



ИПМ им.М.В.Келдыша РАН

К 95-летию С.П.Курдюмова

К 95-летию
со дня рождения
С.П. Курдюмова



Горизонты
математического моделирования
и теория самоорганизации

Н.В. Змитренко

**Лазерный термоядерный синтез:
от начала до конца**

Рекомендуемая форма библиографической ссылки

Змитренко Н.В. Лазерный термоядерный синтез: от начала до конца // Горизонты математического моделирования и теория самоорганизации. К 95-летию со дня рождения С.П. Курдюмова. — М.: ИПМ им. М.В.Келдыша, 2024. — С. 48-60.

<https://doi.org/10.20948/k95-2>

<https://keldysh.ru/e-biblio/k95/2.pdf>

Лазерный термоядерный синтез: От начала до конца

Н.В. Змитренко

Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН

Аннотация. В работе дан обзор основополагающих работ по теоретическому и расчетному изучению проблем лазерного термоядерного синтеза, включая последние достижения.

Ключевые слова: лазерный синтез, математическое моделирование

Laser fusion: From the beginning up to the end

N.V. Zmitrenko

RAS Keldysh Institute of Applied Mathematics

Abstract. There is availed a review of the old principled and the contemporary investigations of laser fusion problems.

Keywords: laser fusion, mathematical modelling

Сегодня, спустя чуть более 50-ти лет со времени формулировки основных физических принципов осуществления управляемой термоядерной реакции на основе воздействия на вещество мощных потоков лазерного излучения, достижения в этой области физических исследований, безусловно, впечатляют. В начале пути (середина 1960-х гг.), когда энергия возможных для осуществления нагрева вещества лазеров едва ли могла бы достигать величин порядка килоджоуля, уже были сформулированы перспективные направления осуществления термоядерной реакции на этой основе.

Уже тогда были обозначены два направления – прямой и непрямой подход к достижению поставленной цели – получению энергетического выигрыша, получения энергии, произведенной в ядерных реакциях элементов начала таблицы Менделеева (H, D, T, He etc), превосходящей энергию, затраченную на создание таких условий синтеза [1]. Здесь под прямым подходом подразумевается непосредственное воздействие излучения лазера на термоядерную сборку (т.н. лазерную мишень), а под «непрямым»

– перевод сначала лазерного излучения (когерентного, низкоэнтропийного, с длиной волны порядка одного или долей микрона) в энергию теплового излучения с температурой порядка 250-300 эВ, и, соответственно, с длиной волны порядка 0,004 микрона, или 40 ангстрем.

У непрямого подхода есть очевидные преимущества, заключающиеся в том, что взаимодействие лазерного излучения с веществом лазерной термоядерной мишени тем эффективнее, чем короче длина волны излучения. Но главное – тепловое излучение изотропно, оно равномерно окружает термоядерную мишень, не производит каких-либо неоднородностей, связанных с поглощением энергии, так что воздействие лазера на мишень оказывается симметричным.

В прямом же подходе воздействие лазера на мишень состоит в облучении сферической мишени заведомо неоднородным по пространству распределением лазерных лучей, что приводит к образованию «пятен» поглощения лазерной энергии и неравномерному по сфере ускорению отдельных частей мишени. Как оказалось, проблема сжатия сферической мишени лазерного термоядерного синтеза (ЛТС) является ключевой для получения энергетически выгодной конструкции мишени. В данной работе достаточно четко сформулировано начало [2].

Важнейшей и принципиальнейшей стороной подхода к решению проблемы «срабатывания» мишени лазерного термоядерного синтеза является ее эффективность, т.е. «отдача» в виде произведенных термоядерных реакций по отношению к вкладываемой (тем или иным, прямым или непрямым способом) энергии. В этом плане, в плане энергетических затрат и получения такого сорта конфигурации мишени в момент времени, когда в ней рождаются термоядерные реакции, наиболее приемлемой для целей ЛТС, возможно, единственно приемлемой, явилась разработанная у нас оболочечная мишень [3].

А что же имеется в виду под концом? Наверно, то, что в наше время по пути непрямого воздействия уже удалось получить энергетический выход из мишени, примерно в 1,5 раза превосходящий энергию лазера, затраченную на создание условий в мишени, способный произвести достаточное ($1,12 \cdot 10^{18}$) количество реакций синтеза (D+T). Этот результат был получен в Ливерморской лаборатории (установка NIF – National Ignition Facility), Калифорния, США [4,5].

Но можно ли считать этот, безусловно, принципиальный результат окончательным? Разумеется, нет. Если рассматривать (что всегда подразумевается) лазерный термоядерный синтез как основу энергетики [1], то необходимо обеспечить «коэффициент усиления» не в 1,5, а в 1000, или в несколько сотен раз, чтобы замкнуть энергетический цикл. Эти вопросы неоднократно обсуждались ранее, однако в данной работе хотелось бы сосредоточиться на некоторых принципиальных, не только и не столько для

энергетических приложений, вопросах работоспособности лазерных термоядерных мишеней.

Серьезнейшим (ключевым) вопросом здесь является устойчивость схождения оболочек мишени к центру, где и реализуются условия для начала и развития термоядерного горения. Таким образом, возникает необходимость исследовать эти неоднородности, неустойчивости и их влияние на конечный результат сжатия оболочечной мишени.

Что здесь можно отметить? В плане исследований термоядерных лазерных мишеней, приведших, в конце концов, к позитивному результату, роль Сергея Павловича Курдюмова неопределима. Его «кураторство» распространялось на все аспекты изучения динамики лазерных мишеней, включая теорию поглощения лазерного излучения в оболочках мишени и на исследование гидродинамических неустойчивостей, неизбежно сопровождающих процессы сжатия мишени. В ИПМ Сергей Павлович был, если так можно выразиться, «застрельщиком» новых, перспективных исследований, их создания и развития, ему были, безусловно, видны перспективы всех этих направлений и пути их осуществления. Моя скромная работа – лишь дань тому вкладу в науку, который совершил Сергей Павлович. Дальнейший текст статьи посвящен ключевой проблеме в мишенях ЛТС – гидродинамическим неустойчивостям и их влиянию на сжатие мишени.

Проблема имплозии, т.е. схождения к центру симметрии тонких (отношение толщины к радиусу не более 10%, как правило) оболочек конденсированного вещества под действием различного рода внешнего ускоряющего эти оболочки давления, занимает одно из первых мест среди общих, фундаментальных вопросов гидродинамики. В первую очередь, следует определить и оценить роль развития гидродинамических неустойчивостей, неизбежно возникающих при ускорении ряда слоев различной плотности к центру сферической мишени, определить влияние гидродинамических неустойчивостей, их развитого, турбулентного состояния на финальные параметры схождения оболочек (сжатие, энергия).

Такая задача являлась уже и ранее классической и была экспериментально и теоретически изучена в середине 1950-х гг. прошлого века в связи с разработкой систем, имеющих своим назначением преобразование гидродинамической энергии кумуляции в энергосодержащие делющиеся (fission) и термоядерных (fusion) компонент рассматриваемого устройства. Любые материальные системы, реализованные в виде сферических оболочек, или каким-либо другим способом, ускоряемые внешним образом, сопровождаются неизбежно возникающими (по крайней мере, содержащимися в начальных условиях) и развивающимися в ходе схлопывания гидродинамическими возмущениями, размеры которых и их амплитуды (т.е., величины отклонения от симметрии) определяют дальнейшее развитие процесса схождения оболочек к центру. В дальнейшем судьба длинноволновых и коротковолновых возмущений сферической, симметричной вна-

чале, мишени определяется состоянием среды, в которой развивается возмущение.

В жидкостях и газах при достаточно произвольных начальных данных развитие течения оказывается дополненным многими масштабами, казалось бы, не содержащимися в начальных условиях. И в самом деле, в натурном или численном эксперименте реальные воспроизведения начального состояния жидкости или газа неизбежно содержат множество мелко-масштабных возмущений. Такая, в принципе неустранимая ситуация, всегда приводит к возникновению вихревых, крупно- и мелко-масштабных движений жидкости, что связано с наличием в ней, вообще говоря, бесконечного числа степеней свободы. В большинстве случаев подобные ситуации называют развитием турбулентности.

В общем случае причин возникновения турбулентности множество. В частности, и это представляет собой значительную область исследований, включающую как теоретические изыскания, так и весьма развитые исследования с помощью созданных (и успешно применяемых) численных алгоритмов, и эта область исследований относится к проблемам аэродинамики, где нестационарность взаимодействия потока газа с негладкими профилями приводит к широкому спектру задач изучения возникновения хаотических режимов обтекания и их влияния на аэродинамические характеристики летательных аппаратов.

С другой стороны, нас интересует совершенно другой класс задач, связанный с возникновением перемешивания при сжатии (которое мыслилось бы симметричным, одномерным) сферических оболочек. В данном случае к возникновению турбулентности приводит развитие неустойчивостей Рихтмайера–Мешкова (при прохождении ударной волны через контактную границу двух сред, двух оболочек) или Релея–Тейлора, при плавном ускорении оболочек. Существенной особенностью развития турбулентности и перемешивания в этом случае является небольшой (по сравнению с характерным значением инкремента неустойчивости) период развития неустойчивостей – «фактор роста», $\gamma t < 20 \div 40$. Здесь γ – инкремент развития неустойчивости, зависящий от характерного масштаба возмущения, λ , именно, $\gamma \sim \lambda^{-1/2}$.

Что значит, в этом случае, «турбулентность»? В первую очередь, это, конечно, зависимость удельной энергии от волнового вектора неустойчивости в виде $E \sim \lambda^{5/3}$. Следует отметить, что во многих реальных ситуациях достижение этого случая развитой турбулентности не реализуется. В частности, в мишенях термоядерного синтеза, в численных и экспериментальных их исследованиях, такой ситуации не наблюдается.

Для описания физической ситуации в мишенях термоядерного инерционного синтеза, характерных для современных лазерных установок ($E_L \sim 1$ МДж), при их «схлопывании» не требуется детального анализа турбулентности и перемешивания, в плане отслеживания развития мелко-мас-

штабных возмущений. Ясно, что они в таких мишенях дадут тонкий (сравнительно) слой перемешивания, «отнимут» от способного к горению термоядерного топлива 20-30 % массы, но не исключают самого факта инициирования и зажигания термоядерной реакции в центре мишени. С другой стороны, длинноволновые возмущения, не достигая еще развитой стадии турбулентности ($\gamma t < 20$), тем менее, оказывают радикальное влияние на зажигание мишени, т.к. развивающиеся, растущие, увеличивающие свою амплитуду струи холодного вещества могут полностью, достигнув центра мишени, «погасить» «искру» и, тем самым, исключить саму возможность зажигания мишени.

Роль именно таких длинноволновых возмущений в «разрушении» симметричного схождения отражена в публикации [6], посвященной 65-летию образования ВНИИЭФ, в которой Радий Иванович Илькаев замечает, что «...следует отметить, что «слоеный» термоядерный заряд рассматривался в 1946-47 гг. Э. Теллером в США. Однако такой заряд (*аналог слоики Сахарова*) никогда в США не был создан. Одним из факторов, повлиявших на это, были ограниченные там возможности масштабирования энерговыделения, другим является фундаментальный фактор – возможное (будет или нет?) развитие неустойчивостей при имплозии слоеной системы на начальной стадии ее горения. В нашей разработке придавалось большое значение вопросам обеспечения прецизионности газодинамической имплозии, и эксперимент подтвердил отсутствие значимого влияния газодинамических неустойчивостей на термоядерное горение. Проблема масштабирования энерговыделения была решена на пути радиационной имплозии... Этот принцип был реализован 22 ноября 1955 г. в испытании РДС-37. Существенно, что влияние гидродинамических неустойчивостей на термоядерное горение *не проявилось* и при переходе к этому новому виду имплозии...». Какой вывод можно было бы сделать из этого опыта разработки ядерных зарядов в середине прошлого века? Мелкомасштабные возмущения (а «шероховатость» изготовления оболочек, безусловно, присутствует) не оказывают заметного влияния на процесс срабатывания системы, поскольку слой перемешивания не исключает горения основной массы топлива. Крупномасштабные возмущения, – представляющие собой основную опасность, – могут регулироваться специально созданной конструкцией системы, и, как оказалось, не развиваются до стадии решающего их вклада в процесс зажигания внутренней части мишени.

Этот принцип, – анализ только крупномасштабных возмущений, развитие которых близко к линейной стадии, – и положен в основу анализа расчетных и теоретических работ по проблеме имплозии термоядерных мишеней в настоящей работе.

Каковы же могут быть общие представления о турбулентности, и в чем состоит специфика развития турбулентности и перемешивания в сферических мишенях инерционного термоядерного синтеза? Возникает ли

перемешивание оболочек в типичных мишенях инерционного термоядерного синтеза? Каковы оценки времени развития такого перемешивания, каково влияние этих процессов на сжатие и термоядерное горение в мишенях инерционного термоядерного синтеза? Теоретический или численный анализ имплозии термоядерной мишени подразумевает определение и объяснение возникающих размеров и характерных времен развития неустойчивости, характеризующих схождение оболочек, их сжатие, а также описание появления «горячего пятна» в центре мишени.

Нетрудно определить характерные времена сжатия и соответствующие размеры мишени, и, отсюда, характерные значения ускорения (g – параметр, характеризующий развитие неустойчивости, характерный инкремент равен корню квадратному из произведения $gAk = \gamma^2$, где A – число Атвуда ($A = (\rho_2 - \rho_1) / (\rho_2 + \rho_1)$ – где ρ_2 – плотность «тяжелой» жидкости, – (несжимаемой в этом здесь рассмотрении!), – а ρ_1 – плотность «легкой» жидкости, $\rho_2 > \rho_1$, здесь отношение плотностей соответствует отношению плотностей оболочек), величина $k = 2\pi/\lambda$, где λ – характерная длина волны, определяемая по начальному возмущению. Если начальное возмущение нельзя характеризовать лишь одной длиной волны, следует рассматривать спектр длин волн начального возмущения. Развитая турбулентность наступает тогда, когда зависимость роста зоны перемешивания от времени становится пропорциональной квадрату времени, $L \sim Agt^2$ и не зависит от начальных условий, представляющих собой реальные воплощения конструкции мишени. Такая ситуация возникает тогда, когда параметр $\Gamma = \gamma t$ превышает, по крайней мере, 20. Инкремент $\gamma^2 = kgA$ здесь определяется по характерной длине волны λ , $k = 2\pi/\lambda$. В реальных ситуациях, безусловно, имеет место не одна длина волны возмущения, а спектр длин волн начального возмущения. Анализ развития гидродинамической неустойчивости в этом случае также возможен, как и для случая одной длины волны возмущения [7,8].

Что в этом плане можно сказать по имплозии мишеней ИТС? Какое отношение к этой проблеме имеет турбулентность? Мишени ИТС – это, как правило, сферические (достаточно тонкие) оболочки, имеющие слои различных материалов. Радиус внутренней полости таких мишеней (в полости – газ низкой плотности, порядка и меньше мг/см³) уменьшается в процессе имплозии в десятки раз. Объемное сжатие полости достигает тысяч раз. При схлопывании оболочек два раза имеет место возникновение и развитие гидродинамических неустойчивостей (НРТ). Первый раз – при разгоне оболочки (абляционная неустойчивость, снижает эффективность ускорения), и второй раз – при торможении сходящейся оболочки в центре мишени. В эффективной мишени ИТС кинетическая энергия разогнанной оболочки переходит во внутреннюю энергию затормозившихся слоев и создает т.н. «горячее пятно (hot spot)», источник зажигания традиционной «искровой» мишени. Развитие ГДН (гидродинамической неустойчивости)

может препятствовать созданию необходимой конфигурации «горячего пятна». Перемешивание горячего газа и холодного сжатого топлива может нарушить условия зажигания. Рассмотрим простой пример газонаполненной мишени. Даже до возникновения стадии развитой турбулентности рост холодных струй к центру мишени может «погасить» горячее пятно и «запретить» процесс горения. В этом случае нейтронный выход падает на два-три порядка. В то же время образование слоя перемешивания исключает из горения 20-30% массы топлива, и нейтронный выход уменьшается в разы по сравнению с одномерными расчетами этой же мишени. Другими словами, слои криогенного топлива и инертного аблятора в стадии торможения и остановки оболочки могут испытывать взаимное перемешивание, что исключает часть топлива из процесса горения, и только.

Наконец, еще раз сформулируем основные моменты, характеризующие имплозию термоядерных мишеней в реальных, т.е., сопровождающихся неизбежным развитием ГДН (гидродинамических неустойчивостей) условиях.

1) Принципиальным моментом, влияющим на процесс зажигания мишени, и изменения ее параметров, предсказанных 1D симуляцией, является развитие ГДН на внутренней и внешней границе слоя DT-топлива.

2) Развитие этих процессов происходит в промежутках времени $t_{inst} \approx t_c \cdot (R_{min}/R_0) = t_c \cdot C_R^{-1}$, где $t_c = 2R_0/v_{imp}$, время схлопывания, где v_{imp} – скорость имплозии, т.е., скорость разгона сходящихся оболочек, C_R – т.н. «convergence ratio», отношение начального радиуса оболочки к конечному при торможении R_{min} , т.е., этот радиус соответствует моменту остановки сходящейся к центру оболочки мишени.

3) Определяющее влияние на условия «разгорания», и/или «зажигания» мишени оказывают развивающиеся в момент остановки оболочки гидродинамические неустойчивости. «Охлаждение горячего пятна» обязано своим происхождением росту струй холодного вещества оболочки с присущей им характерной длиной волны, но не традиционному представлению о перемешивании. Величина αAgt^2 , $\alpha = 0,01 \div 0,05$, $t = t_{inst}$, мала по сравнению с R_{min} . В рассматриваемом случае наиболее важным является развитие неустойчивости Релея-Тейлора (в терминах «growth rate») на стадии, когда $\Gamma = \gamma t \approx 2 \div 40$, а инкремент γ вычисляется по характерной длине волны возмущения λ ($\gamma^2 = (2\pi/\lambda) \cdot g \cdot A$), т.е. по «шероховатости» поверхности оболочек и/или по характерным размерам неоднородностей облучения, что проявляется в зависимости v_{imp} от угловых координат поверхности абляции.

4) В соответствии с т.н. называемой «Эволюционной Теорией», развитой, в основном, трудами В.Б. Розанова с сотрудниками [7] (см. также [10]), мелкомасштабные коротковолновые возмущения исчезают, становятся разрушенными неустойчивостью Кельвина–Гельмгольца (НКГ), развивающейся на границах струй и пузырей,двигающихся в противоположных направлениях. В.Б. Розанов указал, что этот факт приводит к разруше-

нию (и чем меньше длина волны, тем быстрее) струй, представляющих собой развитие Релей–Тейлоровской неустойчивости. Замечательно, что из этой теории следует существенное различие разрушение струй, имеющих двумерный («клинья») или трехмерный («цилиндрики») характер. «Размазанные», и перешедшие в тонкий слой («зону перемешивания») мелкомасштабные возмущения представляют собой как бы «кружевную» оболочку для растущих длинноволновых струй неустойчивости Релея–Тейлора. Возникающий турбулентный слой исключает из горения лишь долю топлива (20-40%), и поэтому не может объяснить снижение нейтронного выхода в мишенях на порядки.

5) Длинноволновые возмущения (неоднородность облучения, наличие конструктивных деталей в дизайне мишени, $\lambda = 2\pi R_{min}/n$, $n = 2 \div 20$), не разрушаются НКГ, и их амплитуда, практически, отвечает линейной стадии, т.е. ее рост пропорционален $\exp(\gamma t)$. Вот эти возмущения и оказывают определяющее влияние на динамику процесса имплозии и, далее, схлопывания и зажигания мишени инерционного термоядерного синтеза.

б) Факт влияния на оценочные параметры развития неустойчивости при схождении оболочек (а они должны отличаться от «классики», т.к. процесс – не стационарен), связанный с размерами длин волн неустойчивостей, которые вынуждены изменяться в процессе схлопывания (в силу схождения оболочек), в основных чертах описан в [4]. Здесь важен учет сферичности ($\gamma^2 \approx n/R \cdot A$) и сжимаемости ($\gamma = \rho^{-1} dp/dt$).

Перейдем теперь к анализу наиболее значимых опубликованных работ по имплозии мишеней ИТС (инерционного термоядерного синтеза). Наибольший материал для исследования в настоящее время представляют собой работы по мишеням непрямого сжатия [6]. Среди таких работ, выполненных в основном в Ливерморской национальной лаборатории им. Лоуренса (LLNL) важное место занимает работа [12], с которой мы и начнем свое рассмотрение. Эта работа наиболее ярко демонстрирует влияние именно крупноволновых неоднородностей на сжатие и горение мишени ИТС. Принципиальным моментом возникновения этой работы является, безусловно, существенное расхождение между предсказанным в одномерных (сферически симметричных) численных расчетах нейтронного выхода и результатов натурального эксперимента по его измерению ($3 \cdot 10^{16}$ и $4 \cdot 10^{14}$ [16]). Эта статья описывает современное состояние (2015-16 гг.) моделирования термоядерных капсул в экспериментах NIF (National Ignition Facility) с помощью аккуратного описания специфических для NIF экспериментов. Моделирование включает эффекты асимметрии рентгеновского облучения капсулы, вызванного с неизбежностью заложенного в данных условиях реализации преобразования лазерного излучения в тепловое (250÷300 эВ). В экспериментах с неизбежностью будет присутствовать 2-я гармоника Лежандра. Также, существенными факторами являются, очевидно, дефекты изготовления капсулы (начальные шероховатости, но не это самое глав-

ное), и, главное, крупномасштабные неоднородности – поддерживающий в полости, заполненной рентгеном, саму капсулу, так называемый «тент», пластинка (tent), к которой «прилеплена» сама капсула. Необходимую неоднородность вносит также трубочка для наполнения криогенной мишени смесью дейтерия и трития (fill tube). Заканчивая описание этой работы, приведем принципиальные результаты моделирования. Симметричный расчет дает $N_y = 3 \cdot 10^{16}$ нейтронов (N_y , количество реакций D+T, выход энергии синтеза легко оценить по формуле: E (МДж) = $2,82 \cdot 10^{-18} \cdot N_y$). Учет асимметрии, связанной с крупномасштабными неоднородностями рентгеновского облучения дает $N_y = 4 \cdot 10^{15}$, включение в рассмотрение тента дает уже $N_y = 2 \cdot 10^{15}$, учет всех 2D возмущений приводит к значению $N_y = 1 \cdot 10^{15}$, учет всех возможных 3D возмущений (имеется в виду неоднородность изготовления капсулы *etc*) дает уже $N_y = 5 \cdot 10^{14}$, что, наконец, уже близко к экспериментальному результату – $N_y = 4 \cdot 10^{14}$. Подводя итог анализу этой принципиальной работы, еще раз отметим, что на «срабатывание» внутренней мишени (капсулы) решающее влияние оказывают крупномасштабные неоднородности. Что это значит? Какие неоднородности следует признать «крупномасштабными»? С чем требуется сравнить их характерную длину волны? Очевидно, что с размерами самой капсулы и хольраума (контейнера, окружающего мишень в устройстве для инерционного синтеза). Таким образом, необходимо учитывать 2-ю, 4-ю, 6-ю гармоники Лежандра, а также 1-ю и 3-ю, образованными конструктивными деталями мишени.

Теперь, наверное, стоит обратиться к немного более ранней статье этих же (практически) авторов, [13]. Она более обширна, и посвящена подробному анализу влияния гидродинамических неустойчивостей на сжатие, зажигание капсулы и термоядерный выход. Эта статья задумывалась как достаточно полный обзор экспериментов на NIF. Последние эксперименты на NIF показали, что ряд положений этой публикации уже устарел. Тем не менее, чрезвычайно важно для современного понимания происходящих процессов в мишени ИТС, в капсуле, опираться на результаты этой публикации. В аннотации к ней, в частности, сказано: «Последние недавние исследования в рамках National Ignition Campaign (NIC) на NIF показали существенные расхождения между post-shot моделированием имплозии и экспериментальными результатами измерения нейтронного выхода. Эти отличия между результатами численного моделирования и результатами натурального эксперимента, несмотря на все усилия приблизить численную модель к реальной ситуации и включить в модель все известные источники возникновения деградации в рамках как 2D, так и 3D модели, не привели к успеху, даже при использовании в расчетах известных неоднородностей изготовления капсулы (поверхностные шероховатости) и неоднородности облучения капсулы рентгеновским излучением, введенными для того, чтобы воспроизвести наблюдаемое сжатие [14].

Существенным, как нам кажется, результатом предлагаемого исследования будет анализ трех, подряд изданных, подряд выполненных для анализа экспериментальных результатов исследований на установке NIF [12-14], содержащих, на наш взгляд, все основные моменты раскрытия физики процессов, их теоретического, численного описания и, самое главное, сопоставления теоретических результатов с полученными таковыми в эксперименте.

Прежде всего, отметим общую оценку этих работ: данное исследование определяет существенное влияние крупномасштабных, конструктивных неоднородностей, существенное внимание уделяется численному моделированию как в 2D, так и в 3D вариантах. В этих трех работах фактически заложен общий принцип моделирования реальных ситуаций имплозии мишеней ИТС (инерционного термоядерного синтеза). В этих работах [12-14] воплощена идея о возможности, при достаточной аккуратности, полного моделирования реальной ситуации, используя любые, вплоть до 3D, коды, используя наиболее адекватные физические модели, воспроизвести реальную ситуацию. Тем не менее, в представленных в [12-14] расчетах отклонения от наблюдаемых значений (нейтронный выход, температура в центре капсулы в момент окончания имплозии) имеют место. Претендовать на абсолютное совпадение результатов моделирования и экспериментальных данных, конечно, никогда не следует. Речь может идти только о степени соответствия результатов моделирования и данных натуральных экспериментов. Формируется представление о том, что общий принцип моделирования известных реальных ситуаций состоит в том, что математическая модель должна быть максимально приближена к имеющимся экспериментальным данным, чтобы их воспроизвести. Существенно, что в работах [12-14], посвященных воплощению провозглашенного принципа, сделан вывод о недостаточности, в конечном счете, математической модели для описания реальной ситуации. В чем отличия, как можно оценить наблюдаемые расхождения? Ответы на эти вопросы и представляют интерес анализа обозначенных работ. Стоит отметить, что в этих трех работах практически сосредоточены все значимые результаты экспериментальных и теоретических исследований для последних (2000-20) работ на установке NIF. Перейдем к подробному анализу выделенных [12-14] работ.

Наиболее ранняя, [14] из них, 2013 г., уже посвящена расчетно-теоретическому анализу экспериментов на установке NIF. Принципиальным вопросом в этих исследованиях, анализе, осмыслении и обсуждении результатов натуральных экспериментов является следующий: имеется ли возможность описать полученные экспериментальные результаты (в первую очередь, нейтронный выход) с помощью современных (на сегодня) численных кодов, учитывающих, как казалось бы, все необходимые физические эффекты. Такой подход (расчетно-теоретические исследования в сопоставлении с экспериментальными данными) характерен для современ-

ных методов изучения физических процессов: математическое моделирование известных начальных ситуаций – с претензией на объяснение полученных в эксперименте результатов, на воспроизведение в расчетах экспериментально полученных данных. В [14] анализируются данные, полученные, как сказано в аннотации, в многочисленных экспериментах на NIF. Каждый из экспериментов предоставляет множество данных для анализа и их воспроизведения в теоретических расчетах, таких данных, как например, нейтронный выход, температура вещества в момент максимального сжатия, форма и размеры рентгеновского образа сжатого центра мишени и многое другое. В данной работе представлены результаты 2D моделирования в рамках радиационной гидродинамики на основе отлаженных численных кодов (см., например, [15]). Соответствующее моделирование, как для всего «хольраума», так и для имплозии отдельной капсулы, показало, что измеренный в экспериментах нейтронный выход оказывается ниже примерно на порядок, чем определенный в моделировании. При этом в численных расчетах были учтены все, какие только возможно определенные факторы нарушения симметрии: расположение самой капсулы, шероховатость поверхности капсулы, дефекты криогенного слоя, как «зародыши» развития гидродинамических неустойчивостей. Тем не менее, совпадения расчетных и экспериментально измеренных результатов получено не было. Авторы предположили, что в моделях еще не учтены все важные факторы для корректного моделирования.

Развитие этих исследований, основанных, к тому же, на новых экспериментальных данных, получили в работах 2015-16 гг. [13,14]. Существенным шагом в исследовании возможностей моделирования (достоверность моделей, адекватность задания реальных физических условий для ситуаций, связанных с работами на NIF) является работа [13], в которой проводится уже максимально возможно полный (в рамках имеющихся моделей) анализ экспериментов в рамках NIC (National Ignition Campaign). Что же в результате? Опять-таки, выполненные расчеты показали значительное расхождение между постфактум выполненными расчетами и наблюдаемыми экспериментальными данными, в частности, измерениями нейтронного выхода.

Такое расхождение, несмотря на включение в модель всех известных источников деградации в рамках разумных 2D и даже 3D расчетных моделей, таких, например, как использующих реальные измерения шероховатостей поверхностей и неоднородностей облучения. Сжатие (траектории лагранжевых частиц) в расчетах вполне воспроизводит получаемые в экспериментах результаты, в частности, наблюдаемые траектории, которые уже измеряются. Здесь оценивается степень недостаточности моделирования в работе [14]. В частности, в [13] были реализованы новые постановки для расчетов и проведено моделирование новых ситуаций, ожидаемых в мишенях непрямого синтеза, ожидаемых в этих случаях характерных возму-

щений – «длинноволновых», – вызванных наличием т.н. «тента» – плоской пленки пластика, поддерживающей саму капсулу, – а также присутствие “fill tube”, – трубочки, через которую в капсулу «закачивают» вначале DT-газ в качестве будущего криогенного топлива.

В рассматриваемой работе используется максимально полный, самый современный (к тому времени) набор кодов моделирования (1D, 2D, 3D). Относительная важность каждого эффекта нарушения симметрии и его влияния на наблюдаемые величины в расчетах детально и аккуратно «взвешивается» в данной публикации. Рассматриваемые, учтенные и аккуратно отраженные в моделях эффекты уменьшают отличие расчетных данных по сравнению с наблюдаемыми в эксперименте данными.

В совокупности, учет этих эффектов уменьшает расхождение в сравнении экспериментальных результатов и результатов моделирование, например: в 1D моделировании выход нейтронов расчета к измеренному выходу отвечает отношению 125:1, а в лучших 2D расчетах (опубликованных ранее) составляет 15:1. В 3D расчетах, где, как предполагается, полностью учитываются все нюансы имплозии, наблюдается отношение 1,5:1.

Хотя согласие с экспериментальными данными еще не является полным, тем не менее, моделирование показывает, что все наиболее существенные причины несоответствия расчетных и наблюдаемых данных теперь учтены.

Литература

1. Басов Н.Г., Лебо И.Г., Розанов В.Б. Физика лазерного термоядерного синтеза. – М.: Знание, 1988.
2. Труды ФИАН, т.134 // Теория нагрева и сжатия низкоэнтропийных термоядерных мишеней. – М.: Наука, 1982.
3. Афанасьев Ю.В., Басов Н.Г., Волосевич П.П. и др. Лазерное инициирование термоядерной реакции в неоднородных сферических мишенях // Письма в ЖЭТФ. 1975, 21(2), 150-155.
4. Abu-Shawareb H. et al. Achievement of target gain larger than unity in an inertial fusion experiment // Phys. Rev. Lett. 132, 065102, 2024.
5. Rubery M.S., Rosen M.D., Aybar N. et al. Hohlraum reheating from burning NIF implosions // Phys. Rev. Lett. 132, 065104, 2024.
6. Илькаев Р.И. О фундаментальных физических исследованиях во Всероссийском научно-исследовательском институте экспериментальной физики // Успехи физических наук. 2011, 181(4), 405.
7. Змитренко Н.В., Прончева Н.Г., Розанов В.Б. Эволюционная модель турбулентного слоя перемешивания // Препринт ФИАН № 65 – М, 1997.
8. Змитренко Н.В., Ладонкина М.Е., Тишкин В.Ф. Численное исследование турбулентного перемешивания для одной задачи о развитии неустойчивости Рихтмайера–Мешкова // ВАНТ, Серия: Математическое моделирование физических процессов. 2004, вып.1, с.12-27.

9. Змитренко Н.В., Прончева Н.Г. и др. Модель перемешивания оболочек термоядерной лазерной мишени при сферическом сжатии // Квантовая Электроника. 2007, 37(8), 784-791.
10. Розанов В.Б. О возможности сферического сжатия мишеней с термоядерным горючим при использовании для облучения двух лазерных пучков // Успехи физических наук. 2004, 174(4), 371-382.
11. Lindl D. Inertial confinement fusion: The quest for ignition and energy gain using indirect drive. – American Institute of Physics, Woodbury, New York, 1998.
12. Clark D.S., Weber C.R., Milovich J.L. et al. Three-dimensional simulations of low foot and high foot implosion experiments on the National Ignition Facility // Physics of Plasmas. 2016, 23, 056302.
13. Clark D.S., Marinak M.M., Weber C.R. et al. Radiation hydrodynamics modelling of the highest compression inertial confinement fusion ignition experiment from the National Ignition Campaign // Physics of Plasmas. 2015, 22, 022703.
14. Clark D.S., Hinkel P.E., Eder D.C. et al. Detailed implosion modelling of deuterium-tritium layered experiments on the National Ignition Facility // Phys. of Plasmas. 2013, 20, 056318.
15. Orban C., Fatenajad M., Chawla S. et al. A radiation-hydrodynamics code comparison for laser-produced plasmas: FLASH versus HYDRA and the Results of Validation Experiments // [arXiv: 1306.1584v1](https://arxiv.org/abs/1306.1584v1).
16. Moses E.I., Boyd R.N. et al. The national ignition facility: Ushering in a new age for high energy density science // Phys. Plasmas. 2009, 16, 041006.