

Оптимизация лицевого лазерного откола

С. В. Жураховский

Институт проблем прочности им. Г. С. Писаренко НАН Украины, Киев, Украина

Разработана аналитическая модель лицевого откольного разрушения при импульсном лазерном нагружении. Получены оптимальные значения энергии импульса, соответствующие максимуму толщины откола и максимально эффективному преобразованию энергии импульса в импульс отдачи осколка, которые могут быть использованы для оптимизации лицевого лазерного откола.

Ключевые слова: откол, динамическое разрушение, импульсное облучение, оптимизация, импульс отдачи.

В последнее время появились прямые экспериментальные подтверждения возникновения откольного разрушения материала при импульсном облучении [1, 2]. Одна из характерных особенностей такого явления – незначительное влияние испарения и плавления материала на процесс разрушения. При этом разрушение материала происходит вследствие возникновения волновой динамики вблизи области нагружения, где уровни напряжений могут превышать динамический предел прочности материала при разрыве.

Для адекватного теоретического описания явлений наружного лазерного откола были разработаны одно- и двумерные численные методы [3–5]. В то же время потребности практики заставляют искать более простые аналитические подходы к анализу лазерного откола. Одна из главных проблем, с которой сталкивается исследователь при моделировании импульсного лазерного разрушения, – выбор математической модели динамического разрушения материала. Как известно, и в миллисекундном и в микросекундном диапазоне нагружения длительность нагружения является функцией уровня напряжений [6]. Таким образом, строго говоря, гипотеза о существовании постоянной для данного материала откольной прочности неверна. Однако силовая модель откольного разрушения из-за своей простоты, несомненно, будет широко использоваться [7], особенно в тех случаях, когда заранее фиксирован достаточно узкий диапазон длительностей разрушения [8].

В данной работе модель мгновенного откола применяется для установления качественных особенностей явления наружного лазерного откола. В частности, доказано, что главные выводы исследования не зависят от выбора конкретной формы модели, описывающей поглощение энергии импульса в материале. Автор установил также, что основные выводы остаются верными при замене модели мгновенного откола моделью динамического разрушения Тулера–Бугера. Это будет предметом дальнейших публикаций.

Модель наружного лазерного откола включает: уравнение движения:

$$\partial U_z / \partial t = \partial \sigma / \partial z, \quad \partial \sigma / \partial t = A \partial U_z / \partial z, \quad (1)$$

$$A = K + 4/3G;$$

критерий разрушения (мгновенный откол):

$$\sigma > \sigma_{spall}; \quad (2)$$

закон поглощения излучения в материале:

$$\sigma^{(1)}(t=0, z) = -\Gamma C T_0, \quad z < 1/L, \quad (3.1)$$

$$\sigma^{(2)}(t=0, z) = -\Gamma C T_0(1 - Lz/2), \quad z < 2/L, \quad (3.2)$$

$$\sigma^{(3)}(t=0, z) = -\Gamma C T_0 \exp(-Lz), \quad (3.3)$$

где U_z – осевая массовая скорость; σ – главное напряжение вдоль оси действия излучения; K, G – объемный и сдвиговой модули материала; σ_{spall} – откольная прочность; T_0 – поверхностная температура; L – удельный (на единицу площади) коэффициент ослабления излучения в материале; C – удельная объемная теплоемкость материала; Γ – коэффициент Грюнайзена.

Начальный профиль температур (правые части уравнений (3.1)–(3.3)) задаст начальное напряжение. Используются три модели поглощения: прямоугольный (1 вариант), треугольный (2 вариант) и экспоненциальный (3 вариант) профили (рис. 1). Последний возникает при использовании классического закона Бугера для поглощения энергии излучения в материале [9].

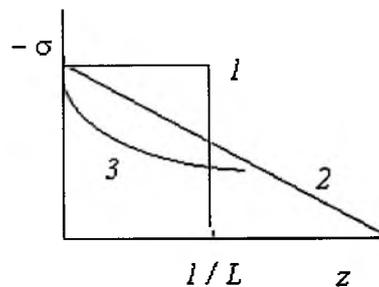


Рис. 1. Начальные профили тепловых напряжений: 1 – прямоугольный; 2 – треугольный; 3 – закона Бугера (экспонента).

При формулировке системы уравнений (1)–(3) предполагается, что время действия импульса намного меньше времени прохождения волной ширины зоны поглощения, т.е. импульс можно считать мгновенным. Для импульсов оптического диапазона это соответствует длительности импульса $10^{-8} \dots 10^{-10}$ с. Также предполагается, что поглощенной энергии импульса излучения недостаточно для локального испарения и плавления, т.е. материал остается твердым в течение всего процесса разрушения.

Распад начального напряженного состояния $S(z) = -\sigma(0, z)$ приводит к формированию двух волн: первая волна сжатия движется от поверхности

нагружения, вторая набегает на эту поверхность и отражается волной растяжения:

$$\sigma(t, z) = -1/2[S(z - at) + S(z + at) - S(-z + at)]. \quad (4)$$

Движущиеся волны напряжений формируют также соответствующее нестационарное поле массовых скоростей:

$$U_z = (1/2a)[-S(z - at) + S(z + at) - S(-z + at)]; \quad U_z(0, z) = 0; \quad (5)$$

$$a = (A/\rho)^{1/2},$$

где a – скорость плоских волн напряжений; ρ – плотность.

На рис. 2 изображены профили напряжений и массовых скоростей для треугольной формы профиля поглощения излучения. Как видно, максимальное растягивающее напряжение, приходящееся на движущийся раздел двух полуволн, постепенно нарастает (для всех случаев начального профиля, кроме прямоугольного). В момент превышения максимальным растягивающим напряжением предела прочности формируется плоская трещина откола, перпендикулярная оси нагружения.

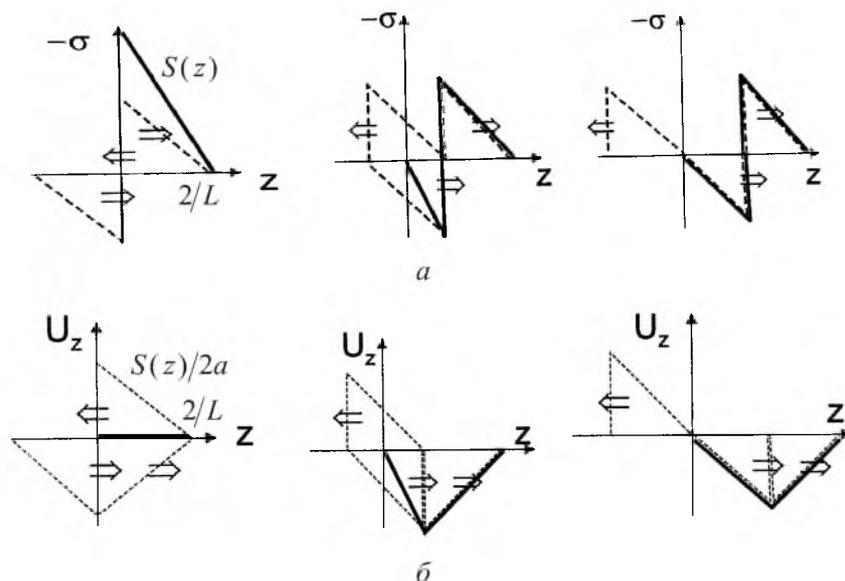


Рис. 2. Эволюция профилей напряжения (а) и массовой скорости (б). (Штриховые линии – полуволны.)

Анализ решения (4) показал, что во всех трех вариантах максимум растягивающих напряжений в материале вполнину меньше сжимающих напряжений на поверхности в начальный момент и равен $\Gamma CT_0/2$. Отсюда следует, что для удельной (на единицу площади облучения) энергии облучения $E = \int_0^{\infty} CT_0(z)dz$ существует критическое значение

$$E_{spall} = 2\sigma_{spall} / \Gamma L, \quad (6)$$

по достижении которого в материале образуется наружный откол. Необходимо отметить, что критическое значение удельной энергии облучения зависит не от упругих свойств материала, а только от термодинамических.

Если удельная энергия облучения превышает E_{spall} , то решение (4) позволяет найти толщину откольной пластины (X_{spall}) для трех вариантов расчета:

$$X_{spall}^{(1)} = 1/(2L); \quad (7.1)$$

$$X_{spall}^{(2)} = (2\sigma_{spall} / \Gamma EL) / L; \quad (7.2)$$

$$X_{spall}^{(3)} = -\ln(1 - 2\sigma_{spall} / \Gamma EL) / 2L. \quad (7.3)$$

Максимально возможная толщина откола, определяемая подстановкой (6) в (7.1)–(7.3), для трех вариантов составит:

$$X_{spall\max}^{(1)} = 1/(2L); \quad (8.1)$$

$$X_{spall\max}^{(2)} = 1/L; \quad (8.2)$$

$$X_{spall\max}^{(3)} = \infty. \quad (8.3)$$

Таким образом, при увеличении крутизны фронта импульса начального нагрева и постоянном коэффициенте ослабления излучения толщина откольной пластины убывает, стремясь к пределу, не зависящему от энергии импульса излучения.

При возникновении откольной трещины часть механической энергии волны оказывается “заперта” в отделившемся осколке. При этом оказывается отсеченным и импульс массовой скорости частиц, вследствие чего откольная пластина приобретает некоторую среднюю скорость отлета, и основное тело испытывает импульс отдачи. Для трех вариантов расчета определены сред-

$$\text{няя скорость откольной пластины } U_{spall} = \int_0^{X_{spall}} U_z dz / X_{spall}:$$

$$U_{spall}^{(1)} = -(a/A)(\Gamma EL); \quad (9.1)$$

$$U_{spall}^{(2)} = -(a/A)(\Gamma EL - \sigma_{spall}); \quad (9.2)$$

$$U_{spall}^{(3)} = (a\sigma_{spall}) / (AX_{spall}L) \quad (9.3)$$

и создаваемый ею удельный импульс отдачи (на единицу поверхности):

$$I_{spall}^{(1)} = -E(\Gamma a \rho)/(2A); \quad (10.1)$$

$$I_{spall}^{(2)} = -[1 - 2\sigma_{spall}/(\Gamma EL)]/(2a\sigma_{spall})/(LA); \quad (10.2)$$

$$I_{spall}^{(3)} = (a\rho\sigma_{spall})/(AL). \quad (10.3)$$

Анализ решений позволяет заключить, что скорость откольной пластины возрастает при превышении энергией критического значения. Аналогично ведет себя и импульс откольной пластины, за исключением экспоненциального варианта, когда он не зависит от энергии облучения.

Оптимизация глубины откола достигается путем нагружения импульсом излучения с энергией, незначительно превышающей критическую энергию наружного откола. Дальнейшее повышение энергии импульса излучения приводит к снижению толщины откола.

Резюме

Розроблено аналітичну модель лицевого відкольного руйнування під дією імпульсного лазерного навантаження. Отримано оптимальні значення енергії імпульсу, що відповідають максимуму товщини відколу і максимально ефективному перетворенню енергії імпульсу в імпульс віддачі відламка. Результати можуть бути використані для оптимізації лицевого лазерного відколу.

1. *Elieser Sh., Gilath I., and Bar-Noy T.* Laser-induced spall in metals: experiment and simulation // *J. Appl. Phys.* – 1990. – **67**, No. 2. – P. 717 – 724.
2. *Новиков С. А., Рузанов А. И., Трунин И. Р. и др.* Распространение волн напряжений и процессы разрушения в металлах при быстром объемном разогреве // *Пробл. прочности.* – 1994. – № 2. – С. 61 – 66.
3. *Галиев Ш. У., Жураховский С. В.* Разрушение многослойных пластин в термовязкоупругопластических волнах // Там же. – 1984. – № 11. – С. 37 – 43.
4. *Галиев Ш. У., Жураховский С. В., Иващенко К. Б.* Разрушение тел импульсами излучения как способ обеспечения космической безопасности // Там же. – 1996. – № 3. – С. 31 – 51.
5. *Akhmadeev N. K.* Modeling wave process and spalling fraction in a rectangular plate during thermal pulse heating // *High Temp.* – 1988. – **26**, No. 3. – P. 429 – 434.
6. *Степанов Г. В.* Упругопластическое деформирование и разрушение материалов при импульсном нагружении. – Киев: Наук. думка, 1991. – 288 с.

7. *Майнчен Дж., Сак С.* Метод расчета “Тензор” // Вычислительные методы в гидродинамике. – М.: Мир, 1967. – С. 185 – 211.
8. *Ахмадеев Н. Х., Сорокина Е. П., Яушев К. К.* Откольное разрушение пластин при импульсном тепловом прогреве // Физика горения и взрыва. – 1983. – **19**, № 11. – С. 131 – 139.
9. *Гусев В. Э., Карабутов А. А.* Лазерная оптоакустика. – М.: Наука, 1991. – 304 с.

Поступила 19. 09. 2002