

DOI: [10.7242/1999-6691/2022.15.2.13](https://doi.org/10.7242/1999-6691/2022.15.2.13)

УДК 539.372

## КОНЕЧНО-ЭЛЕМЕНТНЫЙ АНАЛИЗ ОСТАТОЧНЫХ НАПРЯЖЕНИЙ, ВОЗНИКАЮЩИХ В РЕЗУЛЬТАТЕ ЛАЗЕРНОЙ УДАРНОЙ ПРОКОВКИ ТИТАНОВОГО СПЛАВА ВТ6

О.А. Плехов, А.А. Костина, Р.И. Изюмов, А.Ю. Изюмова

*Институт механики сплошных сред УрО РАН, Пермь, Российская Федерация*

Технология лазерной ударной проковки является эффективным инструментом для создания распространяющихся на глубину более 1 мм остаточных напряжений в приповерхностной зоне конструкций, изготовленных из металлов и сплавов. Применение данной технологии позволяет существенно улучшить механические свойства и повысить усталостный ресурс изделий. Однако для эффективного использования данной технологии в промышленности необходимо создать эффективный инструмент для подбора оптимальных параметров импульсного воздействия. Данная работа направлена на исследование влияния интенсивности воздействия и геометрической схемы лазерной ударной проковки на результирующее поле остаточных напряжений в титановом сплаве ВТ6 путем численного моделирования. Использованный подход включал два этапа. На первом из них проводилось моделирование распространения упругопластических волн на основе определяющего соотношения Джонсона–Кука, на втором – осуществлялся статический расчет распределения остаточных напряжений с учетом созданных на первом этапе полей пластической деформации. Изучение влияния параметров проковки выполнено на примере квадратной пластины толщиной 3 мм, центральная область фронтальной поверхности которой подвергалась воздействию лазерного излучения, сфокусированного в пятне квадратной формы со стороной 3 мм. Проведенный анализ показал, что увеличение интенсивности энергии лазерного воздействия позволяет повысить максимальное значение сжимающего напряжения, но при этом формируются растягивающие напряжения на тыльной поверхности пластины. Возможным способом устранения этого эффекта является двухсторонняя проковка без перекрытия лазерных пятен или односторонняя проковка с пятидесятипроцентным перекрытием. В обоих случаях наблюдается рост максимального значения сжимающего напряжения на фронтальной и тыльной поверхностях образца. Увеличение числа проходов лазера при односторонней проковке приводит к тому, что максимальное значение сжимающего напряжения и глубина его воздействия повышаются, но при этом растягивающие напряжения в объеме образца также возрастают.

*Ключевые слова:* лазерная ударная проковка, остаточные напряжения, конечно-элементное моделирование

## FINITE-ELEMENT ANALYSIS OF RESIDUAL STRESSES IN THE TC4 TITANIUM ALLOY TREATED BY LASER SHOCK PEENING

O.A. Plekhov, A.A. Kostina, R.I. Iziumov and A.Yu. Iziumova

*Institute of Continuous Media Mechanics UB RAS, Perm, Russian Federation*

Laser shock peening is an effective tool for generating deep compressive residual stresses (more than 1 mm) near the surface of metallic structures. This can improve their mechanical properties and fatigue performance. For this purpose, it is necessary to find optimal laser shock parameters. In this paper, the effect of laser intensity and peening pattern on the residual stress field in a Ti-6Al-4V titanium alloy is investigated through numerical simulations. The applied approach includes two steps. In the first stage, the modeling of elasto-plastic stress waves is performed. The second stage involves a solution of static equilibrium problem for residual stress distribution taking into account plastic deformation fields. The analysis was carried out for a square plate with a thickness of 3 mm, the central part of which is subjected to a series of square laser pulses. The pulse length was the same for all considered cases, and it was equal to 3 mm. The results of the analysis demonstrate that, when the laser pulse power density increases, the maximum value of compressive stress increases as well, and tensile stresses occur on the opposite side of the sample. The application of the two-sided laser peening (no overlap) or one-sided peening (50% overlap) can eliminate this effect. An increase in the maximum compressive stress is observed on both sides of the specimen in these cases. Due to an increase in the number of layers in the case of the one-sided peening (no overlap), the maximum compressive stress and penetration depth become greater. However, tensile stresses in the volume of the sample also increase.

*Key words:* laser shock peening, residual stresses, finite-element simulation

### 1. Введение

Технология лазерной ударной проковки (наклепа) представляет собой бесконтактное упрочнение поверхностей деталей и конструкций, изготовленных, как правило, из металлических материалов. Суть способа заключается в создании сжимающих остаточных напряжений в поверхностном слое материала путем генерирования интенсивного импульса давления, вызванного взаимодействием лазерного излучения с веществом. Данный процесс может быть разделен на четыре стадии. На первой стадии происходит импульсное лазерное воздействие на поверхность детали, погруженной в воду, и удаление тонкого (порядка нескольких характерных размеров) скин-слоя за один выстрел, что позволяет пренебречь испарением материала при моделировании проковки. Во время второй стадии за счет поглощения энергии лазерного воздействия создается плазма высокого давления. Благодаря ее расширению на третьей стадии генерируется механический импульс высокого давления, распространяющийся вглубь материала в виде упругопластической волны. На заключительной, четвертой, стадии вследствие возникновения неоднородной пластической деформации формируются остаточные напряжения.

Преимуществом данной технологии перед другими способами поверхностной обработки является создание глубоких (недостижимых для других технологий) остаточных напряжений, а также возможность обработки деталей сложной формы без прямого физического контакта. Для углубления знаний о процессах, протекающих при обработке различных материалов лазерной ударной проковкой, и для оптимизации параметров проковки широко применяют численное моделирование.

Впервые расчет остаточных напряжений методом конечных элементов в пакете Abaqus с использованием явного (explicit) и неявного (implicit) решателей выполнен Braisted и Brockman [1] в 1999 году. Впоследствии этот подход хорошо зарекомендовал себя для прогнозирования получаемых экспериментальным путем остаточных напряжений в алюминиевых и стальных сплавах [2–11]. Исследование остаточных напряжений в титановых сплавах проводилось в работах [12–16]. Sun и соавторы [12] изучали влияние энергии импульсного воздействия, равной 3, 5 и 7 Дж, на морфологию поверхности и вид поля остаточных напряжений в сплаве TC17 (Ti-5Al-2Sn-2Zr-4Mo-4Cr). Результаты показали, что с увеличением энергии происходит рост сжимающих остаточных напряжений. Li и соавторы [13] провели сравнение Гауссова пространственного распределения энергии импульсного воздействия с однородным распределением для титанового сплава BT6. Ими установлено, что при фокусировании лазерного луча на поверхности образца в виде круглых пятен Гауссово распределение при одних и тех же параметрах импульса способно генерировать более высокие значения сжимающих напряжений. В работе [14] проводилось моделирование двухсторонней обработки пластины из титанового сплава BT6 лазером с пятнами круглой формы. Авторы продемонстрировали, что профили остаточных напряжений существенно зависят как от пикового значения импульса и времени воздействия, так и от толщины пластины. Kumar и Rajyalakshmi [15] выполнили планирование эксперимента на основе конечно-элементного моделирования лазерной ударной проковки титанового сплава BT6, что позволило им провести анализ влияния диаметра лазерного пятна, степени перекрытия пятен, интенсивности лазерного удара и времени импульсного воздействия на распределение остаточных напряжений. В работе [16] с применением дислокационной модели показано, что рост коэффициента перекрытия пятен круглой формы приводит к увеличению глубины сжимающих напряжений с сопутствующим измельчением зерна. Рассчитанные профили остаточных напряжений находятся в хорошем соответствии с экспериментальными данными.

Приведенные выше работы выявили, что ключевыми параметрами, характеризующими эффективность лазерной ударной проковки, являются интенсивность лазерного воздействия и схема обработки поверхности. Однако при проведении исследования влияния этих параметров на величину остаточных сжимающих напряжений в титановом сплаве BT6 основное внимание уделяется лазерной обработке поверхности пятнами круглой формы. Как отмечается в [17, 18], лазерные удары пятнами квадратной формы приводят к меньшему, по сравнению с круглой формой, падению остаточных напряжений в центре пятна, что обеспечивает более однородное распределение остаточных напряжений на поверхности обрабатываемого изделия. Таким образом, целью настоящей работы является анализ влияния ключевых параметров лазерной ударной проковки на распределение остаточных напряжений в титановом сплаве BT6 при обработке поверхности лазером с пятнами квадратной формы.

Исследование проводится на квадратном образце (пластине) толщиной 3 мм. Предполагаем, что это позволит в дальнейшем применить полученные результаты для оценки скорости роста усталостной трещины в материале после лазерной ударной проковки с применением метода собственных деформаций, изложенного в [19]. Согласно данному подходу, необходимо определить остаточные напряжения в представительном объеме, размеры которого существенно меньше зоны обработки образцов, подверженных усталостным испытаниям. В связи с этим расчет обычно осуществляется на небольших пластинах прямоугольной формы размерами в несколько сантиметров. После нахождения остаточных напряжений соответствующее им поле пластических деформаций накладывается на зону проковки компактного образца с трещиной. Этот прием позволяет провести экстраполяцию на более обширную область и тем самым уменьшить вычислительные затраты.

Для моделирования процесса распространения упругопластических волн в данной работе используется конечно-элементный пакет Abaqus. Для верификации предложенной математической модели проводится сравнение результатов расчета профиля остаточных напряжений при одиночном ударе с экспериментальными данными, а также с данными численного моделирования из [20].

Полученные зависимости могут представлять интерес для авиакосмической промышленности, поскольку рассматриваемый материал применяется при изготовлении лопаток газовых турбин, кромки которых в процессе эксплуатации подвергаются физическому износу. Разработка модели, позволяющей производить расчет напряженно-деформированного состояния, индуцированного лазерной проковкой, делает возможным подбор режима обработки, который обеспечит создание оптимальных остаточных сжимающих напряжений. Такие напряжения способны увеличить усталостный ресурс детали, улучшить стойкость к повреждениям при соударении с посторонними предметами и повысить ее коррозионную стойкость. В связи с этим результаты имеют важное практическое значение для расширения знаний о применении технологии лазерной ударной проковки к обработке изделий, изготовленных из титанового сплава BT6.

## 2. Математическая модель процесса лазерной ударной проковки

В данной работе моделирование процесса лазерной ударной проковки не включает в себя этапы испарения материала с поверхности и формирования плазмы высокого давления [1, 8, 11, 13, 14, 21]. Влияние лазерного импульса учитывается путем задания на поверхности образца функции механического давления, зависящей от времени. Расчет напряженно-деформированного состояния, вызванного этим нагружением, производится в конечно-элементном пакете Simulia Abaqus.

Следуя [1], численное моделирование рассматриваемого процесса делится на два этапа. На первом из них проводится моделирование распространения упругопластической волны в материале, вызывающей появление необратимых деформаций, с применением явного решателя (Explicit), так как импульс имеет высокую амплитуду и малое время воздействия. Этап завершается после полной релаксации пластической составляющей импульса давления. Протяженность этапа во времени обычно превышает длительность импульсного воздействия на два порядка [1]. После завершения динамического расчета финальные значения компонент тензоров напряжений, деформаций и вектора перемещений передаются в качестве начальных значений на второй этап при помощи так называемого *ges*-файла. На этом этапе происходит релаксация системы, в результате которой материал достигает статического равновесия. Напряжения в состоянии статического равновесия представляют собой остаточные напряжения, если на материал не действуют никакие внешние нагрузки [8]. На стадии релаксации возникают только упругие деформации. Решение статической задачи осуществляется с применением неявного решателя (Implicit), что позволяет сократить вычислительные затраты при расчете остаточных напряжений. Для моделирования серии ударов (для решения динамической задачи) со статического шага передается *ges*-файл, и процедура повторяется вновь необходимое число раз. Для автоматизации этого процесса используется скрипт, написанный на языке Python.

### 2.1. Определяющее соотношение

В процессе лазерной ударной проковки реализуется высокоскоростное нагружение материала (скорости деформирования превышают  $10^6 \text{ с}^{-1}$ ) [1]. При этом с ростом скорости деформирования наблюдается увеличение предела текучести. Для расчета напряженно-деформированного состояния с учетом зависимости предела текучести от скорости деформирования применяются разные модели [22–24]. Среди них для вычисления остаточных напряжений, вызванных лазерной ударной проковкой, наибольшее распространение получила модель Джонсона–Кука в силу простой и ясной процедуры определения материальных констант и возможности описывать распространение упруго-пластических волн в материале с высокой точностью [25].

В предположении отсутствия температурного разупрочнения вследствие наклепа [10, 11, 26], определяющее соотношение имеет вид:

$$\sigma_Y = \left( A + B \varepsilon_p^n \right) \left[ 1 + C \ln \left( \frac{\dot{\varepsilon}_p}{\dot{\varepsilon}_{p,0}} \right) \right],$$

где  $\sigma_Y$  — предел текучести,  $A$  — предел текучести при квазистатическом нагружении,  $B$ ,  $n$  — параметры упрочнения материала при квазистатическом нагружении,  $\varepsilon_p$  — эквивалентная пластическая деформация,  $C$  — материальный параметр скоростной чувствительности,  $\dot{\varepsilon}_p$  — интенсивность скоростей деформаций,  $\dot{\varepsilon}_{p,0}$  — скорость деформации, которой отвечают параметры  $A$ ,  $B$  и  $n$ .

Значения параметров модели Джонсона–Кука для титанового сплава ВТ6 взяты из работы [20] и приведены в таблице 1. Упругие постоянные и плотность материала помещены в таблицу 2.

Таблица 1. Константы закона упрочнения Джонсона–Кука титанового для сплава ВТ6

$A$ , МПа	$B$ , МПа	$C$	$n$	$\dot{\varepsilon}_{p,0}$
950,228	603,3825	0,0198	0,1992	0,0009

Таблица 2. Физические константы титанового сплава ВТ6

$\rho$ , кг/м <sup>3</sup>	$E$ , ГПа	$\nu$
4500	113	0,342

### 2.2. Модель импульсной нагрузки

Давление, возникающее в результате лазерного воздействия на поверхность материала, в общем виде зависит как от времени, так и от пространственных координат. Оригинальная конструкция оптической системы, применяемой в экспериментах, обеспечивает практически однородное распределение мощности лазерного излучения по поверхности пятна. Аналогичное предположение об однородности распределения

энергии по обрабатываемой зоне часто используется при моделировании импульсов излучения с пятном квадратной формы [8, 17, 18]. В тоже время при рассмотрении излучения с круглыми пятнами в ряде работ предполагается уменьшение интенсивности воздействия с увеличением расстояния от центра пятна [5, 11, 26, 27].

Для определения пикового значения давления  $P_{peak}$  и длительности импульса в первом приближении можно использовать одномерную модель взаимодействия лазерного излучения с веществом в ограниченной среде [28]. В рамках данной модели процесс образования пламенного пятна на границе двух сред со скоростями распространения продольных упругих волн  $D_1$ ,  $D_2$  и плотностями материалов  $\rho_1$ ,  $\rho_2$  может быть описан следующим образом. Пусть индекс 1 соответствует материалу покрытия, в качестве которого выступает алюминиевая фольга, индекс 2 — воде. Обозначим через  $u_1$ ,  $u_2$  скорости расширения пламенного пятна в направлении покрытия и в направлении водяного слоя. Тогда размер области, занятой плазмой, составит  $L(t) = \int_0^t (u_1 + u_2) d\tau$ , давление на границе области будет равно  $P_i = \rho_i D_i u_i = Z_i u_i$ , где  $i = \{1, 2\}$ . В случае  $Z = \text{const}$ , имеем  $P(t)Z = dL/dt$ , где  $Z = (Z_1 + Z_2)/(Z_1 Z_2)$ ,  $Z_1$  — акустический импеданс алюминия ( $Z_1 = 1,5 \cdot 10^6$  г/(см<sup>2</sup>·с)),  $Z_2$  — акустический импеданс воды ( $Z_2 = 0,15 \cdot 10^6$  г/(см<sup>2</sup>·с)). Взаимодействием эффектов, возникающих на границе раздела покрытия с образцом, пренебрегаем [1, 10, 13, 14] в силу малой толщины испаряемого слоя (порядка 100 мкм) и плотного прилегания покрытия к обрабатываемой поверхности [29].

Используя введенные обозначения, закон сохранения энергии при воздействии на пятно лазером с поверхностной плотностью энергии  $J(t)$  запишем в виде:

$$J(t) = P(t) \frac{dL}{dt} + \frac{d(E(t)L(t))}{dt}, \quad (1)$$

где  $E(t)$  — внутренняя энергия плазмы.

Рассматривая плазму в приближении идеального газа и предполагая, что внутренняя энергия может быть представлена как сумма тепловой энергии и энергии ионизации газа:  $E(t) = E_T(t) + E_I(t) = \alpha E(t) + (1 - \alpha)E(t)$ , запишем формулу связи между давлением и энергией плазмы как  $P(t) = (2/3)\alpha E(t)$  (здесь  $\alpha$  определяет часть энергии, идущей на нагрев газа). Подставляя выражение для давления в закон сохранения энергии (1), получим следующее соотношение для оценки характерного размера пламенного пятна:

$$ZJ(t) = \frac{dL^2}{dt} + \frac{3}{2\alpha} \frac{d}{dt} \left( L \frac{dL}{dt} \right). \quad (2)$$

Уравнение (2) может быть решено численно. Анализ численных решений позволяет утверждать, что частное решение уравнения (2) аппроксимируется степенными функциями вида:  $L(t) = Bt^b$ . Если предположить, что в течение времени  $t$  поверхностная плотность энергии сохраняет постоянство ( $J(t) = J_0 = \text{const}$ ), то придем к выражениям для вычисления размера области, занятой плазмой:

$$L(t) = t \sqrt{ZJ_0 \frac{2\alpha}{3+2\alpha}}, \text{ и пикового значения давления: } P_{peak} = \sqrt{\frac{J_0}{Z} \frac{2\alpha}{3+2\alpha}} = \sqrt{\frac{2\alpha}{3+2\alpha}} \sqrt{\frac{J_0 \rho_1 D_1 \rho_2 D_2}{\rho_1 D_1 + \rho_2 D_2}}.$$

Вслед за стадией нагрева наступает стадия адиабатического расширения плазмы. Обозначая показатель адиабаты как  $\gamma$ , запишем:

$$P(t)L(t)^\gamma = P(\tau)L(\tau)^\gamma = (ZJ_0\tau^2)^{\gamma/2} \left( \frac{2\alpha}{3+2\alpha} \right)^{(\gamma+1)/2} \sqrt{\frac{J_0 \rho_1 D_1 \rho_2 D_2}{\rho_1 D_1 + \rho_2 D_2}},$$

или

$$\frac{1}{Z} \frac{dL(t)}{dt} L(t)^\gamma = (ZJ_0\tau^2)^{\gamma/2} \left( \frac{2\alpha}{3+2\alpha} \right)^{(\gamma+1)/2} \sqrt{\frac{J_0 \rho_1 D_1 \rho_2 D_2}{\rho_1 D_1 + \rho_2 D_2}}. \quad (3)$$

Решая уравнение (3), получим:

$$L(t) = L(\tau) \left( \frac{\gamma+1}{\tau} (t-\tau) + 1 \right)^{1/(\gamma+1)} = \sqrt{\frac{2\alpha Z J_0}{3+2\alpha}} \left( \frac{\gamma+1}{\tau} (t-\tau) + 1 \right)^{1/(\gamma+1)},$$

$$P(t) = P(\tau) \tau \left( \frac{\gamma+1}{\tau} (t-\tau) + 1 \right)^{-\gamma/(\gamma+1)} = \sqrt{\frac{2\alpha J_0}{Z(3+2\alpha)}} \tau \left( \frac{\gamma+1}{\tau} (t-\tau) + 1 \right)^{-\gamma/(\gamma+1)}. \tag{4}$$

Соотношения (4) дают оценку формы импульса давления, его максимального значения и длительности при заданной мощности, длительности импульса лазера.

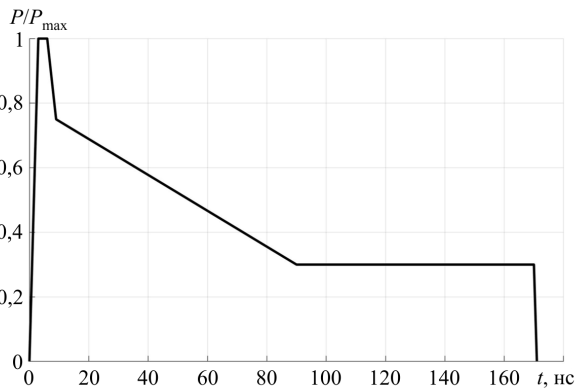


Рис. 1. Изменение импульсной нагрузки с течением времени

При численном моделировании для учета изменения давления во времени рассматриваются различные формы импульса, среди которых можно отметить: упрощенное представление в виде треугольника [1, 13, 16]; Гауссово распределение [10, 27]; интерполяцию кусочно-линейными функциями [20, 21, 30]. В данной работе выбран последний вариант, поскольку он достаточно близок к соотношениям (4) и хорошо зарекомендовал себя при описании экспериментальных данных, о чем свидетельствуют результаты других авторов. Экспериментальная проверка профиля давления осуществляется путем проведения испытаний с различной интенсивностью лазерного воздействия и регистрацией результирующей

скорости тыльной поверхности образца в виде пластины при помощи системы VISAR [2]. В целом проведенный литературный обзор позволяет утверждать, что используемые аналитические оценки дают хорошее приближение для генерируемого импульса при плотностях энергии менее 10 ГВт/см<sup>2</sup>.

На рисунке 1 приведена зависимость давления, нормированного на максимальное значение, согласно принятой аппроксимации для длительности импульса лазера 10 нс. Как показывает график, выход импульсного воздействия на пиковое значение происходит в течение первых 3 нс. В последующие 3 нс нагрузка совпадает с максимальным значением. После этого она постепенно снижается и составляет от максимального значения 75% при 9 нс, 30% — при 90 нс. В период от 90 до 170 нс значение импульса является постоянным, и затем он обращается в нуль.

### 2.3. Верификация модели

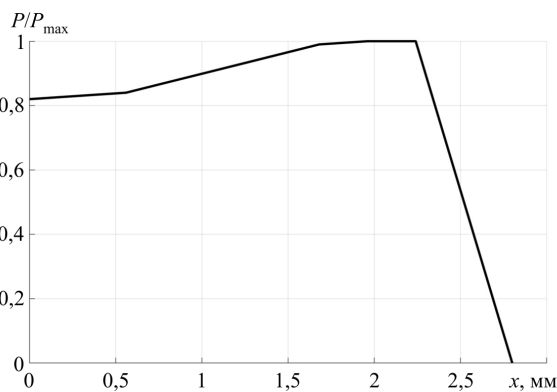


Рис. 2. Изменение импульсной нагрузки

Верификация математической модели лазерной ударной проковки проводилась путем расчета остаточных напряжений в титановом сплаве ВТ6 после одиночного лазерного импульса, сфокусированного в круглое пятно диаметром 2 мм. Полученные профили сравнивались с результатами экспериментальных измерений, представленными в работе [30], а также с данными моделирования аналогичной задачи, опубликованными в [20].

В данной работе, следуя [20], задача также решалась численно и в осесимметричной постановке. Расчетная область представляла собой квадрат со стороной 7 мм. Радиус лазерного пятна составлял 2,8 мм. Нагрузка, действующая

на образец, задавалась в виде зависимости механического давления или от времени (Рис. 1), или от координаты (Рис. 2). Функция, описывающая неоднородность импульса по пространству, соответствовала данным, приведенным в [20]. Пиковое значение нагрузки равнялось 5,5 ГПа.

При расчете использованы следующие граничные условия:

- на левой границе квадрата — условие симметрии;
- на нижней границе квадрата — отсутствие вертикальных перемещений;
- на отрезке длиной 2,8 мм, находящемся на верхней границе квадрата, — механическое давление, распределения во времени и по пространству, которого показаны на рисунках 1 и 2.

Дискретизация проводилась при помощи 8-узловых биквадратичных осесимметричных четырехугольных элементов. Для расчета профилей остаточных напряжений разбиение области вблизи места приложения нагрузки выполнялось элементами с размером стороны 10 мкм. По мере удаления от границы размер стороны конечных элементов увеличивался до 200 мкм. Общее число элементов расчетной области составляло 15400.

На рисунке 3 приведены распределения продольной и поперечной компонент остаточных напряжений, полученных в результате численного решения задачи. Данные свидетельствуют, что компоненты имеют неоднородный характер распределения в области. Максимальные сжимающие напряжения находятся на верхней границе и совпадают с зоной, в которой прикладывается нагрузка максимальна. С удалением от верхней границы значения сжимающих напряжений уменьшаются.

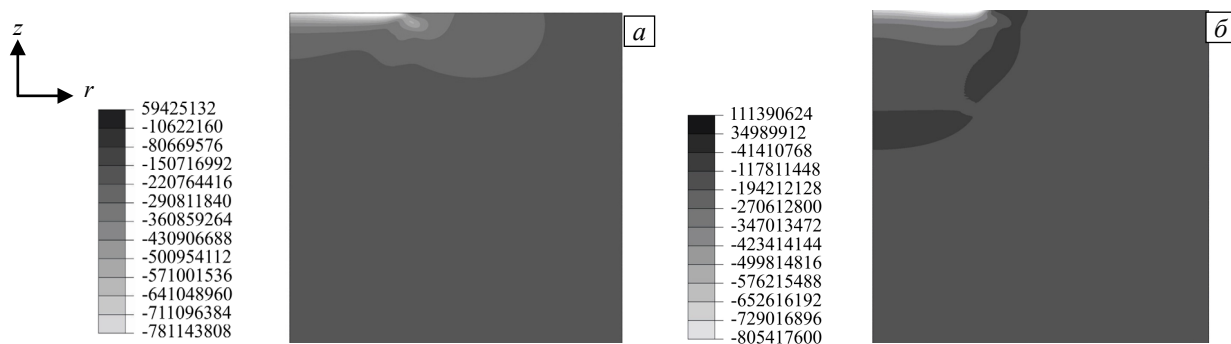


Рис. 3. Распределение (в Па) по расчетной области продольной (а) и поперечной (б) компонент тензора напряжений

Аналогичную картину демонстрируют распределения напряжений по Мизесу и механического давления (Рис. 4). Наибольшие значения сосредоточены вблизи отрезка, начало которого находится на расстоянии 1,68 мм от верхнего левого края области, а конец — на расстоянии 2,24 мм. Распределение механического давления (Рис. 4б) показывает, что вблизи верхней границы области напряжения отрицательны, поскольку давление положительно, что свидетельствует о наличии здесь приграничного слоя благоприятных (сжимающих) напряжений, возникших в результате импульсного воздействия.

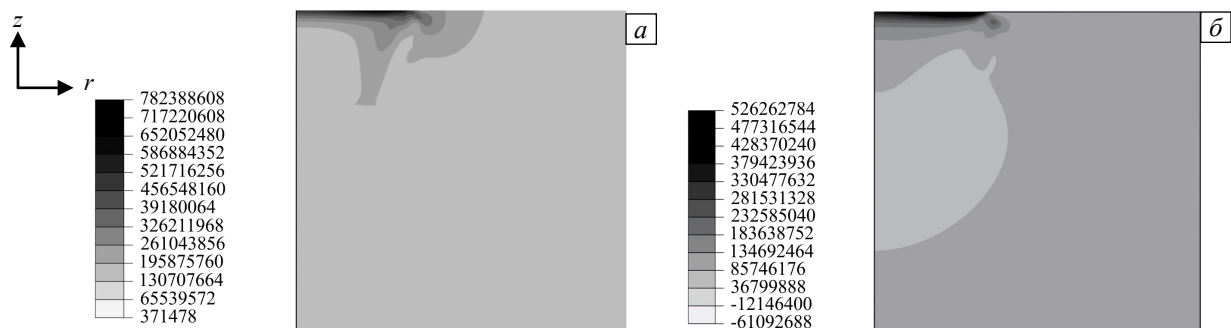


Рис. 4. Распределение (в Па) по расчетной области напряжений по Мизесу (а) и механического давления (б)

Для сравнения рассчитанных в данной работе продольной и поперечной компонент остаточных напряжений на рисунке 5 представлены данные из работы [20], полученные численно, и экспериментальные данные из [30]. Видно, что определяющее соотношение Джонсона–Кука предсказывает общий тренд зависимости напряжений от глубины рассматриваемой области. Однако результаты расчета превышают значения остаточных напряжений на обрабатываемой поверхности в 3 раза по сравнению с экспериментальными данными. Количественное совпадение достигается, начиная с глубины  $z = 0,23$  мм. В работе [20] показано, что модели идеальной пластичности и Зерилли–Армстронга также дают завышенные по сравнению с экспериментом значения остаточных напряжений на поверхности, что может быть вызвано неточностями измерения, связанными с их инкрементальным и деструктивным характером [8].

В то же время численное моделирование позволяет получить детальное представление о распределении остаточных напряжений, как на поверхности рассматриваемого образца, так и во всем его объеме. Расхождение результатов авторского расчета с данными моделирования, приведенными в [20], вызваны использованием в этой работе процедуры осреднения с целью более точного описания экспериментальных данных. Кривые 3 и 4 демонстрируют эффект падения напряжений в центре следа лазерного удара, который заключается в том, что максимальное значение сжимающих напряжений наблюдается не на границе материала, а в приповерхностной зоне. Это связано с генерированием поверхностных волн

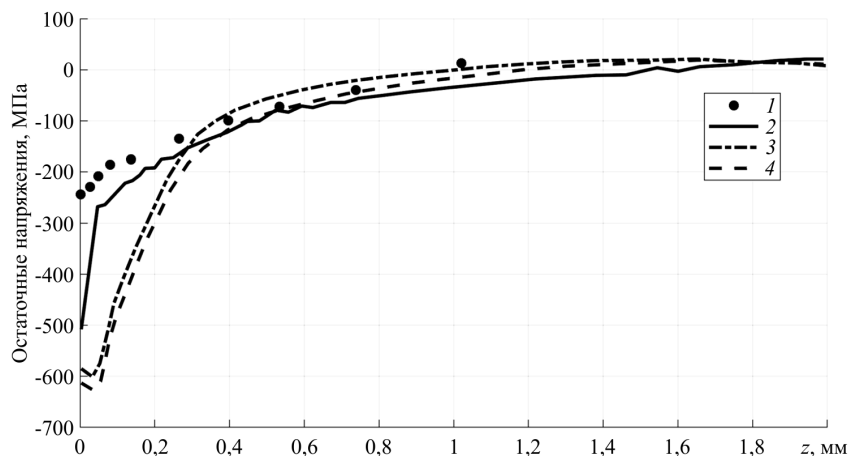


Рис. 5. Профили остаточных напряжений на расстоянии 1 мм от центра расчетной области: экспериментальные данные [30] (кривая 1); результаты моделирования [20] (2); рассчитанные в данной работе компоненты – продольная (3) и поперечная (4)

разгрузки из периметра лазерного пятна, в результате чего происходит снижение величины сжимающих напряжений в центре поверхности зоны проковки [14, 17, 18]. По-видимому, отсутствие этого эффекта на кривой 2 объясняется проведенной процедурой осреднения.

### 3. Конечно-элементный анализ остаточных напряжений, возникающих в результате лазерной ударной проковки

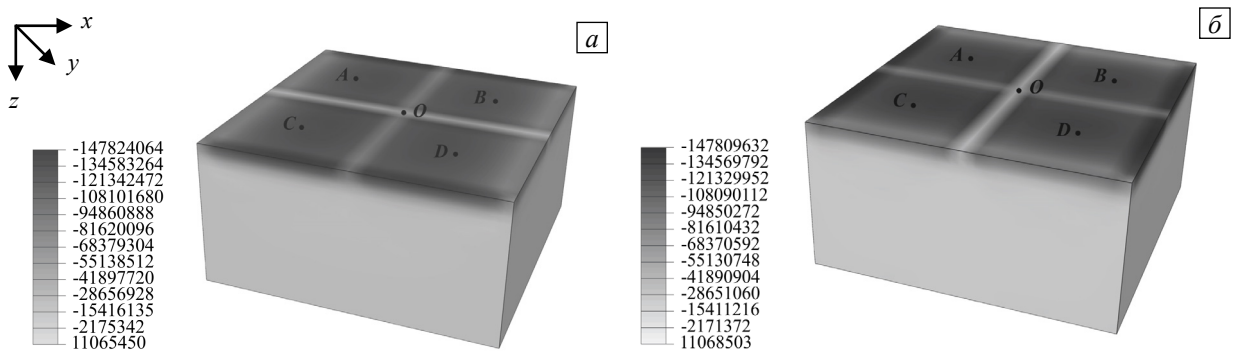
Для исследования влияния ключевых параметров лазерной ударной проковки на распределение остаточных напряжений проводилось трехмерное моделирование квадратной пластины толщиной 3 мм, изготовленной из титанового сплава ВТ6. Размер стороны квадрата выбирался таким, чтобы исключалось влияние отражений с боковых границ образца; он составлял 7 см. Фронтальная поверхность обрабатывалась по зоне, расположенной в центре образца на его верхней грани. Зона разбивалась на 4 одинаковых квадрата со стороной 3 мм, к которым, согласно рассматриваемой схеме проковки, поочередно прикладывалась импульсная нагрузка. Зависимость механического давления от времени соответствовала той, что представлена на рисунке 1. Пространственное распределение нагрузки предполагалось однородным, поскольку рассматривались импульсы с пятном квадратной формы [8, 17, 18]. На тыльной грани пластины запрещались перемещения, а боковые границы считались свободными от нагрузки. Дискретизация расчетной области осуществлялась 8-узловыми конечными элементами. В области приложения нагрузки размер стороны конечного элемента равнялся 0,15 мм, что, согласно [13, 21], обеспечивает удовлетворительный расчет как профилей остаточных напряжений, так и распространения упругопластических волн [2]. На оставшейся части пластины генерировалась более крупная сетка с максимальным размером стороны элемента 1,5 мм. Общее число конечных элементов составляло 134480.

#### 3.1. Влияние интенсивности лазерного воздействия

В данном разделе анализируются профили остаточных напряжений, полученные при пиковых значениях интенсивности импульсного воздействия, равных 3,3; 5,5; 7,8 ГВт/см<sup>2</sup> (или 3; 5; 7 Дж). Согласно формулам (1)–(3), эти величины соответствуют пиковым значениям давлений 2,55; 3,29; 3,89 ГПа. Схема лазерной проковки состояла из серии последовательных ударов по 4 квадратам со стороной 3 мм без перекрытия.

На рисунке 6 приведен пример распределения продольной и поперечной компонент остаточных напряжений по объему с характерным размером 6×6×3 мм, соответствующему зоне обработки образца при энергии воздействия 7,8 ГВт/см<sup>2</sup>. Точка О указывает на центр образца, совпадающий с центром обрабатываемой поверхности. Точки А, В, С, D представляют собой центры лазерных пятен. Удары наносились импульсом с квадратным пятном, центр которого перемещался по траектории А-В-С-Д. Результаты показывают, что вблизи верхней грани наблюдается формирование зоны благоприятных сжимающих напряжений. Однако их распределение не является однородным, что связано со взаимодействием волны, проходящей через образец при единичном ударе, с уже имеющимся полем остаточных напряжений, сформировавшимся от предыдущего воздействия.

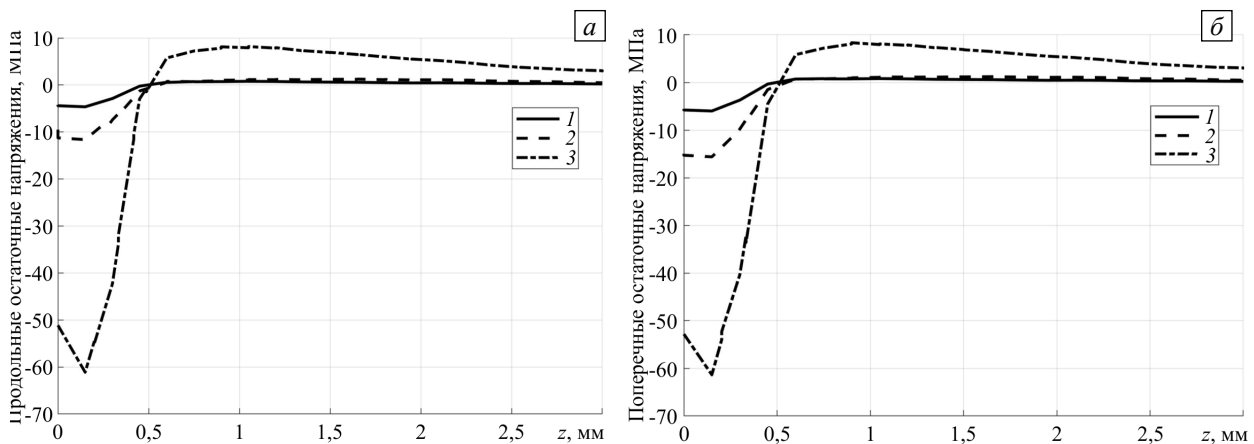
Чтобы оценить наихудший сценарий лазерной ударной проковки, проанализируем распределение остаточных напряжений в области, где они принимают минимальные значения. На рисунке 7 для рассматриваемых значений энергии импульса приведены профили остаточных напряжений вдоль



**Рис. 6.** Распределение (в Па) по объему, прилегающему к обрабатываемой поверхности, продольной (а) и поперечной (б) компонент остаточных напряжений при пиковой интенсивности импульсного воздействия 7,8 ГВт/см<sup>2</sup>; О – центр образца; А, В, С, D – центры лазерных пятен

линии, проходящей через центр образца. Как показывают данные, продольные и поперечные напряжения имеют по глубине похожие распределения, поэтому далее будут обсуждаться результаты только для продольных компонент.

Во всех случаях глубина зоны сжимающих напряжений составляет  $z = 0,5$  мм и не зависит от величины нагрузки. В то же время магнитуда сжимающих напряжений обуславливается энергией импульса. При увеличении максимальной плотности энергии с 3,3 до 5,5 ГВт/см<sup>2</sup> наблюдается двукратный рост максимального сжимающего напряжения, а при повышении с 5,5 до 7,8 ГВт/см<sup>2</sup> напряжения возрастают практически в 6 раз. Необходимо отметить, что как в случае 3,3 ГВт/см<sup>2</sup>, так и 5,5 ГВт/см<sup>2</sup> появляются пренебрежимо малые растягивающие напряжения, тогда как при энергии, равной 7,8 ГВт/см<sup>2</sup>, формируется зона положительных остаточных напряжений при глубине  $z > 0,5$  мм. В этом случае растягивающие остаточные напряжения выходят на противоположную поверхность образца, что может неблагоприятным образом сказаться, например, на долговечности конструкции. Кроме этого, приведенные кривые (в особенности при интенсивности 7,8 ГВт/см<sup>2</sup>) демонстрируют эффект падения напряжений в центре зоны проковки.



**Рис. 7.** Зависимость продольных (а) и поперечных (б) остаточных напряжений от глубины по линии, проходящей через центр образца, при разных величинах энергии импульса, ГВт/см<sup>2</sup>: 3,3 (кривая 1); 5,5 (2); 7,8 (3)

На рисунке 8 представлены результаты влияния интенсивности лазерного воздействия на распределение остаточных напряжений по линии, проходящей через центр лазерного пятна. При энергиях импульса 3,3 и 5,5 ГВт/см<sup>2</sup> профили слабо отличаются друг от друга. Максимальное значение сжимающих напряжений в этом случае составляет около  $-20$  МПа. При увеличении интенсивности энергии до 7,8 ГВт/см<sup>2</sup> происходит рост сжимающих напряжений в 6,5 раз при глубине проникновения  $z = 0,6$  мм.

Сравнение с рисунком 7 показывает как качественное, так и количественное различие в характерах профилей. Максимальные значения сжимающих напряжений для интенсивности 7,8 ГВт/см<sup>2</sup> возрастают более, чем в два раза. Вместо растягивающих на противоположной границе формируются сжимающие напряжения, что благоприятным образом может сказаться, например, на долговечности конструкции. При этом величина сжимающих напряжений для интенсивности 7,8 ГВт/см<sup>2</sup> более, чем в шесть раз превышает значения для 3,3 и 5,5 ГВт/см<sup>2</sup>.



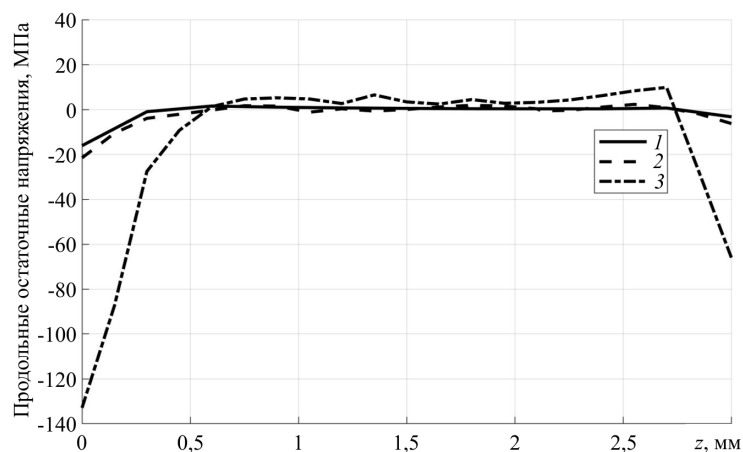


Рис. 8. Зависимость продольных остаточных напряжений от глубины вдоль линии, проходящей через центр лазерного пятна, при разных значениях энергии импульса, ГВт/см<sup>2</sup>: 3,3 (кривая 1); 5,5 (2); 7,8 (3)

### 3.2. Влияние количества проходов лазера

Как и в случае с повышением интенсивности лазерного воздействия, увеличение глубины обработки поверхности лазерной ударной проковкой может привести к росту сжимающих остаточных напряжений. На рисунке 9 содержатся профили напряжений после одного, двух и трех проходов лазера, полученные при интенсивности энергии 7,8 ГВт/см<sup>2</sup> и схеме обработки, описанной в разделе 3.1. Распределения по линии, проходящей через центр лазерного пятна (Рис. 9а), показывают, что второй упрочняющий слой, образующийся после второго прохода, уменьшает напряжения с  $-130$  до  $-175$  МПа, а следующий снижает их до  $-200$  МПа. При этом сжимающие остаточные напряжения на противоположной границе также падают. Кроме этого, необходимо отметить, что 3 прохода позволяют увеличить глубину распределения остаточных напряжений до 0,8 мм.

Как следует из рисунка 9б, увеличение числа проходов благоприятным образом сказывается на распределении сжимающих напряжений в центральной части образца. При добавлении второго упрочненного слоя значения напряжений падают с  $-60$  до  $-83$  МПа, а при создании третьего слоя — до  $-100$  МПа. Глубина проникновения сжимающих остаточных напряжений не меняется и составляет около 0,5 мм. При этом наблюдается рост растягивающих напряжений внутри объема (с 10 до 17 МПа) и их незначительное увеличение на тыльной поверхности образца.

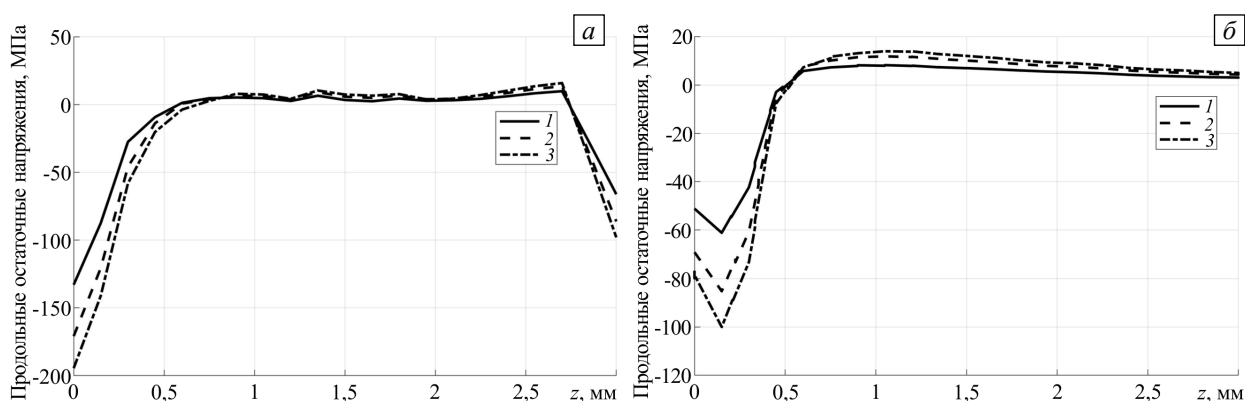


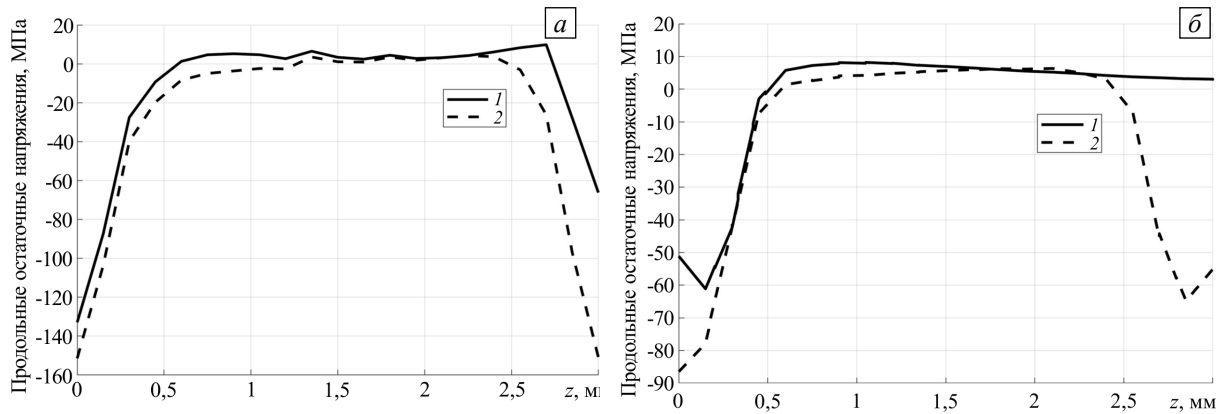
Рис. 9. Зависимость продольных остаточных напряжений от глубины по линии, проходящей через центр лазерного пятна (а) и через центр образца (б) при пиковой интенсивности импульсного воздействия 7,8 ГВт/см<sup>2</sup> и разным числе проходов: 1 (кривая 1); 2 (2); 3 (3)

### 3.3. Влияние двухсторонней проковки

Результаты, приведенные в разделах 3.1 и 3.2, показывают, что проковка одной грани образца может вызывать возникновение растягивающих напряжений на противоположной стороне. Для предотвращения этого осуществляется двухсторонняя обработка путем серии ударов сначала по фронтальной поверхности, а затем по тыльной. На рисунке 10а приведено распределение продольной компоненты тензора напряжений в случае одно- и двухстороннего наклепа по линии, проходящей через центр лазерного пятна при плотности энергии, равной 7,8 ГВт/см<sup>2</sup>. На рисунке видно, что проковка противоположной грани способствует как уменьшению сжимающих напряжений на уже обработанной поверхности

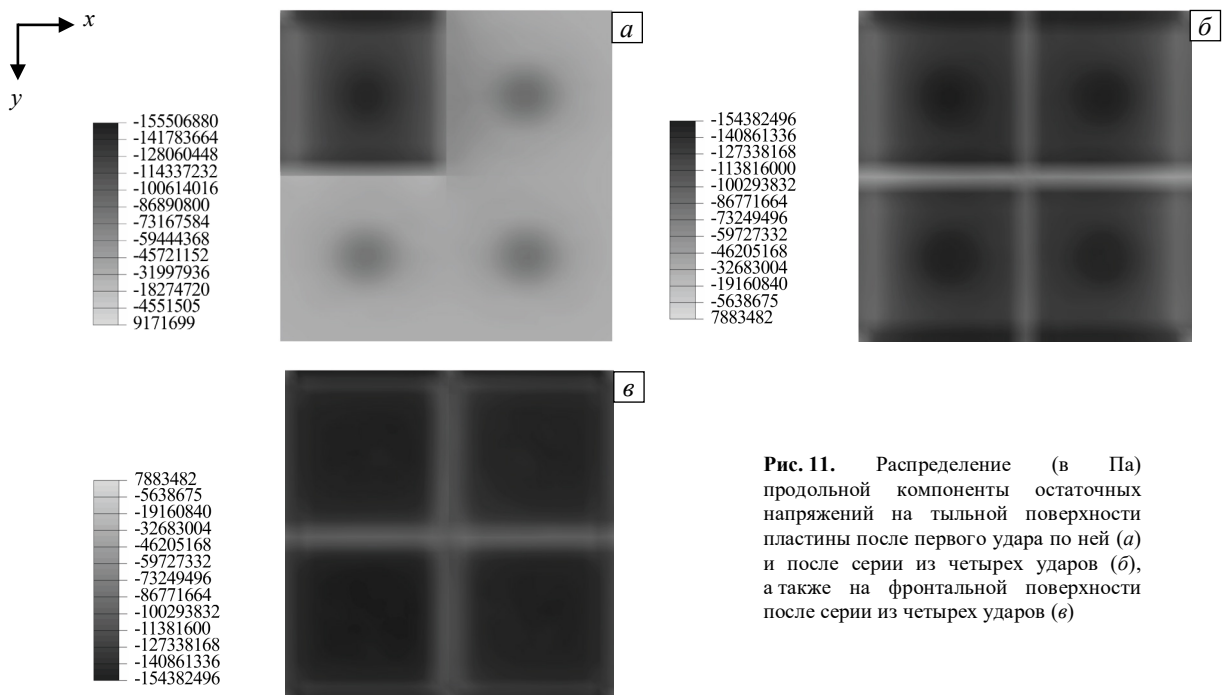
с  $-130$  до  $-150$  МПа, так и снятию растягивающих напряжений внутри объема. При этом значения сжимающих напряжений на обеих поверхностях образца принимают сопоставимые значения:  $-150$  МПа. Глубина проникновения сжимающих напряжений увеличивается и на предварительно обработанной поверхности составляет  $1,3$  мм, а на противоположной ей —  $0,5$  мм.

Рисунок 10б содержит изменение профилей по линии, проходящей через центр обрабатываемой зоны. Данные показывают, что двухсторонняя проковка благоприятно влияет на остаточные напряжения: они снижаются на обеих поверхностях образца, а также уменьшаются растягивающие напряжения в его объеме. Следует отметить, что такая схема лазерной проковки приводит к полному нивелированию растягивающих остаточных напряжений на обеих поверхностях пластины. При этом на предварительно прокованной стороне максимальные сжимающие напряжения уменьшаются с  $-60$  до  $-85$  МПа, а на противоположной ей падают до  $-63$  МПа.



**Рис. 10.** Зависимость продольных остаточных напряжений от глубины по линии, проходящей через центр лазерного пятна (а) и через центр образца (б) при пиковой интенсивности импульсного воздействия  $7,8$  ГВт/см<sup>2</sup> и разной схеме проковки: односторонняя (кривая 1); двухсторонняя (2)

Необходимо отметить, что, несмотря на формирование в центре лазерных пятен сопоставимых по величине напряжений, качественные картины их распределений по фронтальной и тыльным поверхностям являются разными. На рисунке 11а показано распределение продольной компоненты напряжений по тыльной грани после первого удара по ней. Видно, что проковка фронтальной поверхности приводит к неоднородным распределениям остаточных напряжений с зонами сжимающих напряжений в центре каждого пятна. Их величина имеет небольшую, по сравнению с фронтальной гранью, магнитуду (см. Рис. 10а, сплошная линия). При обработке всей тыльной поверхности (Рис. 10б) неоднородный характер сохраняется. Однако сжимающие напряжения уменьшаются и становятся сопоставимыми с наблюдаемыми на предварительно прокованной поверхности, имеющей такие значения не только



**Рис. 11.** Распределение (в Па) продольной компоненты остаточных напряжений на тыльной поверхности пластины после первого удара по ней (а) и после серии из четырех ударов (б), а также на фронтальной поверхности после серии из четырех ударов (в)

в центре пятна, но и по всему его периметру (Рис. 10б). Отсутствие вклада начальных напряжений, вызванных проковкой фронтальной грани, может быть объяснено упомянутым выше эффектом (см. раздел 3.1), вызывающим падение остаточных напряжений в центре пятна.

### 3.4. Влияние перекрытия лазерных пятен

Помимо обработки двухсторонней проковкой, появление растягивающих напряжений на противоположной плоскости образца можно предотвратить путем использования схемы, включающей в себя перекрытие лазерных пятен. На рисунке 12 приведены распределения продольной и поперечной компонент остаточных напряжений по объему с характерным размером 6×6×3 мм, соответствующим зоне воздействия на образец при применении схемы с 50%-ным перекрытием и пиковой интенсивностью, равной 7,8 ГВт/см<sup>2</sup>. Сравнение с рисунком 6 показывает, что имеет место как качественное, так и количественное различие. В центральной части верхней грани пластины формируется зона с минимальными остаточными напряжениями, в которой значения компонент ниже, чем представленные на рисунке 6.

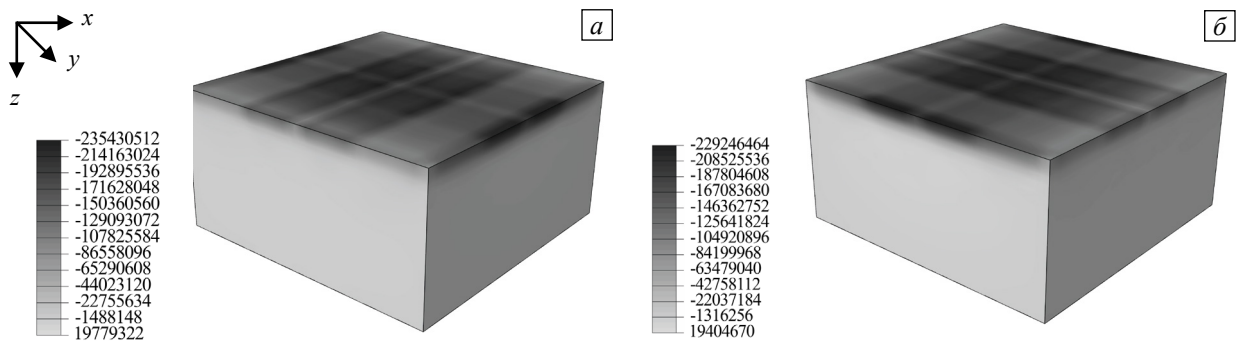


Рис. 12. Распределение (в Па) по объему, прилегающему к обрабатываемой поверхности, продольной компоненты остаточных напряжений (а) и поперечной компоненты (б) при пиковой интенсивности импульсного воздействия 7,8 ГВт/см<sup>2</sup> и 50%-ном перекрытии лазерных пятен

На рисунке 13а изображены профили продольной компоненты остаточных напряжений по линии, проходящей через центр лазерного пятна. Графики свидетельствуют, что на обрабатываемой поверхности напряжения снизились с -130 до -150 МПа. Однако растягивающие напряжения в объеме образца возросли. Начиная с глубины 2,65 мм, профили перестают отличаться друг от друга.

На рисунке 13б видно, что в центре обрабатываемой зоны происходит существенное изменение в распределении остаточных напряжений:

- на границе, подверженной наклепу, отсутствует эффект падения сжимающих напряжений;
- максимальное значение сжимающих остаточных напряжений увеличивается более, чем в 3 раза — с -60 до -190 МПа;
- на глубине 0,55 мм сжимающие напряжения переходят в растягивающие;
- в области от 1,6 до 2,2 мм формируются зоны с меньшими значениями напряжений, что может быть вызвано взаимодействием генерируемых лазерным ударом волн с существующими полями, вызванными предыдущими воздействиями;
- начиная с глубины 2,6 мм, значения падают, и при  $z = 2,7$  мм растягивающие напряжения снова переходят в сжимающие.

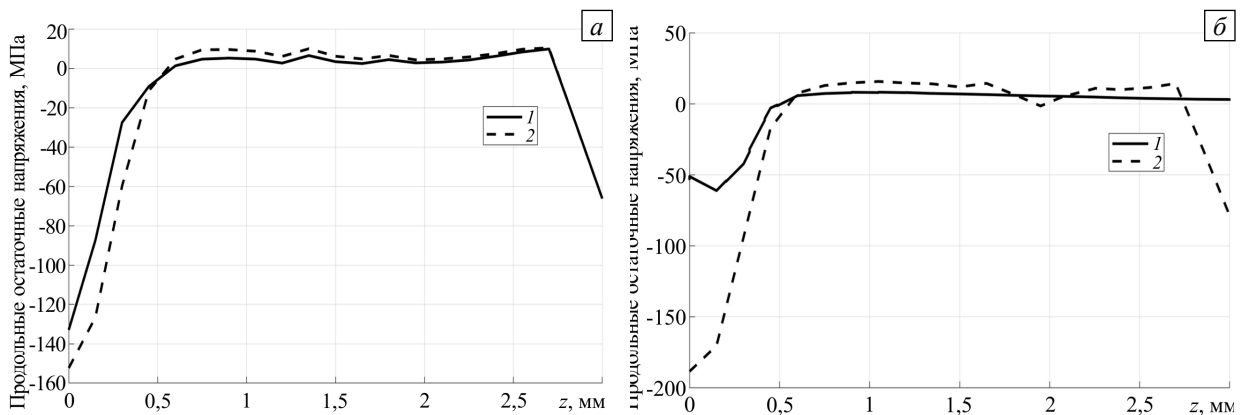


Рис. 13. Зависимость продольных остаточных напряжений от глубины по линии, проходящей через центр лазерного пятна (а) и через центр образца (б), при пиковой интенсивности импульсного воздействия 7,8 ГВт/см<sup>2</sup> без перекрытия пятен (кривая 1), с 50%-ным перекрытием (2)

Из графиков рисунка 13 следует, что на глубине  $z = 3$  мм, равной толщине образца, максимальные сжимающие напряжения сопоставимы по величине в середине обработанной зоны и в центре лазерного пятна. Это говорит об их более равномерном распределении, чем при проведении обработки, описанной в разделе 3.1.

#### 4. Заключение

Выполнено численное (методом конечных элементов) исследование влияния параметров лазерной ударной проковки на остаточные напряжения, возникающие в титановом сплаве ВТ6, в условиях, приближенных к реальным режимам обработки тонких деталей из титановых сплавов. Используемая для расчета модель не рассматривала взаимодействие лазерного луча с обрабатываемой поверхностью, приводящее к образованию плазмы. Таким образом, решалась только механическая задача по распространению упругопластических волн в материале с применением скоростно-чувствительного определяющего соотношения.

Верификация модели выполнена как на основе экспериментальных данных, полученных в [30] при одиночном импульсном ударе, так и посредством сравнения с результатами численного расчета, реализованного в [20]. Показано, что математическая модель [20] предсказывает завышенные значения остаточных напряжений в приповерхностной зоне. Это может быть вызвано неточностями измерений, обусловленными их деструктивным и инкрементальным характером, в то время как численное моделирование, сделанное авторами настоящей работы, дает детальное распределение остаточных напряжений как по поверхности, так и по объему рассматриваемой области.

Анализ влияния параметров лазерного наклепа осуществлялся путем трехмерного численного моделирования квадратной пластины толщиной 3 мм, сделанной из титана ВТ6. Установленные результаты позволили сделать следующие выводы:

- 1) Схема односторонней проковки без перекрытия лазерных пятен приводит к неоднородному распределению остаточных напряжений как на обрабатываемой (фронтальной) поверхности, так и на противоположной ей (тыльной). Увеличение пиковой интенсивности лазерного воздействия с 3,3 до 7,8 ГВт/см<sup>2</sup> вызывает рост максимального значения сжимающих напряжений в 6,5 раз в центре лазерного пятна, а в середине обрабатываемой зоны — в 12 раз. При этом в случае энергии лазерного импульса, равной 7,8 ГВт/см<sup>2</sup>, на противоположной границе наблюдается формирование растягивающих напряжений.
- 2) Увеличение числа проходов лазера позволяет снизить сжимающие напряжения на обработанной поверхности и увеличить глубину их проникновения, но, как следствие, повышаются растягивающие напряжения в объеме образца.
- 3) Схема двухсторонней проковки без перекрытия лазерных пятен способствует подавлению растягивающих напряжений как на противоположной границе, так и в объеме образца. В центре лазерного пятна и на противоположной границе формируются сжимающие напряжения сопоставимой величины. Помимо этого, проковка обратной стороны позволяет уменьшить остаточные напряжения на уже обработанной поверхности.
- 4) Схема односторонней проковки с 50%-ным перекрытием лазерных пятен также предотвращает появление растягивающих напряжений на противоположной границе и дает их более равномерное распределение. Одновременно с этим, максимальные значения сжимающих напряжений на обрабатываемой границе оказываются выше, чем при схеме без перекрытия.

Статья подготовлена в рамках Программы создания и развития научного центра мирового уровня «Сверхзвук» на 2020–2025 годы при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации (соглашение № 075-15-2020-925 от 16 ноября 2020).

#### Литература

1. Braisted W., Brockman R. Finite element simulation of laser shock peening // Int. J. Fatig. 1999. Vol. 21. P. 719-724. [https://doi.org/10.1016/S0142-1123\(99\)00035-3](https://doi.org/10.1016/S0142-1123(99)00035-3)
2. Peyre P., Berthe L., Vignal V., Popa I., Baudin T. Analysis of laser shock waves and resulting surface deformations in an Al-Cu-Li aluminum alloy // J. Phys. D: Appl. Phys. 2012. Vol. 45. 335304. <https://doi.org/10.1088/0022-3727/45/33/335304>
3. Ding K. Three-dimensional dynamic finite element analysis of multiple laser shock peening processes // Surf. Eng. 2003. Vol. 19. P. 351-358. <https://doi.org/10.1179/026708403225007563>
4. Peyre P., Sollier A., Chaieb I., Berthe L., Bartnicki E., Braham C., Fabbro R. FEM simulation of residual stresses induced by laser Peening // Eur. Phys. J. AP. 2003. Vol. 23. P. 83-88. <https://doi.org/10.1051/epjap:2003037>
5. Warren A.W., Guo Y.B., Chen S.C. Massive parallel laser shock peening: Simulation, analysis, and validation // Int. J. Fatig. 2008. Vol. 30. P. 188-197. <https://doi.org/10.1016/j.ijfatigue.2007.01.033>
6. Sticchi M., Staron P., Sano Y., Meixner M., Klaus M., Rebelo-Kornmeier J., Huber N., Kashaev N. A parametric study of laser spot size and coverage on the laser shock peening induced residual stress in thin aluminium samples // J. Eng. 2015. Vol. 2015. P. 97-105. <https://doi.org/10.1049/joe.2015.0106>

7. Spradlin T.J., Grandhi R.V., Langer K. Experimental validation of simulated fatigue life estimates in laser-peened aluminum // *International Journal of Materials and Structural Integrity*. 2011. Vol. 2. P. 74-86. <https://doi.org/10.1108/17579861111108635>
8. Keller S., Chupakhin S., Staron P., Maawad E., Kashaev N., Klusemann B. Experimental and numerical investigation of residual stresses in laser shock peened AA2198 // *J. Mater. Process. Tech.* 2018. Vol. 255. P. 294-307. <https://doi.org/10.1016/j.jmatprotec.2017.11.023>
9. Peyre P., Chaieb I., Braham C. FEM calculation of residual stresses induced by laser shock processing in stainless steels // *Modell. Simul. Mater. Sci. Eng.* 2007. Vol. 15. P. 205-221. <https://doi.org/10.1088/0965-0393/15/3/002>
10. Langer K., Spradlin T.J., Fitzpatrick M.E. Finite element analysis of laser peening of thin aluminum structures // *Metals*. 2020. Vol. 10. 93. <https://doi.org/10.3390/met10010093>
11. Hfaiedh N., Peyre P., Song H., Popa I., Ji V., Vignal V. Finite element analysis of laser shock peening of 2050-T8 aluminum alloy // *Int. J. Fatig.* 2015. Vol. 70. P. 480-489. <https://doi.org/10.1016/j.ijfatigue.2014.05.015>
12. Sun R.J., Zhu Y., Guo W. Effect of laser shock processing on surface morphology and residual stress field of TC17 titanium alloy by FEM method // *J. Plast. Eng.* 2017. Vol. 24. P. 187-193.
13. Li X., He W., Luo S., Nie X., Tian L., Feng X., Li R. Simulation and experimental study on residual stress distribution in titanium alloy treated by laser shock peening with flat-top and Gaussian laser beams // *Materials*. 2019. Vol. 12. 1343. <https://doi.org/10.3390/ma12081343>
14. Zhang X., Li H., Duan S., Yu X., Feng J., Wang B., Huang Z. Modeling of residual stress field induced in Ti-6Al-4V alloy plate by two sided laser shock processing // *Surf. Coating Tech.* 2015. Vol. 280. P. 163-173. <https://doi.org/10.1016/j.surfcoat.2015.09.004>
15. Kumar G.R., Rajyalakshmi G. FE simulation for stress distribution and surface deformation in Ti-6Al-4V induced by interaction of multi scale laser shock peening parameters // *Optik*. 2020. Vol. 206. 164280. <https://doi.org/10.1016/j.ijleo.2020.164280>
16. Wang C., Li K., Hu X., Yang H., Zhou Y. Numerical study on laser shock peening of TC4 titanium alloy based on the plate and blade model // *Opt. Laser Tech.* 2021. Vol. 142. 107163. <https://doi.org/10.1016/j.optlastec.2021.107163>
17. Xu G., Luo K.Y., Dai F.Z., Lu J.Z. Effects of scanning path and overlapping rate on residual stress of 316L stainless steel blade subjected to massive laser shock peening treatment with square spots // *Appl. Surf. Sci.* 2019. Vol. 481. P. 1053-1063. <https://doi.org/10.1016/j.apsusc.2019.03.093>
18. Hu Y., Gong C., Yao Z., Hu J. Investigation on the non-homogeneity of residual stress field induced by laser shock peening // *Surf. Coating Tech.* 2009. Vol. 203. P. 3503-3508. <https://doi.org/10.1016/j.surfcoat.2009.04.029>
19. Keller S., Horstmann M., Kashaev N., Klusemann B. Experimentally validated multi-step simulation strategy to predict the fatigue crack propagation rate in the residual stress field after shock peening // *Int. J. Fatig.* 2019. Vol. 124. P. 265-276. <https://doi.org/10.1016/j.ijfatigue.2018.12.014>
20. Amarchinta H. Uncertainty quantification of residual stresses induced by laser peening simulation / PhD Dissertation in Engineering. Dayton: Wright State University, 2010. 201 p.
21. Kim R., Suh J., Shin D., Lee K.-H., Bae S.-H., Cho D.-W., Yi W.-G. FE Analysis of laser shock peening on STS304 and the effect of static damping on the solution // *Metals*. 2021. Vol. 11. 1516. <https://doi.org/10.3390/met11101516>
22. Johnson G.R., Cook W.H. A constitutive model and data for metals subjected to large strains, high strain rates and high temperatures // *Proc. of the 7th International Symposium on Ballistics*. Hague, The Netherlands, April 19-21, 1983. P. 541-547.
23. Zerilli F.J., Armstrong R.W. Dislocation-mechanics-based constitutive relations for material dynamics calculations // *J. Appl. Phys.* 1987. Vol. 61. P. 1816-1825. <https://doi.org/10.1063/1.338024>
24. Khan A.S., Suh Y.S., Kazmi R. Quasi-static and dynamic loading responses and constitutive modeling of titanium alloys // *Int. J. Plast.* 2004. Vol. 20. P. 2233-2248. <https://doi.org/10.1016/j.ijplas.2003.06.005>
25. Кузькин В.А., Михалюк Д.С. Применение численного моделирования для идентификации параметров модели Джонсона-Кука при высокоскоростном деформировании алюминия // *Вычисл. мех. сплош. сред.* 2010. Т. 3, №1. С. 32-43. <https://doi.org/10.7242/1999-6691/2010.3.1.4>
26. Hu Y., Yao Z. Numerical simulation and experimentation of overlapping laser shock processing with symmetry cell // *Int. J. Mach. Tools Manuf.* 2008. Vol. 48. P. 152-162. <https://doi.org/10.1016/j.ijmachtools.2007.08.021>
27. Zhao J., Dong Y., Ye C. Laser shock peening induced residual stresses and the effect on crack propagation behavior // *Int. J. Fatig.* 2017. Vol. 100. P. 407-417. <http://dx.doi.org/10.1016/j.ijfatigue.2017.04.002>
28. Fabbro R., Fournier J., Ballard P., Devaux D., Virmont J. Physical study of laser-produced plasma in confined geometry // *J. Appl. Phys.* 1990. Vol. 68. P. 775-784. <https://doi.org/10.1063/1.346783>
29. Pozdnyakov V., Keller S., Kashaev N., Klusemann B., Oberrath J. Coupled modeling approach for laser shock peening of AA2198-T3: From plasma and shock wave simulation to residual stress prediction // *Metals*. 2022. Vol. 12. 107. <https://doi.org/10.3390/met12010107>
30. Nam T. Finite element analysis of residual stress field induced by laser shock peening / PhD Dissertation in Mechanical Engineering. Columbus: Ohio State University, 2002. 187 p.

## References

1. Braisted W., Brockman R. Finite element simulation of laser shock peening. *Int. J. Fatig.*, 1999, vol. 21, pp. 719-724. [https://doi.org/10.1016/S0142-1123\(99\)00035-3](https://doi.org/10.1016/S0142-1123(99)00035-3)
2. Peyre P., Berthe L., Vignal V., Popa I., Baudin T. Analysis of laser shock waves and resulting surface deformations in an Al-Cu-Li aluminum alloy. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 2012, vol. 45, 335304. <https://doi.org/10.1088/0022-3727/45/33/335304>
3. Ding K. Three-dimensional dynamic finite element analysis of multiple laser shock peening processes. *Surf. Eng.*, 2003, vol. 19, pp. 351-358. <https://doi.org/10.1179/026708403225007563>
4. Peyre P., Sollier A., Chaieb I., Berthe L., Bartnicki E., Braham C., Fabbro R. FEM simulation of residual stresses induced by laser Peening. *Eur. Phys. J. AP*, 2003, vol. 23, pp. 83-88. <https://doi.org/10.1051/epjap:2003037>
5. Warren A.W., Guo Y.B., Chen S.C. Massive parallel laser shock peening: Simulation, analysis, and validation. *Int. J. Fatig.*, 2008, vol. 30, pp. 188-197. <https://doi.org/10.1016/j.ijfatigue.2007.01.033>

6. Sticchi M., Staron P., Sano Y., Meixer M., Klaus M., Rebelo-Kornmeier J., Huber N., Kashaev N. A parametric study of laser spot size and coverage on the laser shock peening induced residual stress in thin aluminium samples. *J. Eng.*, 2015, vol. 2015, pp. 97-105. <https://doi.org/10.1049/joe.2015.0106>
7. Spradlin T.J., Grandhi R.V., Langer K. Experimental validation of simulated fatigue life estimates in laser-peened aluminum. *International Journal of Materials and Structural Integrity*, 2011, vol. 2, pp. 74-86. <https://doi.org/10.1108/17579861111108635>
8. Keller S., Chupakhin S., Staron P., Maawad E., Kashaev N., Klusemann B. Experimental and numerical investigation of residual stresses in laser shock peened AA2198. *J. Mater. Process. Tech.*, 2018, vol. 255, pp. 294-307. <https://doi.org/10.1016/j.jmatprotec.2017.11.023>
9. Peyre P., Chaieb I., Braham C. FEM calculation of residual stresses induced by laser shock processing in stainless steels. *Modell. Simul. Mater. Sci. Eng.*, 2007, vol. 15, pp. 205-221. <https://doi.org/10.1088/0965-0393/15/3/002>
10. Langer K., Spradlin T.J., Fitzpatrick M.E. Finite element analysis of laser peening of thin aluminum structures. *Metals*, 2020, vol. 10, 93. <https://doi.org/10.3390/met10010093>
11. Hfaiedh N., Peyre P., Song H., Popa I., Ji V., Vignal V. Finite element analysis of laser shock peening of 2050-T8 aluminum alloy. *Int. J. Fatig.*, 2015, vol. 70, pp. 480-489. <https://doi.org/10.1016/j.ijfatigue.2014.05.015>
12. Sun R.J., Zhu Y., Guo W. Effect of laser shock processing on surface morphology and residual stress field of TC17 titanium alloy by FEM method. *J. Plast. Eng.*, 2017, vol. 24, pp. 187-193.
13. Li X., He W., Luo S., Nie X., Tian L., Feng X., Li R. Simulation and experimental study on residual stress distribution in titanium alloy treated by laser shock peening with flat-top and Gaussian laser beams. *Materials*, 2019, vol. 12, 1343. <https://doi.org/10.3390/ma12081343>
14. Zhang X., Li H., Duan S., Yu X., Feng J., Wang B., Huang Z. Modeling of residual stress field induced in Ti-6Al-4V alloy plate by two sided laser shock processing. *Surf. Coating Tech.*, 2015, vol. 280, pp. 163-173. <https://doi.org/10.1016/j.surfcoat.2015.09.004>
15. Kumar G.R., Rajyalakshmi G. FE simulation for stress distribution and surface deformation in Ti-6Al-4V induced by interaction of multi scale laser shock peening parameters. *Optik*, 2020, vol. 206, 164280. <https://doi.org/10.1016/j.ijleo.2020.164280>
16. Wang C., Li K., Hu X., Yang H., Zhou Y. Numerical study on laser shock peening of TC4 titanium alloy based on the plate and blade model. *Opt. Laser Tech.*, 2021, vol. 142, 107163. <https://doi.org/10.1016/j.optlastec.2021.107163>
17. Xu G., Luo K.Y., Dai F.Z., Lu J.Z. Effects of scanning path and overlapping rate on residual stress of 316L stainless steel blade subjected to massive laser shock peening treatment with square spots. *Appl. Surf. Sci.*, 2019, vol. 481, pp. 1053-1063. <https://doi.org/10.1016/j.apsusc.2019.03.093>
18. Hu Y., Gong C., Yao Z., Hu J. Investigation on the non-homogeneity of residual stress field induced by laser shock peening. *Surf. Coating Tech.*, 2009, vol. 203, pp. 3503-3508. <https://doi.org/10.1016/j.surfcoat.2009.04.029>
19. Keller S., Horstmann M., Kashaev N., Klusemann B. Experimentally validated multi-step simulation strategy to predict the fatigue crack propagation rate in the residual stress field after shock peening. *Int. J. Fatig.*, 2019, vol. 124, pp. 265-276. <https://doi.org/10.1016/j.ijfatigue.2018.12.014>
20. Amarchinta H. *Uncertainty quantification of residual stresses induced by laser peening simulation*. PhD Dissertation in Engineering. Dayton: Wright State University, 2010. 201 p.
21. Kim R., Suh J., Shin D., Lee K.-H., Bae S.-H., Cho D.-W., Yi W.-G. FE Analysis of laser shock peening on STS304 and the effect of static damping on the solution. *Metals*, 2021, vol. 11, 1516. <https://doi.org/10.3390/met11101516>
22. Johnson G.R., Cook W.H. *Proc. of the 7th International Symposium on Ballistics. Hague, The Netherlands, April 19-21, 1983. Pp. 541-547.*
23. Zerilli F.J., Armstrong R.W. Dislocation-mechanics-based constitutive relations for material dynamics calculations. *J. Appl. Phys.*, 1987, vol. 61, pp. 1816-1825. <https://doi.org/10.1063/1.338024>
24. Khan A.S., Suh Y.S., Kazmi R. Quasi-static and dynamic loading responses and constitutive modeling of titanium alloys. *Int. J. Plast.*, 2004, vol. 20, pp. 2233-2248. <https://doi.org/10.1016/j.ijplas.2003.06.005>
25. Kuzkin V.A., Mikhailuk D.S. Application of numerical simulation for identification of Johnson-Cook material model parameters for aluminum under high-speed loading. *Vychisl. mekh. splosh. sred – Computational Continuum Mechanics*, 2010, vol. 3, no. 1, pp. 32-43. <https://doi.org/10.7242/1999-6691/2010.3.1.4>
26. Hu Y., Yao Z. Numerical simulation and experimentation of overlapping laser shock processing with symmetry cell. *Int. J. Mach. Tools Manuf.*, 2008, vol. 48, pp. 152-162. <https://doi.org/10.1016/j.ijmachtools.2007.08.021>
27. Zhao J., Dong Y., Ye C. Laser shock peening induced residual stresses and the effect on crack propagation behavior. *Int. J. Fatig.*, 2017, vol. 100, pp. 407-417. <http://dx.doi.org/10.1016/j.ijfatigue.2017.04.002>
28. Fabbro R., Fournier J., Ballard P., Devaux D., Virmont J. Physical study of laser-produced plasma in confined geometry. *J. Appl. Phys.*, 1990, vol. 68, pp. 775-784. <https://doi.org/10.1063/1.346783>
29. Pozdnyakov V., Keller S., Kashaev N., Klusemann B., Oberrath J. Coupled modeling approach for laser shock peening of AA2198-T3: From plasma and shock wave simulation to residual stress prediction. *Metals*, 2022, vol. 12, 107. <https://doi.org/10.3390/met12010107>
30. Nam T. *Finite element analysis of residual stress field induced by laser shock peening*. PhD Dissertation in Mechanical Engineering. Columbus: Ohio State University, 2002. 187 p.

Поступила в редакцию 06.05.2022; после доработки 26.05.2022; принята к опубликованию 26.05.2022

#### Сведения об авторах

Плюхов Олег Анатольевич, дфмн, зам. директора по науке, Институт механики сплошных сред УрО РАН (ИМСС УрО РАН), 614018, г. Пермь, ул. Академика Королёва, д. 1; e-mail: roa@icmm.ru

Костина Анастасия Андреевна, кфмн, нс, ИМСС УрО РАН; e-mail: kostina@icmm.ru

Изьюмов Роман Игоревич, б/с, мнс, ИМСС УрО РАН; e-mail: izumov@icmm.ru

Изьюмова Анастасия Юрьевна, кфмн, мнс, ИМСС УрО РАН; e-mail: fedorova@icmm.ru