ ОПЕРАТОР

Компания «Вестстрой Экспо»

### ПРОГРАММА ФОРУМА

- 12-я выставка средств измерений и метрологического обеспечения «METROLEXPO-2016»
- 5-я выставка промышленного оборудования и приборов для технической диагностики и экспертизы «CONTROL&DIAGNOSTIC-2016»
- 5-я выставка технологического и коммерческого учета энергоресурсов «RESMETERING-2016»
- 4-я выставка аналитических приборов и лабораторного оборудования промышленного и научного назначения «LABTEST-2016»
- 4-я выставка программного обеспечения и оборудования для промышленной автоматизации «PROMAUTOMATIC-2016»
- Первый Всероссийский Съезд метрологов и приборостроителей
- Всероссийская выставочно-конкурсная программа «ЗА ЕДИНСТВО ИЗМЕРЕНИЙ»

Стратегический партнер форума

Генеральный партнер форума

Генеральные информационные партнеры

