

К вопросу о разработке нейтронного источника для ядерно-термоядерного реактора с лазерным возбуждением

Г.В.Долголева, И.Г.Лебо

Обсуждается возможность создания мощного источника термоядерных нейтронов, иницируемых с помощью лазерных импульсов. На основании одномерных численных расчетов показано, что в мишенях, выполненных в виде двухсторонних конусов, при поглощенной энергии Nd-лазера ~ 1 МДж (на второй и третьей гармониках) и длительности импульса 10–20 нс можно достичь выхода нейтронов на уровне 10^{16} – 10^{17} за выстрел. Такой нейтронный выход необходим для начала опытно-конструкторских работ по созданию гибридного ядерно-термоядерного реактора.

Ключевые слова: источник нейтронов, коническая мишень, численные расчеты.

1. Введение

Исследования лазерного термоядерного синтеза (ЛТС) ведутся в нашей стране и за рубежом с 60-х гг. прошлого века [1]. Предполагается управлять цепными реакциями деления в ядерно-термоядерных реакторах с помощью инициирования серии микровзрывов и генерации мощных потоков термоядерных нейтронов (см., напр., [2]). Для перехода от научно-исследовательских работ (первый этап) на уровень опытно-конструкторских разработок таких реакторов (второй этап) требуется создание источника на основе ЛТС с выходом термоядерных нейтронов не менее 10^{16} нейтронов за вспышку при вложенной в плазму лазерной энергии ~ 1 МДж, т. е. достижение коэффициента усиления по энергии в мишени G значений 0.1–1 ($G = E_{\text{fus}}/E_{\text{las}}$, где E_{fus} – выделившаяся в результате микровзрыва термоядерная энергия, а E_{las} – поглощенная в мишени энергия лазерного импульса). На лазер (драйвер) накладывается ряд важных требований, а именно: функционирование с частотой следования импульсов 1–10 Гц, КПД порядка 10% и выше, стабильность генерации импульсов с заданной энергией, продолжительный ресурс работы без капитального ремонта, экономическая оправданность [3, 4].

В США построен мощный лазер NIF (National Ignition Facility) на неодимовом стекле с энергией в импульсе ~ 2 МДж и с его длительностью 10–20 нс, на котором ведутся исследования по инициированию термоядерных микровзрывов [5]. Подобные лазеры строятся в нашей стране [6] и в других ведущих странах мира (во Франции, в КНР). На установке NIF в режиме непрямого облучения (энергия лазерного импульса преобразуется в рентге-

новское излучение с последующим нагревом и сжатием рабочей термоядерной мишени) достигнут выход нейтронов на уровне 10^{16} за вспышку [7]. Этого пока не достаточно для создания драйвера в ядерно-термоядерном реакторе (так как неодимовый лазер не удовлетворяет другим требованиям, перечисленным выше). Однако на NIF был продемонстрирован «физический порог термоядерных реакций», когда выделившаяся энергия реакций синтеза сравнялась с вложенной в горючее энергией от сторонних источников*.

Режим «непрямого облучения» не является оптимальным при создании источника термоядерных нейтронов для будущих ядерно-термоядерных реакторов (драйвера) из-за больших потерь на преобразование энергии, сложности осуществления стабильного нейтронного выхода и ряда других факторов [8]. В [8–12] обсуждалась возможность использовать конические мишени для этих целей. Из-за деформации стенок конуса ударной волной, образующейся в сжатом горючем, чрезвычайно трудно в такой конфигурации получить большие плотности ДТ-смеси одновременно с нагревом ее до термоядерных температур. Следовательно, невозможно получить большие коэффициенты усиления энергии в мишени. Для достижения $G \approx 1$ достаточно сжать горючее до плотностей порядка 10 г/см³ (т. е. до нормальной плотности золота или природного урана, из которого могут быть изготовлены стенки конуса). В [8, 12] предложено создать противодавление в стенке вблизи вершины двух встречных конусов с помощью серии коротких сверхмощных лазерных импульсов. Это позволило бы осуществить «динамическое удержание» плазмы на время ~ 1 нс, в течение которого происходит основное термоядерное энерговыделение.

В пользу предложенной конструкции свидетельствует также следующий факт. В большинстве экспериментов по сжатию с помощью лазерного импульса сферических оболочечных мишеней согласие между расчетными и экспериментальными данными по нейтронному выходу наблюдается при объемных сжатиях горючего до 10^3 . Затем про-

Г.В.Долголева. Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, механико-математический факультет, Россия, 119991 Москва, Воробьевы горы; e-mail: dolgg@list.ru

И.Г.Лебо. Московский технологический университет (МИРЭА), Институт кибернетики, Россия, 119454 Москва, просп. Вернадского, 78; e-mail: lebo@mirea.ru

Поступила в редакцию 26 января 2019 г., после доработки – 7 марта 2019 г.

* Отметим, что в горючее попадает $\sim 10\%$ от всей энергии, вложенной в плазму. Таким образом, для достижения $G \approx 1$ необходимо обеспечить выход нейтронов не менее 3×10^{17} за выстрел при поглощенной лазерной энергии 1 МДж.

исходит существенное уменьшение скорости термоядерных реакций по сравнению с предсказаниями одномерных расчетов. Причина в том, что после того, как сильная отраженная ударная волна достигает оболочки, в ней происходит бурное развитие гидродинамической неустойчивости и перемешивание материала оболочки с горючим.

Дополнительным фактором, ведущим к снижению нейтронного выхода, является смещение центральной части мишени из-за несимметричного облучения оболочки вследствие передачи направленного импульса в плазму [13, 14, 15]*. Очень сложно обеспечить точное попадание сферической мишени в геометрический фокус сотни лазерных пучков на расстояниях порядка нескольких метров (радиус камеры реактора). С помощью цилиндрической мишени с коническими каналами внутри сделать это технически проще, например придав мишени вращательный момент, как у пули в стволе.

Разработка драйвера для гибридного реактора требует больших капиталовложений и глубокой научно-технической проработки. Одним из возможных первых шагов в этом направлении мог бы явиться эксперимент на установке NIF или строящейся установке УФЛ-2М [6]. Но для этого следует уже сегодня предусмотреть соответствующую конфигурацию световых пучков в установке, возможность одновременной генерации длинных и коротких лазерных импульсов, наличие диагностических методов и необходимую конструкцию мишени камеры.

В настоящей статье приводятся результаты численных расчетов выхода нейтронов по программе СНД [16, 17] для выполненных в виде двухсторонних конусов мишеней в режимах облучения, соответствующих установкам NIF и УФЛ-2М.

2. Краткое описание физико-математической модели программы СНД

Одномерная лагранжева методика создавалась для расчета мишени термоядерного синтеза (лазерного и тяжелоионного). В ее основе лежит система уравнений неравновесной радиационной газовой динамики, включающая уравнения газодинамики (с учетом электронной и ионной температур) и переноса тепла ионами и электронами с ограничением диффузионного потока. В программе СНД имеется возможность расчета переноса излучения в спектральном квазидиффузионном приближении и его взаимодействия с веществом, поглощения и переноса лазерной энергии, кинетики термоядерных реакций, кинетики ионизации для расчета неравновесности среды. Кинетика ионизации атомов рассчитывается в приближении среднего иона [16].

Ниже приведена система уравнений без учета переноса излучения из плазмы:

$$\frac{dv}{dt} = -r^\theta \frac{\partial(p_e + p_i + \mu)}{\partial m},$$

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{1}{\rho} \right) = \frac{\partial}{\partial m} (r^\theta v),$$

$$\frac{dr}{dt} = v,$$

$$\frac{d\varepsilon_e}{dt} = -p_e \frac{\partial}{\partial m} (r^\theta u) - \frac{\partial W_e}{\partial m} + \frac{\partial q}{\partial m} + Q_{ke} + Q_{ie} \dot{E}_{\alpha e},$$

(1)

$$\frac{d\varepsilon_i}{dt} = -(p_i + \mu) \frac{\partial}{\partial m} (r^\theta u) - \frac{\partial W_i}{\partial m} + Q_{ki} - Q_{ie} + \dot{E}_{\alpha i},$$

$$W_{e,i} = \min \left(-\chi_{e,i} r^\theta \frac{\partial T_{e,i}}{\partial r}, S_{\max e,i} \right).$$

Решаются численно также уравнения термоядерной кинетики для трития, дейтерия и гелия-3. Перенос α -частиц рассчитывается в многогрупповом диффузионном приближении. В уравнениях (1) параметр θ является показателем симметрии ($\theta = 2$ – сферическая, $\theta = 1$ – цилиндрическая, $\theta = 0$ – плоская симметрия);

$$m = \int_0^r r^\theta \rho dr$$

– лагранжев радиус; r – эйлеров радиус; $\varepsilon_{e,i}, p_{e,i}, T_{e,i}$ – внутренняя энергия, давление и температура ионов и электронов соответственно; v – скорость; ρ – плотность; q – поток лазерного излучения; μ – математическая вязкость; $S_{\max e,i}$ – предельный поток для электронной и ионной теплопроводностей соответственно; χ_e, χ_i – коэффициенты переноса тепла электронами и ионами; Q_{ke}, Q_{ki} – энергия термоядерных частиц, вложенная в электронный и ионный компоненты плазмы; \dot{E}_α – мощность, передаваемая от термоядерных заряженных частиц в плазму; Q_{ie} – обмен энергии между электронным и ионным компонентом.

В настоящей статье не изучались процессы переноса рентгеновского излучения в плазме. Расчеты сделаны по упрощенной версии программы СНД (см. (1)).

Описание методов решения записанной выше физико-математической модели и сравнения с результатами расчетов сжатия лазерным излучением сферических оболочечных мишеней, выполненных по другим методикам, можно найти в [17, 18].

3. Постановка задач и результаты численных расчетов

На рис.1 показана схема двухсторонней конической мишени и ее облучения лазерными пучками из [8, 12]. В расчетах предполагалось, что стенки конуса являются абсолютно упругими и теплонепроницаемыми. Формирование пограничного слоя оболочки – стенка не учитывается в расчетах. В задаче имеется идеальная симметрия относительно вершины усеченного конуса (на рис.1 показана ось O_3O_4 , через которую проходит плоскость симметрии, перпендикулярная оси O_1O_2). Процесс сжатия и инициирования термоядерных реакций в такой мишени можно условно разбить на две стадии. На первой стадии длинный лазерный импульс ускоряет ударник, который движется к вершине конуса и сжимает ДТ-горючее. Когда ударная волна достигает вершины усеченного конуса и отражается, серия коротких импульсов (суммарная длительность порядка 1 нс, суммарная энергия 5%–10% от основного греющего импульса [12]) вводится через отверстия в ми-

* Отметим, что в экспериментах на установке «Дельфин» было обнаружено смещение сжатого ядра приблизительно на 50 мкм, что соответствует предсказаниям, полученным в численных расчетах (см. [14], с. 106, рис.4. 8,е).

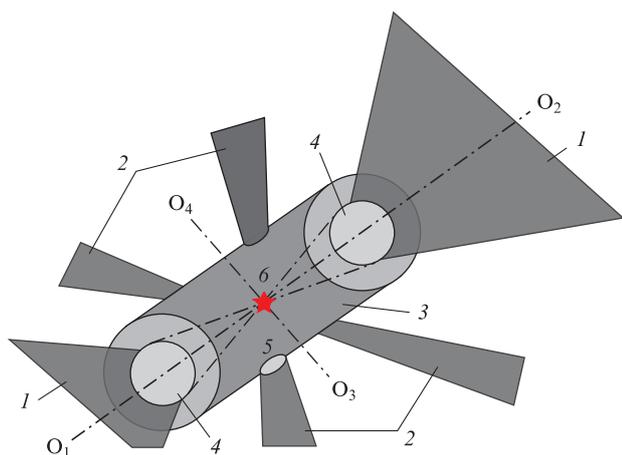


Рис.1. Схема двухсторонней конической мишени и ее облучения длинными и короткими лазерными импульсами: O_1O_2 – ось симметрии; 1 – ускоряющие ударник лазерные пучки (длинные импульсы); 2 – короткие лазерные импульсы; 3 – цилиндрическая мишень со встречными коническими каналами вдоль оси O_1O_2 ; 4 – оболочка-ударник; 5 – отверстия для ввода коротких импульсов; 6 – термоядерный микровзрыв; O_3O_4 – ось, проходящая через центр мишени в плоскости, перпендикулярной оси симметрии O_1O_2 .

шень в плоскости, перпендикулярной оси O_1O_2 . Цель этих импульсов – обеспечение динамического удержания сжатого горючего и его дополнительного нагрева (второй стадия).

Временная зависимость лазерного импульса

$$\dot{E}(t) = \dot{E}_0 \begin{cases} \left(\frac{t}{t_1}\right)^2, & \text{если } t < t_1, \\ 1, & \text{если } t_1 < t < t_2, \\ \frac{t_3 - t}{t_3 - t_2}, & \text{если } t_2 < t < t_3, \end{cases} \quad (2)$$

$$\dot{E}_0 = E_{\text{las}} \left(\frac{t_3 + t_2}{2} - \frac{2}{3} t_1 \right)^{-1}$$

показана на рис.2. Параметры взяты из [18], но длительность импульса $t_3 = 21$ нс, что соответствует режиму low foot, который был реализован в экспериментах на установке NIF (см., напр., [8]).

С помощью одномерной программы СНД в сферической геометрии моделировалась первая стадия ускорения к центру и сжатия описанной выше мишени. Энергия лазерного импульса E_{las} , рассчитанная на полную сферу (т. е. в телесный угол 4π), равнялась 20.5 МДж, длина волны излучения λ составляла 0.35 мкм. Отсюда в один конус с телесным углом $\Delta\Omega = 0.306$ ср (что соответствует углу

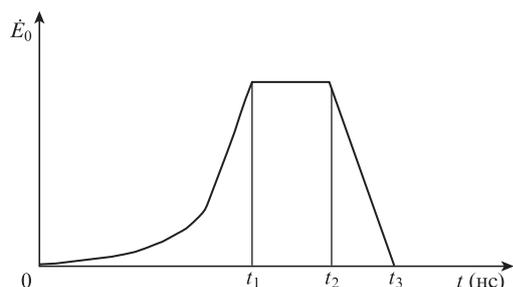


Рис.2. Временная форма лазерного импульса; $t_1 = 12$ нс, $t_2 = 20$ нс, $t_3 = 21$ нс.

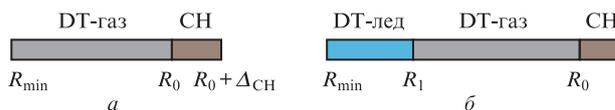


Рис.3. Конструкции газонаполненной (а) и криогенной (б) мишеней.

при вершине конуса $\alpha = 0.627$ рад или $\sim 36^\circ$), энергия излучения составляла 0.5 МДж. Предполагалось 100%-ное поглощение лазерной энергии плазмой. Перенос энергии излучением из нагретой плазмы не учитывался.

В первой серии расчетов была рассмотрена упрощенная конструкция мишени – сферическая оболочка из СН-полимера, заполненная ДТ-газом. При выборе оптимальных параметров газонаполненной мишени исходили из схемы, предложенной в [14]. Суть этой схемы заключается в следующем: предварительно проводятся сравнительно грубые расчеты тонких оболочечных мишеней и подбирается масса оболочки так, чтобы ее время сжатия сравнялось с длительностью импульса. Такую массу мишени называем согласованной с лазерным импульсом. Затем зафиксировав эту массу, варьируем последовательно ее толщину, начальный радиус и плотность ДТ-газа ρ_0 для достижения максимального нейтронного выхода.

На рис.3,а показан «разрез» газонаполненной мишени – минимальный радиус R_{min} , внутренний радиус оболочки R_0 и толщина оболочки Δ_{CH} . Для того чтобы получить максимальный нейтронный выход до разрушения оболочки из-за развития гидродинамической неустойчивости, было выбрано соотношение $R_0/R_{\text{min}} \approx 10$ (т. е. объемное сжатие не более 1000 раз).

Варьировались толщина слоя СН (начальная плотность 1 г/см^3 , атомная масса иона $A = 6.5$, усредненный заряд ионов $Z = 3.5$), R_{min} и начальная плотность ДТ-газа ρ_0 . На основании одномерных численных расчетов были отобраны следующие параметры: $R_0 = 0.5\text{--}0.505$ см, $\Delta_{\text{CH}} = 90$ мкм, $\rho_0 = 0.23 \text{ мг/см}^3$. На внешней границе оболочки – вакуум оболочка может свободно разлетаться, на границе $r = R_{\text{min}}$ предполагалась абсолютно упругая теплоизолирующая стенка.

В табл.1 представлены лучшие результаты для двух серий расчетов при $R_{\text{min}} = 0.05$ см, $R_0 = 0.5$ и 0.505 см. Видно, что $G_{\text{max}} \approx 0.03$ при $R_{\text{min}} = 0.05$ см. Легко пересчитать нейтронный выход: $Y_n = (3.55 \times 10^{17})G$ нейтронов при вложенной в плазму энергии 1 МДж. Таким образом, в газонаполненной мишени можно достичь $Y_n \approx 10^{16}$. Чтобы увеличить нейтронный выход при фиксированной лазерной энергии, нужно переходить к криогенным мишеням, либо обеспечить дополнительное сжатие горючего за счет коротких лазерных импульсов и сложной структуры мишени.

В третьей серии расчетов моделировалась криогенная мишень, когда внутри сферической мишени у вершины помещался сферический слой толщиной $R_1 - R_{\text{min}}$ из кон-

Табл.1.

R_0	t_{col} (нс)	r_{col} (см)	Коэффициент усиления G	Масса ДТ в 4π (г)	Толщина ударника Δ_{CH} (мкм)
0.5	20.55	0.051	0.03	1.208E-4	90
0.505	20.7	0.0512	0.032	1.208E-4	90

Примечание: t_{col} – момент максимального сжатия, r_{col} – радиус сжатой ДТ-смеси в момент t_{col} .

денсированного ДТ-льда (или жидкости). Плотность ДТ-пара в промежутке между конденсированным горючим и оболочкой равнялась 10^{-5} г/см³, $R_{\min} = 0.05$ см. Толщина оболочки $\Delta_{\text{СН}}$, R_1 и R_0 варьировались в расчетах. Длина волны лазерного излучения $\lambda = 0.35$ мкм. Массы мишени были согласованы с лазерным импульсом. В табл.2 представлены лучшие результаты третьей серии для оболочек с толщиной 90 и 85 мкм.

Табл.2.

R_1	t_{col} (нс)	r_{col} (см)	Коэффициент усиления G	Масса ДТ в 4π (г)	Толщина ударника $\Delta_{\text{СН}}$ (мкм)
0.12	20.55	0.0542	0.3138	1.684E-3	90
0.12	20.05	0.0547	0.267	1.684E-3	85

Легко пересчитать, что в двухсторонней конической мишени с телесным углом $\Delta\Omega = 0.306$ ср при облучении лазером с энергией импульса 1 МДж получается выход нейтронов $Y_n \approx 10^{17}$. Аспектное отношение СН-оболочки в этой серии также составило $R_0/\Delta_{\text{СН}} \approx 56-59$.

В следующей (четвертой) серии расчетов моделировалось сжатие двухсторонней конической мишени на второй гармонике излучения Nd-лазера, т. е. на длине волны излучения $\lambda = 0.53$ мкм. Временные параметры лазерного импульса были такими же, как и в предыдущих сериях. Отношение $R_0/R_{\min} = 10.1$ осталось практически прежним. В табл.3 представлены результаты численных расчетов.

Табл.3.

R_1	t_{col} (нс)	r_{col} (см)	Коэффициент усиления G	Толщина ударника $\Delta_{\text{СН}}$ (мкм)
0.12	21.5	0.054	0.19	90
0.12	20.9	0.0543	0.18	85

Отметим, что увеличение аспектного отношения оболочки до $R_0/\Delta_{\text{СН}} \approx 59$ не привело к существенному изменению G . Переход от третьей ко второй гармонике излучения неодимового лазера привел к незначительному уменьшению нейтронного выхода. Связано это с тем, что в мишенях реакторного масштаба реализуется распределенное по короне поглощение лазерного излучения, в отличие от малых экспериментальных оболочек, где поглощение происходит в основном в окрестности критической плотности плазмы*.

Можно ожидать, что КПД преобразования лазерного излучения во вторую гармонику увеличится по сравнению с преобразованием в третью гармонику, а это, возможно, позволит даже повысить суммарную эффективность термоядерного источника.

4. Заключение

Изучалось ускорение ударника лазерным импульсом и сжатие ДТ-горючего в предположении «динамического удержания» плазмы. Возможности устойчивого полета ударника, его взаимодействия со стенкой конического канала и, наконец, организация динамического удержания сжатого ДТ-горючего с помощью серии коротких лазерных

* В работе не рассматривались процессы ВРМБ, самофокусировки и другие эффекты, которые могут оказаться существенными в протяженных плазменных коронах реакторных мишеней.

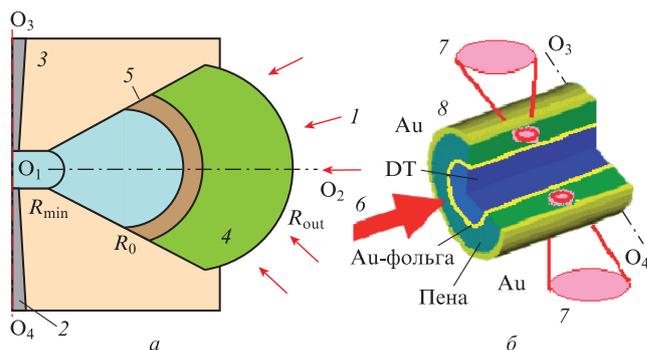


Рис.4. Конструкция половины конической мишени (внешняя часть (а) и мишени вблизи вершины конуса (б):

O_1O_2 – ось встречных усеченных конусов; O_3O_4 – ось, расположенная в плоскости симметрии, перпендикулярная O_1O_2 ; 1 – лазерные пучки первого (длинного) импульса; 2 – отверстия для ввода коротких лазерных импульсов; 3 – стенки конической мишени; 4 – пенообразный малоплотный поглотитель; 5 – ударник; 6 – направление движения ударника под действием длинного лазерного импульса; 7 – короткие лазерные импульсы, которые вводятся через отверстия в мишень и поглощаются аэрогелем; 8 – толстая стенка конуса.

импульсов не моделировались. В [12] была предложена конструкция мишени (рис.4,а), в которой для однородного нагрева и симметризации абляционного давления использовалась малоплотное покрытие – аэрогель (см. также [19]).

На рис.4,б показана область вблизи вершины встречных конусов. Между толстой золотой стенкой и золотой фольгой расположен малоплотный аэрогель – «пена» (с плотностью меньшей, чем критическая плотность плазмы для соответствующей длины волны лазерного излучения). Эта пена, как и в первом случае, предназначена для поглощения коротких лазерных импульсов и выравнивания давления плазмы на внутреннюю стенку (золотую фольгу), удерживающую ДТ-горючее [20, 21]. Следует иметь в виду, что на стадии торможения и «вспышки» термоядерных реакций важную роль будут играть процессы переноса излучения и термоядерных частиц, которые необходимо будет учесть при описании этой стадии.

Для моделирования процессов в сжатой области ДТ-горючего требуется создание трехмерного газокINETического кода, позволяющего численно решать уравнения плазмодинамики совместно с уравнениями переноса энергии потоками надтепловых электронов. Такие коды нам пока не доступны. Однако мы планируем в следующей статье изучить влияние переноса энергии излучением и термоядерными частицами в области сжатия конической мишени в одномерной геометрии.

Дополнительной трудностью является моделирование пористой среды, в которой присутствуют тонкие стенки с плотностью 1 г/см³ и малоплотный газ. Задача о переносе энергии в такой среде изучалась ранее (см., напр., [22– 30]). Однако разработка общей физико-математической модели взаимодействия мощных лазерных импульсов с пористыми малоплотными средами и особенностей переноса энергии в такой среде, по нашему мнению, требуют дальнейших экспериментальных и численных исследований.

1. Басов Н.Г., Крохин О.Н. *ЖЭТФ*, **46** (1), 171 (1964) [*JETP*, **19** (1), 123 (1964)].
2. Басов Н.Г., Субботин В.И., Феоктистов Л.П. *Вестн. РАН*, **63** (10), 878 (1993).

3. Басов Н.Г., Белоусов Н.И., Вергунова Г.А. и др. *Квантовая электроника*, **12** (3), 584 (1985) [*Sov. J. Quantum Electron.*, **15** (3), 380 (1985)].
4. Басов Н.Г., Лебо И.Г., Розанов В.Б. *Физика лазерного термоядерного синтеза* (М.: Знание, 1988).
5. Moses E.I. et al. *Nuclear Fusion*, **53**, 104020 (2013).
6. Гаранин С.Г., Бельков С.А., Бондаренко С.В. XXXIX Международная (Звенигородская) конф. по физике плазмы и УТС (Звенигород, 2012, с.17).
7. Le Pape S., Berzak Hopkins L.F., Divol L., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **120**, 245003 (2018).
8. Кузенов В.В., Лебо А.И., Лебо И.Г., Рыжков С.В. *Физико-математические модели и методы расчета воздействия мощных лазерных и плазменных импульсов на конденсированные и газовые среды* (М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э.Баумана, 2015).
9. Басов Н.Г., Лебо И.Г., Розанов В.Б., Тишкин В.Ф., Феоктистов Л.П. *Квантовая электроника*, **25** (4), 327 (1998) [*Quantum Electron.*, **28** (4), 316 (1998)].
10. Лебо И.Г. *Квантовая электроника*, **30** (5), 409 (2000) [*Quantum Electron.*, **30** (5), 409 (2000)].
11. Красюк И.К., Семенов А.Ю., Чарахчян А.А. *Квантовая электроника*, **35** (9), 769 (2005) [*Quantum Electron.*, **35** (9), 769 (2005)].
12. Лебо И.Г., Исаев Е.А., Лебо А.И. *Квантовая электроника*, **47** (2), 106 (2017) [*Quantum Electron.*, **47** (2), 106 (2017)].
13. Гамалий Е.Г., Демченко Н.Н., Лебо И.Г. и др. *Квантовая электроника*, **15** (8), 1622 (1988) [*Sov. J. Quantum Electron.*, **18** (8), 1012 (1988)].
14. Лебо И.Г., Тишкин В.Ф. *Исследования гидродинамической неустойчивости в задачах лазерного термоядерного синтеза* (М.: ФИЗМАТЛИТ, 2006).
15. Бельков С.А., Бондаренко С.В., Вергунова Г.А. и др. *ЖЭТФ*, **151** (2), 396 (2017) [*JETP*, **124** (2), 341 (2017)].
16. Бельков С.А., Долголева Г.В. *ВАНТ. Сер. Методики и программы численного решения задач математической физики*, № 1, 59 (1992).
17. Долголева Г.В. *ВАНТ. Сер. Методики и программы численного решения задач математической физики*, № 2, 29 (1983).
18. Долголева Г.В., Лебо А.И., Лебо И.Г. *Матем. моделирование*, **238** (1), 23 (2016).
19. Lebo I.G., Rozanov V.B., Tishkin V.F. *Laser Part. Beam.*, **12** (3), 361 (1994).
20. Лебо И.Г., Попов И.В., Розанов В.Б., Тишкин В.Ф. *Квантовая электроника*, **22** (12), 1257 (1995) [*Quantum Electron.*, **25** (12), 1220 (1995)].
21. Розанов В.Б. *УФН*, **174** (4), 371 (2004) [*Phys. Usp.*, **47** (4), 359 (2004)].
22. Afshar-rad T., Desselberger M., Dunne M., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **73** (1), 74 (1994).
23. Dune M., Borghesi M., Ivase A., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **75** (21), 3858 (1995).
24. Бугров А.Э., Бурдонский И.Н., Гаврилов В.В. и др. *ЖЭТФ*, **115** (3), 805 (1999) [*JETP*, **88** (3), 441 (1999)].
25. Borisenko N.G., Akunets A.A., Khalenkov A.M., et al. *J. Russ. Laser Res.*, **28** (6), 548 (2007).
26. Borisenko N.G., Merkuliev Yu.A. *J. Russ. Laser Res.*, **31** (3), 256 (2010).
27. Лебо А.И., Лебо И.Г. *Матем. моделирование*, **21** (1), 75 (2009).
28. Лебо А.И., Лебо И.Г. *Матем. моделирование*, **21** (11), 16 (2009).
29. Лебо И.Г., Лебо А.И. *Вестн. МГТУ МИРЭА*, № 3, 215 (2014).
30. Розанов В.Б., Баришпольцев Д.В., Вергунова Г.А. и др. *ЖЭТФ*, **149** (2), 294 (2016) [*JETP*, **122** (2), 256 (2016)].

Памяти Сергея Ососкова (30.04.1978–18.07.2019)



У нас случилась большая беда. Не стало Сергея Ивановича Ососкова, нашего Сережи, человека, который на протяжении последних 10 лет не только верстал статьи для журнала «Квантовая электроника» и готовил макет журнала к печати, но и выполнял самые сложные и ответственные работы. Он был мастером высочайшей квалификации, для которого не существовало технических трудностей. Сережа был добрым и очень отзывчивым, всегда готовым помочь, и не на словах, а делом. Его эрудиция поражала, его интересовало очень многое, а уж если интересовало, то в этом вопросе не оставалось белых пятен.

Сережа болел. Мы знали об этом, но даже представить себе не могли, насколько серьезно он болен. Сережа ушел неожиданно и так невероятно рано, ему не было и 42 лет. Огромная утрата для всех нас.

Редакция журнала