

# ЛАЗЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ИЗМЕНЕНИЯ ТРАЕКТОРИИ АСТЕРОИДА ПОД ДЕЙСТВИЕМ ИЗЛУЧЕНИЯ УДАЛЕННОГО ЯДЕРНОГО ВЗРЫВА

## LASER MODELING OF ASTEROID TRAJECTORY CHANGE UNDER THE ACTION OF RADIATION FROM REMOTE NUCLEAR EXPLOSION

*А. В. Хмелев, И. Н. Бурдонский, А. Г. Леонов, К. Н. Макаров, В. Н. Юфа*

*A. Khmelev, I. Burdonsky, A. Leonov, K. Makarov, V. Yufa*

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования  
«Московский физико-технический институт (государственный университет)»

Federal State Autonomous Educational Institution of Higher Education  
«Moscow Institute of Physics and Technology (State University)»

Проведены модельные эксперименты, направленные на изучение возможности изменения траектории движения каменного астероида за счет абляции его поверхности под действием потока излучения, инициируемого удаленным ядерным взрывом. В качестве источника излучения использовался мощный импульсный лазер, а объектом облучения были хондритовые мишени, изготовленные в РФЯЦ ВНИИЭФ, которые по своей структуре и составу моделируют вещество каменных астероидов. Получены результаты измерения выноса массы, скорости движения мишени и удельного механического импульса отдачи в зависимости от интенсивности лазерного излучения, падающего на мишень, в диапазоне  $10^9$ – $10^{11}$  Вт/см<sup>2</sup>. Проведена оценка приращения скорости, приобретаемой астероидом, при воздействии на него потока рентгеновского излучения от удаленного на 1 км ядерного взрыва с энергией 3 кт.

Model experiments that aimed at studying the possibility of changing the stone asteroid's trajectory by surface ablation under the irradiation initiated by remote nuclear explosion are carried out. A powerful pulsed laser system is used as a model radiation source, but the objects of irradiation are chondritic targets which are made in RFNC-VNIIEF. They model the substance of stone asteroids in composition and structure. The measurement data of the mass removal, target velocity and momentum-coupling coefficient are presented as a function of the laser radiation intensity in the range  $10^9$ – $10^{11}$  W/cm<sup>2</sup>. Estimates of asteroid velocity increment have been done, acting on it an x-ray flux of a nuclear explosion with the energy of ~3 kt at the distance of 1 km.

### 1. Введение

На сегодняшний день проблема столкновения метеоритно-космических тел с Землей является весьма актуальной для человечества. Это связано с разрушительными последствиями падения астероидных тел на Землю и необходимостью оперативно реагировать в случае обнаружения этой угрозы, для уменьшения возможного ущерба и человеческих жертв. Необходимо отметить, что некоторые астероиды представляют смертельную опасность для человечества и нашей планеты в целом.

В последние десятилетия предлагались различные подходы к предотвращению столкновения Земли с астероидом, однако, наиболее эффективным способом защиты, по-видимому, является ис-

пользование энергии ядерного взрыва [1]. При этом существует два возможных варианта стратегии решения проблемы предотвращения столкновения. Стратегия разрушения заключается в применение контактного ядерного заряда для фрагментации астероида на мелкие осколки, которые либо сгорают в ее атмосфере, либо вообще пролетают мимо Земли [2–5]. В другом варианте стратегии предусматривается изменение траектории движения астероида при помощи удаленного ядерного взрыва за счет импульса отдачи при испарении поверхностного слоя астероида рентгеновским излучением взрыва [6–9].

Очевидно, что использование удаленного ядерного взрыва для осуществления второго варианта имеет как положительные, так и отрицатель-

ные моменты. К положительным относится сохранение целостности астероида, что не вызывает необходимости в дальнейшем отслеживать траектории его больших осколков, падение которых на Землю может вызвать значительные разрушения. К отрицательным следует отнести то, что воздействие заряда будет относительно «слабым» по сравнению с контактным взрывом. Для необходимого отклонения астероида, исключающего контакт с Землей, потребуется значительный интервал времени. Это означает, что с учетом скорости движения астероида по его орбите порядка 10–20 км/сек, запуск носителя ядерного заряда должен быть осуществлен задолго до предполагаемого момента столкновения.

Следует отметить, что требованием к любому из возможных способов воздействие на астероид является гарантированное устранение угрозы катастрофы. Вследствие этого, разработка сценария практических мер по отклонению астероида должна основываться на серьезной доказательной базе, формируемой, в том числе, на основе модельных экспериментов. Так, для обоснования возможности отклонения астероида необходимо иметь экспериментальные данные о характерных значениях возникающего под действием интенсивного потока излучения удельного механического импульса отдачи  $C_m$ . Эту величину, в частности, можно определить из результатов модельных экспериментов по облучению мишеней, изготовленных из искусственных материалов, имитирующих вещество натуральных астероидов, мощным лазерным пучком. Зависимости  $C_m$  от энергии лазерного излучения, падающего на поверхность металлической или полимерной мишени, изучались во многих работах, в особенности при исследовании возможности создания двигателей на лазерной реактивной тяге (см., например, [10–13]). Однако, насколько нам известно, данные по величине удельного механического импульса, возникающего при взаимодействии излучения с каменными мишенями, в литературе отсутствуют. В тоже время, такие данные будут представлять интерес и с точки зрения реализации методов сугубо лазерного воздействия на астероиды [14–16], которые, хотя и существенно менее эффективны, чем воздействие излучения ядерного взрыва, но могут быть в ряде случаев полезны.

В этой связи, в настоящей работе представлены результаты экспериментальных исследований по определению характеристик лазерной абляции искусственных хондритовых мишеней, моделирующей возможность использования непосредственно лазерного излучения, либо излучения удален-

ного ядерного взрыва для отклонения астероида за счет импульса отдачи при испарении его поверхностного слоя. Отметим, что порядка 90 % от всего количества астероидов составляют именно хондритовые (каменные) астероиды.

## 2. Экспериментальная установка и методы диагностики

Исследования проводились на лазерной установке «Сатурн» [17, 18]. В ее состав входят: мощная многокаскадная лазерная система на  $\text{Nd}^{+3}$ -фосфатном стекле с автоматизированной системой накачки активной среды, вакуумная камера взаимодействия и диагностический комплекс. На выходе лазерное излучение имеет следующие параметры:  $E_L \sim 30$  Дж,  $\lambda = 1,054$  мкм, длительность  $\tau_L$  (FWHM) = 30 нс и расходимость  $\theta \sim 1,5 \cdot 10^{-4}$  рад.

В экспериментах по измерению импульса отдачи использовались хондритовые мишени шаровидной формы массой 0,06–0,08 грамм и диаметром  $\sim 4$  мм, предоставленные РФЯЦ-ВНИИЭФ. Технология их изготовления подробно описаны в [5]. Импульс отдачи, генерируемый в результате процесса лазерной абляции, регистрировался маятниковым методом. При этом мишень подвешивалась на 10 сантиметровой нити в вакуумной камере взаимодействия за фокальной плоскостью входной линзы. Все измерения проводились при давлении остаточного газа в камере не выше  $10^{-3}$  мм рт. ст.

При выборе размера пятна фокусировки учитывалось, что мишень имеет почти сферическую форму. Для исключения рефракции и рассеяния лазерного излучения на краях мишени, пятно фокусировки должно было быть меньше размеров мишени. Поэтому был выбран диаметр пятна облучения  $d = 2,2$  мм, что позволяло проводить измерения скорости мишени и удельного импульса отдачи в диапазоне интенсивностей лазерного излучения  $I_L$  вплоть до  $2,6 \times 10^{10}$  Вт/см<sup>2</sup>.

Скорость мишени, приобретаемая под действием лазерного импульса, регистрировалась двумя способами. Одним из них являлось измерение скорости с использованием PDV-регистратора (Photon Doppler Velocymeter), разработанного и изготовленного в НИЯУ МИФИ [19–21]. За мишенью, по направлению луча, устанавливался одноволоконный коллиматор с широкоугольным микрообъективом («g-линзой»), связанный волоконной линией с анализатором. Поверхность мишени имела малый коэффициент отражения и поэтому для повышения чувствительности PDV диагности-

ки на поверхность мишени напылялся слой алюминия толщиной  $\sim 0,1$  мкм. Ввиду малой толщины напыленный слой никак не влиял на результаты измерений.

Вторая методика измерения скорости была основана на применении фоторегистрации движения мишени с помощью камеры Canon G15 с частотой кадров 240 кадр/сек. Подсветка мишени осуществлялась излучением полупроводникового лазера в зеленом диапазоне спектра. Луч лазера расширялся телескопом и с помощью алюминиевых зеркал направлялся на мишень для ее освещения с обеих сторон траектории движения.

Помимо измерения импульса отдачи в экспериментах также были выполнены измерения выноса массы под действием лазерного излучения, которые проводились на плоских хондритовых мишенях, изготовленных в РФЯЦ-ВНИИЭФ по той же технологии, что и шаровидные. Для сравнения такие же измерения проводились и на мишенях, изготовленных из андезита – поликристаллического природного минерала, состав и свойства которого в значительной степени близки к составу и свойствам вещества каменных метеоритов. Вынос массы определялся по объему кратера на поверхности мишени. Плотность мишеней определялась независимо и составляла  $2,3$  г/см<sup>3</sup> для хондритовых мишеней и  $2,4$  г/см<sup>3</sup> – для андезитовых. Форма и параметры кратера определялись как оптическими методами, так и с помощью механического профилометра. Точность измерений глубины и диаметра кратера составляла 1 и 10 мкм соответственно. При этом диаметр пятна фокусировки на мишенях во всех случаях составлял 0,75 мм.

### 3. Результаты измерений и их обсуждение

Одной из наиболее важных характеристик лазерной абляции, определяющей ее эффективность, является зависимость выноса массы от энергетических параметров лазерного пучка, падающего на поверхность мишени. На рис. 1, 2 представлены результаты измерений массы выброшенного из кратера вещества мишени  $\Delta m$  и удельного (отнесенного к энергии импульса лазерного излучения) выноса массы  $\mu$  в зависимости от интенсивности облучения  $I_L$ .

Из приведенных на рисунках данных следует, что заметный вынос массы начинается при интенсивностях  $I_L \geq 10^{10}$  Вт/см<sup>2</sup> и величина  $\Delta m$  быстро растет с увеличением  $I_L$ . Данные для андезита и хондрита согласуются между собой в пределах

ошибки эксперимента, что подтверждает адекватность моделирования хондритовых мишеней. Следует отметить, что все измерения в настоящей работе проводились в так называемом «плазменном режиме» [11, 12], т. е., при  $I_L$  существенно больших, чем пороги пробоя паров мишени в вакууме. Как известно (см., например, [22]), для многих материалов в нано- и микросекундном диапазоне длительностей лазерного излучения пороговая интенсивность описывается соотношением  $I_{th} \times (\tau_L)^{1/2} \sim 4,5 \times 10^4$  Вт с<sup>1/2</sup>/см<sup>2</sup>. Для наших условий, как следует из этого соотношения, величина  $I_{th}$  составляет  $2,6 \times 10^8$  Вт/см<sup>2</sup>.

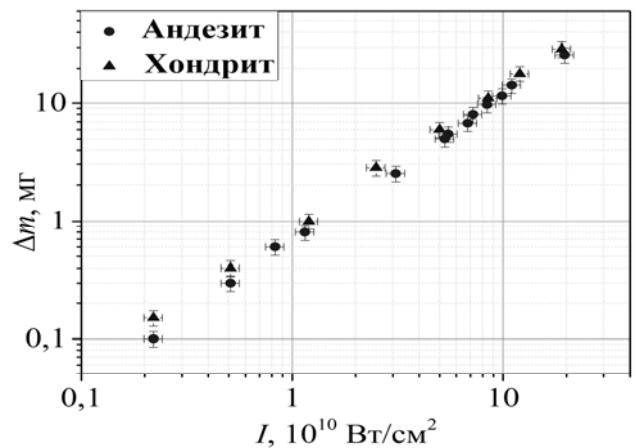


Рис. 1. Зависимость массы вещества  $\Delta m$ , выброшенного из кратера мишени от интенсивности  $I_L$

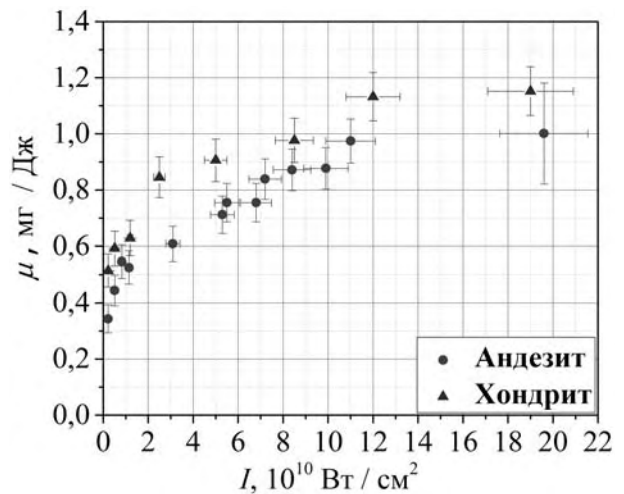


Рис. 2. Зависимости удельного выноса массы  $\mu$  от интенсивности  $I_L$  облучения

Из рис. 2 следует, что удельный вынос массы насыщается с ростом  $I_L$  и при  $I_L > 10^{11}$  Вт/см<sup>2</sup> выходит на уровень порядка 1 мг/Дж. Однако, во всем диапазоне интенсивностей энергозатраты лазерного излучения на удаление единицы массы мишени оказываются существенно ниже, чем энер-

гия сублимации того же объема выброшенного материала мишени. Согласно [23] эта энергия для диоксида кремния  $\text{SiO}_2$ , основного компонента вещества как андезита [24], так и модельных хондритовых мишеней [5], составляет 585 кДж/моль или 9,75 кДж/г, учитывая, что атомный вес  $\text{SiO}_2$  составляет  $\approx 60$  а.е.м. Соответственно, если вся энергия лазерного импульса идет на сублимацию  $\text{SiO}_2$ , то удельный вынос массы должен составлять порядка 0,1 мг/Дж, что на порядок ниже наблюдаемой в экспериментах величины. Это связано с тем, что воздействие лазерного излучения большой интенсивности на поверхность твердого тела в этом случае происходит посредством абляционного процесса, заключающегося в испарении и ионизации поверхностных слоев мишени, образовании плотной плазмы высокого давления и, как следствие, возбуждении гидродинамического движения в неиспаренной части мишени [25]. При этом образование кратера в процессе лазерного взаимодействия с мишенью происходит в результате фазовых превращений сжатого и нагретого вещества за фронтом ударной волны. Энергетические затраты на это определяются уже не сублимацией, а, как показано в [25], главным образом, плавлением как наименее энергоемким процессом. Область параметров лазерного импульса, отвечающих гидродинамическому режиму, определяется малой ролью переноса энергии электронной теплопроводностью, собственным излучением плазмы и быстрыми электронами, по сравнению с переносом энергии за счет гидродинамического движения вещества [25]. Условия экспериментов в данной работе вполне удовлетворяют этим требованиям (подробнее см. [17]). Следует отметить, что во всех случаях измеренные диаметры кратера существенно превышали диаметр пятна фокусировки, что свидетельствует о наличии механизма разрушения, отличного от простого плавления и испарения материала мишени под действием интенсивного лазерного излучения.

Результаты измерений скорости движения мишени, определенной маятниковым методом, представлены на рис. 3. Из приведенных на нем данных следует, что величина скорости достаточно медленно растет с ростом интенсивности лазерного излучения, при этом данные, полученные как с помощью PDV-регистратора, так и с помощью скоростной фотокамеры вполне удовлетворительно согласуются между собой, что подтверждает достоверность проведенных измерений. На рис. 4 представлена зависимость от интенсивности  $I_L$  удельного механического импульса отдачи  $C_m$ ,

построенная по результатам измерения скорости мишени.

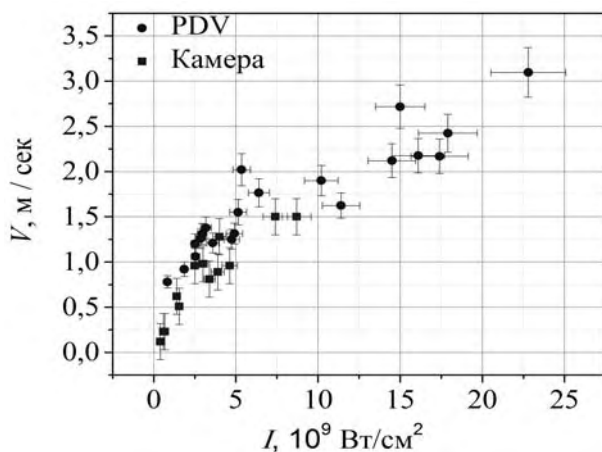


Рис. 3. Скорости мишени, полученные из обработки кадров фотокамеры и зарегистрированные с помощью и PDV регистратора

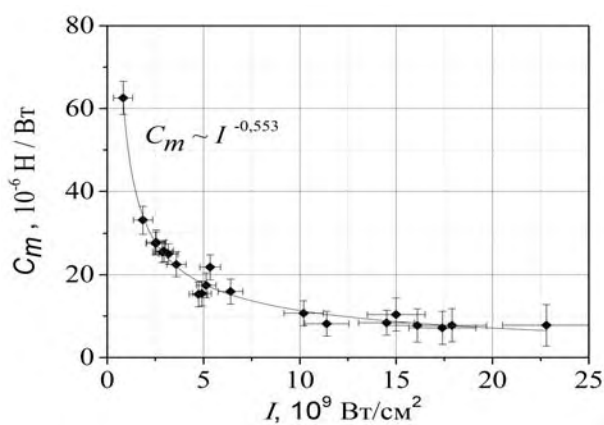


Рис. 4. Зависимость удельного механического импульса отдачи  $C_m$  от интенсивности  $I_L$

Из графика следует, что в исследованном диапазоне интенсивностей  $I_L \sim (0,5 - 25) \times 10^9$  Вт/см $^2$  удельный импульс  $C_m$  падает с ростом  $I_L$ . Такая зависимость неоднократно отмечалась в «плазменном режиме» [10–12] и связана с тем, что выше порога пробоя с повышением интенсивности начинает расти относительная доля потерь на поглощение энергии лазерного пучка в самом лазерном факеле. Как показано в [11], максимальное значение  $C_m$  достигается при интенсивностях, несколько меньших пробойных, а абсолютная величина импульса отдачи при оптимальных параметрах и режимах лазерного воздействия не превышает значения  $10^{-4}$  Н/Вт, (хотя для специальных энергетических (экзотермических) полимерных материалов эта величина может быть на порядок выше) [13]. Как следует из приведенных в настоящей работе результатов, характерное значение

удельного импульса отдачи достигает  $63 \times 10^{-6}$  Н/Вт в исследуемом диапазоне интенсивностей  $I_L$ . По всей вероятности, при снижении интенсивности облучения мишени можно получить и более высокие значения  $C_m$ , однако при этом абсолютная величина импульса отдачи становится весьма мала.

В [10] было показано, что выше порога пробоя упрощенная стационарная аналитическая модель плазменного лазерного факела, предполагающая, что основным механизмом поглощения лазерного излучения является обратное тормозное поглощение и хорошо описывающая экспериментальные данные в широкой области параметров, предсказывает следующую зависимость удельного импульса отдачи от интенсивности излучения –  $C_m \propto (I_L)^{0,25}$ . На рис. 4 представлена кривая, полученная аппроксимацией экспериментальных данных методом наименьших квадратов, которая демонстрирует существенно отличающийся показатель степени в зависимости  $C_m$  от  $I_L$ :  $C_m \propto (I_L)^{-0,6}$ . Такое различие может быть объяснено спецификой каменных мишеней, коэффициенты поглощения в которых достаточно малы по сравнению с металлами, и поглощение в которых носит объемный характер [26], т. е., коэффициент поглощения в таких материалах оказывается больше характерного размера, на который распространяется тепло за время лазерного импульса  $D \sim (\chi \tau_L)^{1/2}$ , где  $\chi$  – коэффициент температуропроводности. Для двуокиси кремния  $\chi = 8,4 \times 10^{-3}$  см<sup>2</sup>/с [26] и для  $\tau_L = 30$  нс  $D \sim 1,6 \times 10^{-5}$  см, в то время как, например, коэффициент поглощения в андезите может достигать десятых долей миллиметра [17].

Опираясь на полученные данные можно сделать достаточно грубую (в лучшем случае, по порядку величины) оценку возможной величины приращения скорости астероида под действием удаленного ядерного взрыва. Как известно, при ядерном взрыве температура продуктов реакции достигает  $10^7$  К и подавляющая часть выделившейся энергии излучается в виде рентгеновского излучения. [27]. При такой температуре максимум спектрального распределения излучения находится в районе 4 кэВ и при этой энергии кванта коэффициент поглощения атомами кремния (основного поглотителя) составляет порядка  $1000$  см<sup>-1</sup> [28] и, следовательно, само поглощение носит объемный характер, учитывая, что характерная длительность импульса рентгеновского излучения составляет  $\sim 100$  нс [27]. В этом случае характер энерговыделения в поверхностном слое мишени будет близок к таковому при облучении мишени лазерным пучком.

С учетом этого, можно сделать нижнюю оценку приращения скорости астероида  $\Delta V_a$  плотностью  $2,3$  г/см<sup>3</sup> от удаленного ядерного взрыва. Для примера возьмем следующие параметры: мощность взрыва – 3 кт в тротиловом эквиваленте ( $\sim 12,6 \times 10^{12}$  Дж), расстояние от точки взрыва до поверхности астероида 1 км, диаметр астероида 350 м. При этом, как нетрудно показать, доля попавшей на астероид энергии будет составлять  $E = 10^{11}$  Дж, а интенсивность излучения на поверхности астероида будет составлять  $I \sim 10^9$  Вт/см<sup>2</sup>. Для такой интенсивности согласно полученным нами данным величина  $C_m \sim 6 \times 10^{-5}$  Н/Вт. Тогда механический импульс, переданный астероиду излучением, составит величину порядка  $6 \times 10^6$  Н×с. Несложно подсчитать, что приращение скорости составит при этих параметрах величину  $\Delta V_a \sim 10^{-4}$  м/с. Учитывая, что в месяце содержится  $\sim 2,6 \times 10^6$  с отклонение от первоначальной траектории в течение такого срока может составить  $\sim 300$  м.

Авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность сотрудникам ИЛФИ «РФЯЦ-ВНИИЭФ» С. Г. Гаранину, В. Н. Деркачу, В. Г. Рогачеву, П. В. Стародубцеву за постоянный интерес и помощь в работе, а также сотрудникам НИЯУ МИФИ А. П. Кузнецову, К. Л. Губскому и М. А. Горбашовой за помощь в проведении PDV регистрации.

### Список литературы

1. Near-Earth Object Survey and Deflection Analysis of Alternatives Report to Congress, March 2007. <http://neo.jpl.nasa.gov/neo/report2007.html>
2. Vardaxis G., Winkler T., Wie B., Pitz A., Kaplinger B. Conceptual Design of a Hypervelocity Asteroid Intercept, Asteroid Deflection Research Center, Iowa State Univ. USA, IA 50011-2271 (2012).
3. Asteroid Initiative Idea Synthesis Workshop Selected Abstracts, NASA, Nov. 20–22 (2013).
4. Шубин О. Н. О разработке мер по обеспечению планетарной защиты от космических рисков и угроз. Круглый стол, доклад, Совет Федерации ФС РФ, 12.03.2013, Москва (2013); [defense.council.gov.ru](http://defense.council.gov.ru).
5. Аристова Е. Ю., Аушев А. А., Баранов В. К. и др. Лазерное моделирование разрушительного воздействия ядерных взрывов на опасные астероиды. ЖЭТФ, 2018. Т. 153. Вып. 1. С. 157–172.

6. Герценштейн М. Е., Клавдиев В. В., Швилкин Б. Н. и др. Наука и технологические разработки 89(1), 45 (2010).
7. Chu J. Paintballs May Deflect an Incoming Asteroid, MIT News, 26 Oct. (2012); <http://newsoffice.mit.edu>.
8. Dillow C. Destroying an Incoming Killer Asteroid With a Nuclear Blast, *Bonnier*, 9 April (2012).
9. Wie B. Optimal Dispersion of Near-Earth Objects, NASA (2013).
10. Phipps C. R., Jr., Turner T. P., Harrison R. F., York G. W., Osborne W. Z., Anderson G. K., Corlis X. F., Haynes L. C., Steele H. S., Spicocchi K. C., King T. R. Impulse coupling to targets in vacuum by KrF, HF, and CO<sub>2</sub> single-pulse lasers. *J. Appl. Phys.* 64, 1083, 1988.
11. Phipps C. R., Birkan M., Bohn W., Eckel H.-A., Horisawa H., Lippert T., Michaelis M., Rezunkov Y., Sasoh A., Schall W., Scharring S., Sinko J. «Review: Laser Ablation Propulsion» *J. Propulsion and Power*, 26, N 4. P. 609–637 (2010).
12. Claude R. Phipps. Christophe Bonnal, Frédéric Masson, Michel Boustie et al. Transfers from Earth to LEO and LEO to interplanetary space using lasers. *Acta Astronautica*. 2018. Vol. 146. P. 92–102.
13. Резунков Ю. А. Лазерная реактивная тяга. *Изв. ВУЗОВ. Приборостроение*. 2011. Т. 54, № 2. С. 7.
14. Phipps C. R. Laser deflection of NEO's. in: NASA Near Earth Object: Interception Workshop, New Mexico, USA, 1992.
15. Phipps C. R. Laser deflection of near-earth asteroids and comet nuclei, in: Proceedings International Conference on Lasers 96. STS Press. 1997. P. 580–587.
16. Massimiliano Vasile, Christie Alisa Maddock. Design of a formation of solar pumped lasers for asteroid deflection. *Advances in Space Research* 50 (2012) 891–905.
17. Бурдонский И. Н., Гольцов А. Ю., Леонов А. Г., Макаров К. Н., Тимофеев И. С., Юфа В. Н. Вопросы атомной науки и техники. Серия термоядерный синтез. 2013. Т. 36. Вып. 2. С. 8–18.
18. Timofeev I. S., Aleksandrov N. L., Burdonский I. N., Goltsov A. Yu., Makarov K. N., Putilin M. V., Yufa V. N., Leonov A. G. Temperature measurement in plasma torch generated by moderate laser irradiation of multicomponent polycrystal rock surface. *Laser Phys.* 2014. V. 24, N 12.
19. Рамазанов А. М., Кузнецов А. Л., Губский К. Л., Саранцев С. А., Ревский И. Ф., Норкин С. В. Измерение газокинетического давления плазмы оптоволоконным интерферометром с прямым преобразованием доплеровских сигналов // Современные проблемы физики и технологий, тезисы докладов V Международной молодежной научной школы-конференции. 18–23 апреля 2016, Москва.
20. Горбашова М. А., Губский К. Л., Плохотник А. Е., Юфа В. Н. Измерение скорости ударной волны при облучении хондритовых мишеней мощным лазерным излучением // Сборник докладов XI всероссийской школы для студентов, аспирантов, молодых ученых и специалистов по лазерной физике и лазерным технологиям. 25–28 апреля 2017 года, РФЯЦ-ВНИИЭФ, Саров.
21. D. Bergland G. A guided tour of the fast Fourier transform Bell Telephone Laboratories, Inc.–1969.
22. Mihai Stafe, Aurelian Marcu, Niculae N. Puscas. Pulsed Laser Ablation of Solids. Basics, Theory and Applications. Springer Series in Surface Sciences, Vol. 53. Springer-Verlag Berlin Heidelberg 2014, 233 с.
23. Гурвич Л. В., Вейц И. В., Медведев В. А. и др. Термодинамические свойства индивидуальных веществ. Спр. изд. в 4-х т. Т. II. Кн. 1. – М.: Наука, 1979. 440 с.
24. Горная энциклопедия. Под ред. Е. А. Козловского. – М.: Советская энциклопедия. С. 1984–1991.
25. Гуськов С. Ю., Борозюк С., Калал М. и др. Генерация ударных волн и образование кратеров в твердом веществе при кратковременном воздействии лазерного импульса. – *Квантовая электроника*, 2004. Т. 34. Вып. 11. С. 989–1003.
26. Phipps C. R., Jr., Harrison R. F., Shimada T., York G. W., Turner T. P., Corlis X. F., Steele H. S., Haynes L. C., King T. R. Laser and Particle Beams. 1990. Vol. 8, N 1–2. P. 281–298 281. Enhanced vacuum laser-impulse coupling by volume absorption at infrared wavelengths.
27. Физика ядерного взрыва. В 2 т. / МО РФ, Центральный физико-технический институт. – М.: Наука. Физматлит, 1997.
28. Блохин М. А., Швейцер И. Г. Рентгено-спектральный справочник. – М.: Наука. Гл. ред. Физ.-мат. лит., 1982.