

# Динамика термического плавления и абляции высокоориентированного пиролитического графита, нагретого фемтосекундными лазерными импульсами

А. А. Ионин<sup>+</sup>, С. И. Кудряшов<sup>\*1)</sup>

<sup>+</sup> Физический институт им. Лебедева, 119991 Москва, Россия

<sup>\*</sup> Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ, 115409 Москва, Россия

Поступила в редакцию 19 сентября 2016 г.

После переработки 14 сентября 2016 г.

Исследования с помощью метода оптической микроскопии с временным разрешением демонстрируют пространственно-временную динамику плавления и абляции графита, расплавленного одиночными ИК фемтосекундными лазерными импульсами, проявляющуюся в наблюдении пикосекундных осцилляций отражения пробного импульса, модулируемого короткоживущими акустическими реверберациями в поверхностном слое расплава. Периоды и амплитуды ревербераций зависят от изменения мгновенной толщины расплава и его акустического импеданса, на которые влияют плавление, тепловое расширение, откольная и фрагментационная абляция материала, что в свою очередь позволяет определять их вклады и основные параметры.

DOI: 10.7868/S0370274X16200108

1. Углерод является одним из наиболее важных составных элементов материалов современной наноэлектроники и нанопотоники – таких, как фуллерены, нанотрубки и графены. В этой связи понимание их поведения при повышенных температурах – в частности, поведения графита, в значительной степени сходного с вышеупомянутыми материалами, является важным для их надежной эксплуатации в условиях сильных электрических токов, а также интенсивных потоков фотонов или частиц, приводящих к экстремальным температурам их кристаллической решетки [1].

Начиная с пионерской работы Reitze и др. [2] в начале 1990-х гг., не очень значительное внимание обращалось на фундаментальные исследования углерода при высоких температурах [3–5], в то время как нетермическая пред-абляционная динамика и структурные превращения в графите при высоких давлениях под действием ультракоротких (фемтосекундных, фс) лазерных импульсов широко исследовались с помощью уникальных современных методов с высоким временным разрешением [6–13]. За этот период наиболее выдающаяся работа была выполнена Sokolowski-Tinten и др. [3], в которой методом оптической микроскопии отражения с временным разрешением в нс–фс временном диапазоне

были обнаружены основные механизмы фронтальной фс-лазерной абляции графита – откольный и фрагментационный (разлет закритического флюида, постепенно переходящего в паро-капельную смесь [3]), интуитивно связанные, соответственно, с докритическим и закритическим состояниями углерода. Дальнейшие исследования были связаны в основном с профилометрией и микроскопией комбинационного рассеяния света для поверхностных абляционных кратеров [4, 5], поскольку экспериментальные методы, позволяющие одновременное временное и пространственное (в особенности, в глубину) наблюдение термического плавления, откольной и фрагментационной абляции материалов, нагрываемых ультракороткими лазерными импульсами (УКИ), пока отсутствуют.

Поэтому в настоящей работе впервые предлагается непосредственный способ наблюдения быстрой и медленной динамики плавления, теплового расширения и абляции поверхности графита, возбужденной одиночными ИК УКИ с различной плотностью энергии, с помощью обычного метода рефлектометрии с временным разрешением.

2. В наших исследованиях использовался образец высоко-ориентированного пиролитического графита (ВОПГ марки УПВ1-ТМО, плотность  $\rho_s \approx 2.18 \text{ г/см}^3$ ) размером 5 мм × 5 мм и толщиной 1 мм с поверхностью оптического качества (рис. 1а). Об-

<sup>1)</sup>e-mail: sikudr@lebedev.ru

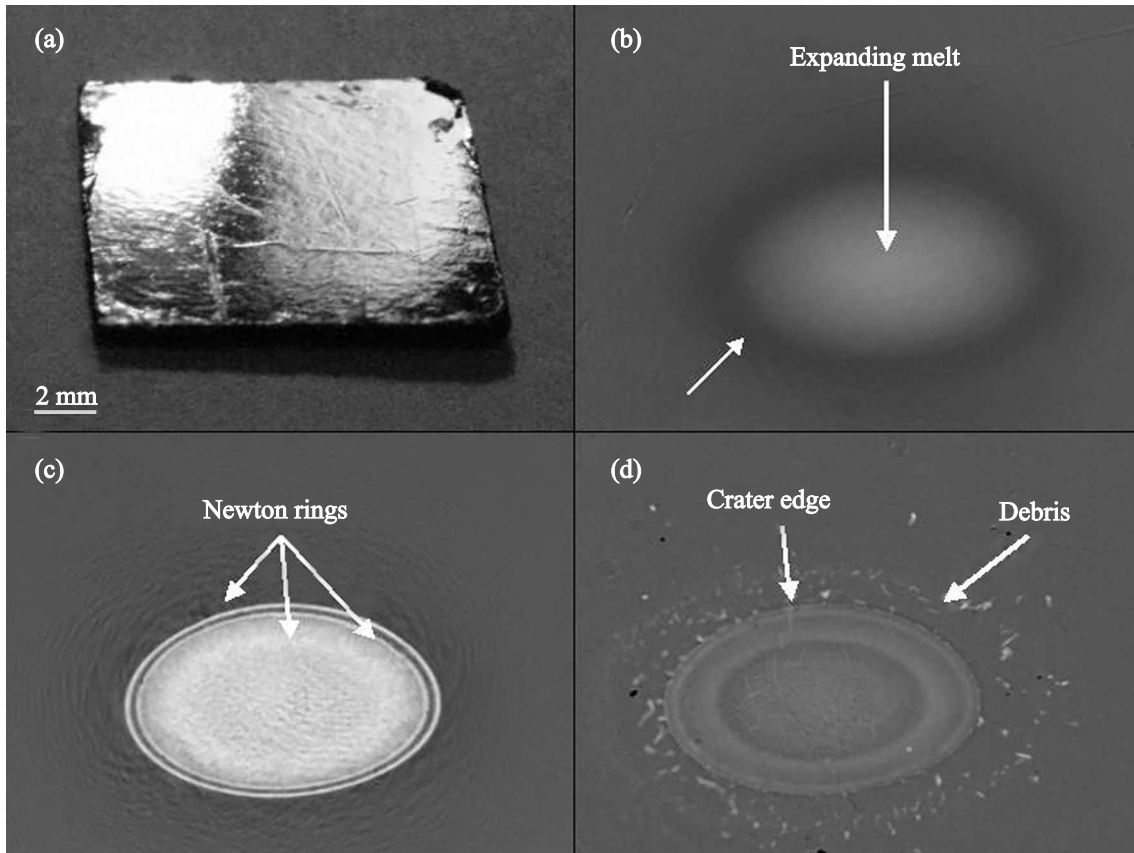


Рис. 1. Снимки образца ВОПГ (а), его поверхности, возбужденной фемтосекундным лазерным импульсом при  $F_0 \approx 0.8$  Дж/см<sup>2</sup> и  $\Delta t = 10$  пс (b), 300 пс (c) и конечный кратер (d). Размер снимков (b–d) –  $300 \times 500$  мкм

разец размещался на трехмерной моторизованной платформе с компьютерным управлением и сканировался с передвижением от импульса к импульсу. С помощью электромеханического затвора абляции образца осуществлялась одиночными ИК (800 нм) УКИ титан-сапфирового лазера с длительностью 110 фс (ширина на полувысоте) и энергией в ТЕМ<sub>00</sub>-моду, сниженной до 0.2 мДж с помощью полуволновой пластины и призмы Глана во избежание деградации пучка из-за самофокусировки в воздухе и рассеяния/рефракции на воздушной плазме.

УКИ накачки фокусировались в *p*-поляризации под углом 45° сферической линзой из стекла КИ-8 (фокусное расстояние  $f = 500$  мм) в фокальное пятно на поверхности ВОПГ с гауссовскими  $1/e$ -радиусами  $\varnothing_{1/e,x} \approx 0.12$  мм и  $\varnothing_{1/e,y} \approx 0.06$  мм, расположенное напротив входной апертуры микрообъектива для пробных УКИ (числовая апертура NA = 0.17). В данной схеме оптической микроскопии отражения [14] использовались интенсивные ИК (800 нм) УКИ накачки и низкоинтенсивные (в десять раз), задержанные ( $\Delta t = 0$ –3 нс, разрешение

$\approx 100$  фс равняется длительности пробного УКИ) УКИ второй гармоники (400 нм,  $2\omega$ ), генерируемые в кристалле бета-бария бората толщиной 1.5 мм. Калибровка плотности энергии УКИ на поверхности для определения пиковой плотности  $F_0$  и вышеуказанных параметров фокусировки выполнялась с помощью оптического микроскопа путем измерения главных радиусов одноимпульсных абляционных кратеров при различных энергиях УКИ накачки, а максимальная глубина кратеров  $X$  для  $F_0 \leq 0.8$  Дж/см<sup>2</sup> измерялась с помощью широкополосного оптического профилометра NewView 700s (Zygo).

**3.** Микроснимки поверхности ВОПГ с временным разрешением (рис. 1) демонстрируют обычные изменения отражения – быстрый монотонный (мультимикросекундный) спад пробного отражения  $R_{2\omega}$  после его начального пикосекундного роста до  $R_{2\omega,melt} \approx 0.35 > R_{2\omega,0}$  вследствие плавления ВОПГ ( $F_{melt} \approx 0.15$  Дж/см<sup>2</sup>, например,  $F_{melt} \approx 0.13$  Дж/см<sup>2</sup> для УКИ с длиной волны 624 нм [2]) и теплового расширения расплава [2], с последующими долгими –

суб-наносекундные или более – выраженные интерференционные осцилляции отражения  $R_{2\omega}$  с почти постоянными временными интервалами [3] (рис. 2).

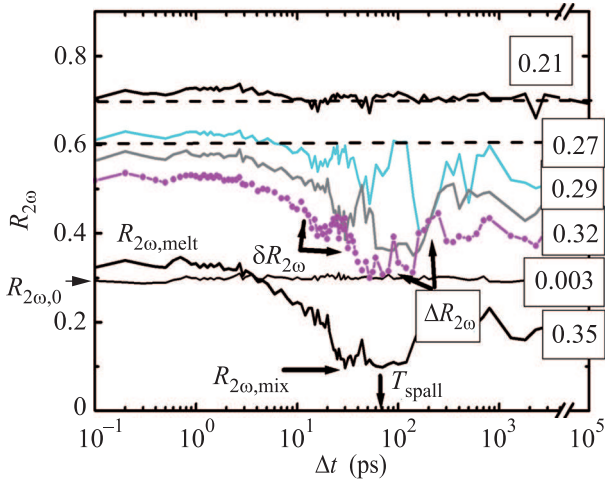


Рис. 2. (Цветной онлайн) Временные зависимости  $R_{2\omega}(\Delta t)$ , иллюстрирующие плавление ВОПГ и начало откольной абляции при локальной плотности энергии  $F = 0.21$  Дж/см<sup>2</sup> (кривая сдвинута вверх на 0.4), откольной абляции при  $F = 0.27$  (кривая сдвинута вверх на 0.3), 0.29 (кривая сдвинута вверх на 0.25) и 0.32 Дж/см<sup>2</sup> (кривая сдвинута вверх на 0.25), а также фазового взрыва при  $F = 0.35$  Дж/см<sup>2</sup> (несдвинутая нижняя кривая). Метки  $R_{2\omega,0}$ ,  $R_{2\omega,melt}$  и  $R_{2\omega,mix}$  показывают начальный уровень отражения ВОПГ, отражение его расплава и парокapельной смеси, тогда как  $T_{spall}$ ,  $\delta R_{2\omega}$  и  $\Delta R_{2\omega}$  обозначают, соответственно, начало откола, амплитуды акустических и интерференционных ревербераций. Уровни инструментального шума при измерениях отражения показаны как малые флуктуации на кривой сравнения для  $F = 0.003$  Дж/см<sup>2</sup>

Оба эффекта наблюдались для значений  $F$  выше порога откольной абляции  $F_{spall} \approx 0.20$  Дж/см<sup>2</sup>, когда отлетающий откольный слой расплава дает на суб-наносекундных временах в дальнем поле отчетливую интерференционную картину (эллиптические кольца Ньютона на рис. 1с) и неглубокий кратер с резкими краями (рис. 1d). Такая интерференция, как известно, связана с пространственно-временным сложением полей пробного УКИ, отраженного от передней поверхности откольного слоя и поверхности мишени под ним [3], разделенных прозрачным докритическим углеродным паром (ожидаемый показатель преломления  $n^* \approx 1$  [15]). Тем не менее, при более высоких величинах  $F > 0.3$  Дж/см<sup>2</sup> интерференционная картина исчезала или существенно утрачивала контраст в центральной области фокального пятна со слабым отражением (рис. 1с) (минималь-

ное значение  $R_{2\omega,mix} \approx 0.07$  на кривых  $R_{2\omega}(\Delta t)$  на рис. 2). Это связывалось с быстрым гидродинамическим разлетом сильно-рассеивающего гетерогенного абляционного факела, по-видимому, отражающего фрагментацию около- или сверхкритического флюида углерода в течение его пикосекундного адиабатического расширения [3] (“фрагментация” или, по-другому, “фазовый взрыв” [16]) при превышении соответствующего порога  $F_{frag} \approx 0.30$  Дж/см<sup>2</sup>.

Далее, кроме субнаносекундных осцилляций отражения из-за интерференции, новый тип отчетливых пикосекундных осцилляций отражения с постепенно увеличивающимися периодами  $T_{rev}$  и амплитудами  $\delta R_{2\omega}$  был обнаружен в диапазоне  $F_{melt} < F < F_{frag}$  (рис. 2, 3) на временах термическо-

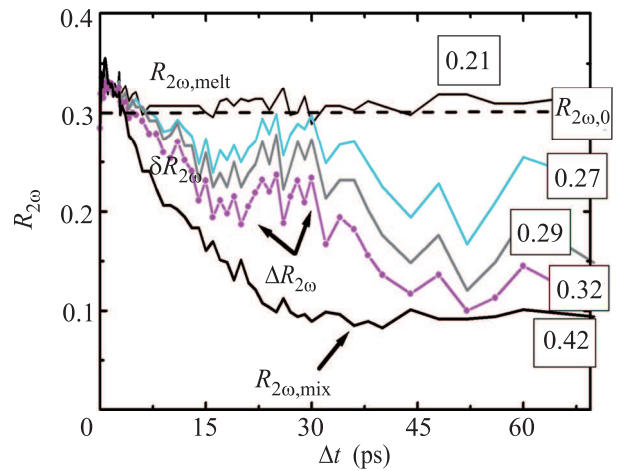


Рис. 3. (Цветной онлайн) Временные зависимости  $R_{2\omega}(\Delta t)$ , иллюстрирующие плавление ВОПГ при  $F = 0.19$  Дж/см<sup>2</sup>, его откольную абляцию и фазовый взрыв при 0.27, 0.29 и 0.32 Дж/см<sup>2</sup>, и фазовый взрыв при 0.42 Дж/см<sup>2</sup>. Метки  $R_{2\omega,0}$  и  $R_{2\omega,mix}$  показывают начальный уровень отражения ВОПГ и мгновенное отражение паро-капельной смеси углерода, а метка  $\delta R_{2\omega}$  обозначает амплитуду акустической модуляции отражения

го расширения поверхностного расплава графита. В результате, эти быстрые осцилляции могут быть связаны с акустическими реверберациями, модулирующими пробное отражение посредством эффекта пьезоотражения [17]. Такие реверберации инициируются в расплаве, по-видимому, в результате быстрого изменения плотности при плавлении [6, 7, 18] и поддерживаются разницей акустических импедансов ВОПГ и его расплава. Начиная с порога плавления  $F_{melt} \approx 0.15$  Дж/см<sup>2</sup>, увеличивающиеся величины  $T_{rev}$  (рис. 2–4) представляют толщину расплава, постепенно нарастающую и насыщающуюся

с ростом  $\Delta t$  до отлета откольного слоя, как следует из распространения фронта плавления в нагретом ВОПГ с пренебрежимо малой межслоевой теплопроводностью [2]. Действительно, максимальные значения  $T_{\text{rev,max}}$  в стадии насыщения или непосредственно перед отколом (рис. 4) монотонно растут в диапа-

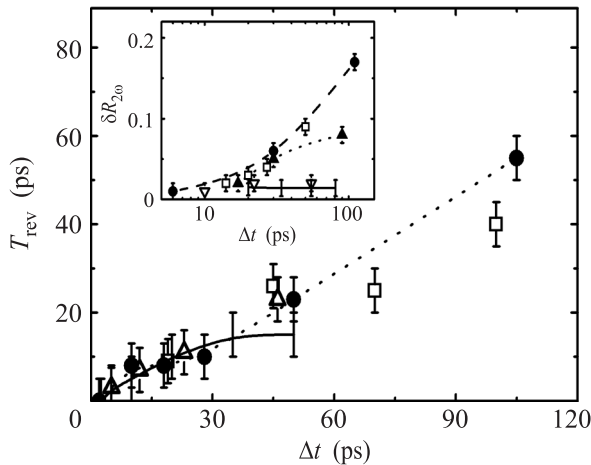


Рис. 4. Временная динамика периода акустических ревербераций  $T_{\text{rev}}$  для  $F = 0.19$  (непрерывная кривая), 0.24 (светлые квадраты), 0.29 (темные кружки) и 0.38 (светлые треугольники) Дж/см<sup>2</sup>. Вставка: Временная динамика амплитуд акустических ревербераций  $\delta R_{2\omega}$  для  $F = 0.17$  (нижняя непрерывная кривая), 0.24 (светлые квадраты), 0.27 (темные кружки), 0.32 (темные треугольники) и 0.45 (светлые треугольники) Дж/см<sup>2</sup>

зоне  $F = 0.16\text{--}0.3$  Дж/см<sup>2</sup> (рис. 5), демонстрируя, с точностью до численного множителя, такую же растущую зависимость от  $F$ , как максимальная толщина расплава  $Y_{\text{max}}$ , рассчитанная с помощью уравнения Бера  $Y_{\text{max}}(F) = \delta_{800} \ln(F/F_{\text{melt}})$ . В этих расчетах мгновенная величина коэффициента отражения ВОПГ и глубина поглощения  $\delta_{800} \approx 32$  нм [19] приближенно считались не зависящими от  $F$  в течение УКИ накачки.

Однако, приближаясь к задержке  $\approx 50$  пс при  $F \geq F_{\text{frag}}$ , зависимость  $T_{\text{rev,max}}(F)$  начинает снижаться, быстро отклоняясь от кривой  $Y_{\text{max}}(F)$  практически к нулю (рис. 5). В контексте выраженного соответствия между  $T_{\text{rev,max}}$  и  $Y_{\text{max}}$ , эта тенденция к спаду для  $T_{\text{rev,max}}$  для  $F > F_{\text{frag}}$  может отражать уменьшение толщины расплава при  $\delta t < 60$  пс, т.е. в течение времени пробега фронта плавления и его одновременного теплового расширения (ср. кривые для  $F = 0.29$  и 0.38 Дж/см<sup>2</sup> на рис. 4). Наша оценка объемной плотности энергии на поверхности расплава  $\varepsilon(F_{\text{frag}}) = (1 - R_p(F_{\text{frag}}))F_{\text{frag}}V_m/\delta_{800} \approx 3.8 \cdot 10^5$  Дж/моль для молярного объема ВОПГ

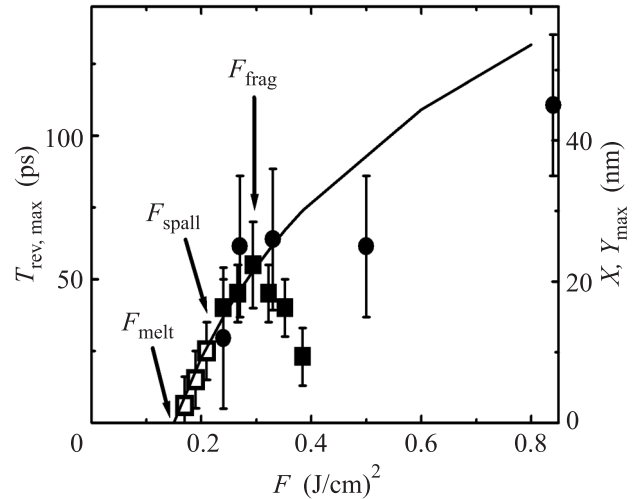


Рис. 5. Зависимости от плотности энергии для максимального периода ревербераций  $T_{\text{rev,max}}$  (левая ось, светлые и темные квадраты), глубины кратера  $X$  (правая ось, темные кружки) и расчетной максимальной толщины расплава  $Y_{\text{max}}$  (правая ось, непрерывная кривая), где стрелки обозначают пороги плавления ( $F_{\text{melt}}$ ), откольной ( $F_{\text{spall}}$ ) и фрагментационной ( $F_{\text{frag}}$ ) абляции ВОПГ

$V_m \approx 5.5$  см<sup>3</sup>/моль, коэффициента отражения  $p$ -поляризованного УКИ накачки при падении под углом 45°  $R_p(F_{\text{frag}}) \approx 0.28$  [20] и постоянной величине  $\delta_{800}$ , разумно – в пределах 20% – превышает ранее оцененную энтальпию критического состояния углерода ( $\approx (3.1 \pm 0.3) \cdot 10^5$  Дж/моль [21]), по-видимому, указывая на сверхкритическое состояние углерода при  $F \geq F_{\text{frag}}$ , претерпевающего сильное адиабатическое расширение перед трансформацией в разлетающуюся паро-капельную смесь.

Такое хорошее соответствие между кривыми  $Y_{\text{max}}(F)$  и  $X(F)$  на рис. 5, отражающее почти полное удаление расплава при отколе (вплоть до границы расплав/графит), подсказывает, что именно разрыв в волне разрежения на данной жесткой границе отвечает за откольную абляцию, приводя к формированию гладкого кратера (рис. 1d), а не подповерхностное вспенивание, приводящее к кратерам с нанопероховатостью дна [22]. В самом деле, простой анализ кривых  $T_{\text{rev,max}}(F)$ ,  $Y_{\text{max}}(F)$  и  $X(F)$  в диапазоне  $F \leq F_{\text{frag}}$  дает возможность количественной оценки скорости звука в расплаве и сравнительной качественной оценки его акустического импеданса – в сравнении с импедансом графита  $\rho_s C_{l,s} = 2.18 \cdot 10^3$  кг/м<sup>3</sup>  $\times$  (2.3–2.8) км/с  $\approx (5\text{--}6) \cdot 10^6$  кг/м<sup>2</sup>с для продольной скорости звука вдоль  $c$ -оси графита  $C_{l,s} \approx 2.3$  или 2.8 км/с [21, 23]. В частности, если акустический импеданс распла-

ва  $\rho_m C_{l,m}$  больше, чем  $\rho_s C_{l,s}$  (жесткая граница расплав/графит [24]), тогда быстрые осцилляции проявятся на кривых  $R_{2\omega}(\Delta t)$  в той же фазе только после двух обходов, т.е. для  $C_{l,m} T_{\text{rev,max}} \approx 4Y_{\text{max}}$  и  $C_{l,m} \approx 1.6 \text{ км/с} < C_{l,s} \approx 2.3$  или  $2.8 \text{ км/с}$ . Это значение  $C_{l,m}$  неплохо согласуется с аналогичными величинами для расплава германия и олова – соответственно, 2.7 и 2.5 км/с [25]. Напротив, другое соотношение  $\rho_m C_{l,m} > \rho_s C_{l,s}$  (свободная граница расплав/графит [24]) требует только одного обхода для осцилляции отражения в той же фазе и дает  $C_{l,m} T_{\text{rev,max}} \approx 2Y_{\text{max}}$  и  $C_{l,m} \approx 0.8 \text{ км/с}$ . Последний случай с  $\rho_m C_{l,m} > \rho_s C_{l,s}$  и  $C_{l,m} < C_{l,s}$  является маловероятным по причине чрезвычайно высокой необходимой плотности расплава  $\rho_m > 6 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$ , учитывая также возможное уменьшение его плотности при тепловом расширении на пикосекундных временах – вплоть до минимально возможной при  $R_{2\omega,\text{mix}} \approx 0.07$  (рис. 2, 3). В доказательство, предполагаемый низкий импеданс расплава подразумевает, что волна разрежения, отраженная на границе расплав/графит, позволяет сложение ее переднего и заднего фронта в одинаковой фазе, таким образом усиливая – как максимум, вдвое – ее амплитуду на этой границе и способствуя разрыву. Для сравнения, до сих пор такие возможности для анализа эффектов плавления и абляции материалов представлял только очень трудоемкий и технически сложный метод рассеяния рентгеновских лучей с ультракороткими рентгеновскими импульсами [26].

Указанное выше постепенное увеличение амплитуды  $\delta R_{2\omega}$  с ростом  $\Delta t$  для  $F_{\text{spall}} \leq F \leq F_{\text{frag}}$  в течение быстрых акустических ревербераций (рис. 4, вставка) происходит точно в фазе теплового расширения расплава с увеличивающейся толщиной  $Y(\Delta t) = \frac{1}{4} C_{l,m} T_{\text{rev}}(\Delta t)$ . Это подразумевает, что акустический импеданс расширяющегося расплава постепенно уменьшается и каждый обход волны давления в расплаве может рассматриваться – для произведения квадратов коэффициентов отражения акустической волны  $R_{\text{air/melt}} \approx 1$  и  $R_{\text{melt/NOPG}} < 1$  на границах воздух/расплав и расплав/ВОПГ – как ее распространение в виртуальной среде с пространственно распределенным – в частности, монотонно снижающимся по мере пробега – акустическим импедансом. Тогда, в соответствии с принципами неразрывности, такая волна давления по мере пробега вдоль нестационарного градиента акустического импеданса увеличит свою колебательную скорость, что проявится в области оптического зондирования на поверхности расплава в виде усиленной деформации среды (см. рис. 2, 3 для  $F_{\text{spall}} \leq F \leq F_{\text{frag}}$ ), моду-

лирующей отражение пробного излучения. Более детальный анализ в настоящий момент невозможен, несмотря на сделанную оценку скорости звука в расплаве углерода ( $C_{l,m} \approx 1.6 \text{ км/с}$ ), поскольку до сих пор не известна плотность расплава.

4. В заключение, микроскопические исследования с временным разрешением оптического отражения поверхности ВОПГ, расплавленной и аблированной одиночными фемтосекундными импульсами, позволяют осуществлять всесторонний мониторинг его плавления, откольной и фрагментационной абляции путем количественного анализа короткоживущих модуляций отражения. Такие ранее не наблюдавшиеся для графита пикосекундные модуляции отражения, происходящие с постепенно нарастающими и зависящими от плотности энергии периодами в течение теплового расширения поверхностного слоя расплава графита, были связаны с реверберациями волны давления в этом слое до его полного порогового откольного удаления. Такая откольная абляция, по-видимому, инициируется разрывом расплава вблизи границы графит-расплав при сложении набегающей прямой и отраженной волн разрежения. При плотностях энергии, превышающих порог фрагментационной абляции, более горячая верхняя часть слоя расплава необратимо расширяется в окружающую атмосферу еще до завершения плавления слоя и начала откольной абляции, демонстрируя укороченные периоды ревербераций. Согласно нашим оценкам объемной плотности вложенной энергии, фрагментационная абляция происходит в форме гидродинамического разлета закритического флюида углерода.

Работа выполнена при поддержке Программы повышения конкурентоспособности НИЯУ МИФИ.

1. N. D. Orekhov and V. V. Stegailov, Carbon **87**, 358 (2015).
2. D. H. Reitze, H. Ahn, and M. C. Downer, Phys. Rev. B **45**, 2677 (1992); T. Dallas, M. Holtz, H. Ahn, and M. C. Downer, Phys. Rev. B **49**, 796 (1994).
3. K. Sokolowski-Tinten, S. Kudryashov, V. Temnov, J. Bialkowski, M. Boing, D. von der Linde, A. Cavalleri, H. O. Jeschke, M. E. Garcia, and K. H. Bennemann, Springer Series in Chemical Physics **66**, 425; Springer, Berlin (2000).
4. M. D. Shirk and P. A. Molian, Carbon **39**, 1183 (2001).
5. M. Lenner, A. Kaplan, C. Huchon, and R. E. Palmer, Phys. Rev. B **79**, 184105 (2009).
6. С. И. Кудряшов, В. И. Емельянов, Письма в ЖЭТФ **73**, 551 (2001).

7. S. I. Ashitkov, M. B. Agranat, P. S. Kondratenko, S. I. Anisimov, V. E. Fortov, V. V. Temnov, K. Sokolowski-Tinten, P. Zhou, and D. von der Linde, *JETP Lett.* **75**, 96 (2002).
8. F. Carbone, P. Baum, P. Rudolf, and A. H. Zewail, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 035501 (2008).
9. R. K. Raman, Y. Murooka, C. Ruan, T. Yang, S. Berber, and D. Tománek, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 077401 (2008).
10. K. Nishioka and K. Nasu, *Phys. Rev. B* **80**, 235420 (2009).
11. T. Sano, K. Takahashi, O. Sakata, M. Okoshi, N. Inoue, K. F. Kobayashi, and A. Hirose, *J. Phys. D: Conf. Ser.* **165**, 012019 (2009).
12. Y. Miyamoto, H. Zhang, and D. Tomanek, *Phys. Rev. Lett.* **104**, 208302 (2010).
13. G. Sciani and R. J. D. Miller, *Rep. Prog. Phys.* **74**, 096101 (2011).
14. M. C. Downer, R. L. Fork, and C. V. Shank, *J. Opt. Soc. Am. B* **2**, 595 (1985); D. von der Linde, K. Sokolowski-Tinten, and J. Bialkowski, *Appl. Surf. Sci.* **109–110**, 1 (1997).
15. V. V. Temnov, K. Sokolowski-Tinten, P. Zhou, and D. von der Linde, *J. Opt. Soc. Am. B* **23**, 1954 (2006).
16. D. Perez and L. J. Lewis, *Phys. Rev. B* **67**, 184102 (2003); E. Leveugle, D. S. Ivanov, and L. V. Zhigilei, *Appl. Phys. A* **79**, 1643 (2004); A. K. Upadhyay, N. A. Inogamov, B. Rethfeld, and H. M. Urbassek, *Phys. Rev. B* **78**, 045437 (2008).
17. P. Yu and M. Cardona, *Fundamentals of Semiconductor Physics*, Springer, N.Y. (1996).
18. H. Enquist, H. Navirian, T. N. Hansen, A. M. Lindenberg, P. Sondhauss, O. Synnergren, J. S. Wark, and J. Larsson, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 225502 (2007).
19. M. Nicoul, V. Shymanovich, A. Tarasevich, D. von der Linde, and K. Sokolowski-Tinten, *Appl. Phys. Lett.* **98**, 191902 (2011).
20. *Handbook of Optical Constants of Solids*, ed. by E. D. Palik, Academic Press, Orlando (1998).
21. С. И. Кудряшов, *Термодинамические характеристики метастабильного равновесия “жидкость–пар” при лазерном испарении поликристаллического графита*, дисс. канд. физ-мат. наук, МГУ им. Ломоносова (1999).
22. А. А. Ионин, С. И. Кудряшов, Л. В. Селезнев, Д. В. Синецкин, *Письма в ЖЭТФ* **94**, 816 (2011).
23. N. L. Coleburn, *J. Chem. Phys.* **40**, 71 (1964).
24. V. E. Gusev and A. A. Karabutov, *Laser Optoacoustics*, AIP, N.Y. (1993).
25. N. Yoshimoto, H. Shibata, M. Yoshizawa, K. Suzuki, K. Shigematsu, and S. Kimura, *Jpn. J. Appl. Phys.* **35**, 2754 (1996).
26. R. Nüske, C. von Korff Schmising, A. Jurgilaitis, H. Enquist, H. Navirian, P. Sondhauss, and J. Larsson, *Rev. Sci. Instruments* **81**, 013106 (2010).