

УДК 523.593

# МОДЕЛЬ ВЗРЫВНОЙ НАГРУЗКИ, ГЕНЕРИРУЮЩАЯ НАБОР КРИВЫХ НОРМИРОВАННОГО ИМПУЛЬСА ПРИ РАЗНЫХ МАСШТАБИРОВАННЫХ РАССТОЯНИЯХ

П. С. Чан, С. Х. Ли, Ё. Ли

Отделение машиноведения, Университет Чунг-Анг, Сеул 156-756, Республика Корея, ysl@cau.ac.kr

Предложена модель взрывной нагрузки, которая генерирует несколько кривых импульса в зависимости от масштабированного расстояния и, таким образом, точно рассчитывает распределение взрывной нагрузки по поверхности структуры. Пригодность модели исследована путем численного моделирования методом конечных элементов экспериментов по нагружению стальных пластин взрывом и сравнения рассчитанных прогибов с измерениями. Результаты показывают, что предлагаемая модель точно вычисляет распределение взрывной нагрузки по поверхности структуры, прогнозируемые профили прогиба стальных пластин оказались ближе к измеренным профилям, чем рассчитанные по моделям прогиба, генерирующим только одну кривую нормированного импульса.

Ключевые слова: кривая импульса, взрывная нагрузка, взрыв, масштабированное расстояние, численное моделирование.

DOI 10.15372/FGV20180614

## ВВЕДЕНИЕ

Взрывная волна, генерируемая при детонации взрывчатого вещества, падает на поверхность конструкции и отражается с усилением давления в ней. Отраженное давление взрыва становится ударной нагрузкой на поверхность структуры. Изменение давления взрыва во времени называют в исследованиях по-разному: историей давления-времени [1], профилем давление — время [2], историей давления взрыва [3]. В этом исследовании используется термин «история давления-времени».

Интегрирование истории давления-времени дает значение импульса в некоторой точке в течение определенного периода. Импульс изменяется в зависимости от угла падения ударной волны. Изменение импульса по поверхности структуры представляется кривой, которая используется для расчета взрывной нагрузки на поверхность структуры, подвергнутой взрыву на определенном расстоянии от нее. Существует разработанная рядом исследовательских групп алгебраическая формула кривой импульса для вычисления общего распределения взрывной нагрузки. Ниже эту алгебраическую формулу для удобства будем

называть моделью взрывной нагрузки.

Авторы работы [4] впервые представили модель взрывной нагрузки и применили ее к трехмерной программе расчета методом конечных элементов. В их модель входит функция косинуса угла падения, который определяется как угол между нормалью к поверхности и вектором, направленным от поверхности к источнику взрыва. Для моделирования взрыва [4] используются коммерческие FE-коды, такие как LS-Dyna [5], Abaqus [3] и Autodyn [6]. В некоторых случаях [2, 7–10] результаты моделирования с использованием модели [4] согласуются с экспериментальными, но в ряде случаев отмечена заметная разница между моделированием методом конечных элементов и результатами эксперимента [11, 12].

Авторы [13] предложили модель взрывной нагрузки с функцией тангенса угла падения. Модель была реализована в программе Abaqus, чтобы изучить динамический отклик квадратных пластин с сотовым наполнителем и жестких пластин, изготовленных из супераустенитной нержавеющей стали, и проведено сравнение результатов моделирования методом конечных элементов с экспериментальными наблюдениями. Однако сравнивались только прогибы центра тестовых пластин, но не полные профили прогибов, поэтому точность моделирования не может быть оценена адекватно.

В руководстве по строительству защитных сооружений США TM 5-1300 [1] говорится, что форма импульсной кривой может изменяться для разных значений масштабированного расстояния. Тем не менее модели [4] и [13] создают только одну кривую импульса с фиксированной формой независимо от изменения масштабированного расстояния  $z$ , которое определяется как отношение расстояния до центра взрыва ( $r$ ) к кубическому корню эквивалентной массы ( $w$ ) взрывчатого вещества ( $z = r/w^{1/3}$  [м/кг<sup>1/3</sup>]). Следовательно, взрывная нагрузка на поверхность конструкции, рассчитанная по этим двум моделям, может быть значительно больше или меньше реальной.

В данном исследовании предложена модель, которая генерирует несколько кривых импульса соответствующих форм, так что распределение взрывной нагрузки по поверхности структуры может быть рассчитано более точно. Модель построена на основе модели [13], но в нее введена весовая функция. Весовая функция выражается в экспоненциальной форме, которая дает непрерывно затухающую кривую после достижения максимального значения. Таким образом, эта функция регулирует форму кривой импульса в соответствии с масштабированным расстоянием и одновременно генерирует набор кривых импульса.

Чтобы проверить полезность предложенной модели, выполнен анализ методом конечных элементов с использованием программы Abaqus/Explicit. Распределение взрывной нагрузки рассчитывалось при помощи подпрограммы VDLOAD, в которой реализована данная модель и в которую введены полиномы, предложенные в [14] для расчета истории давления-времени. Моделировалось действие взрыва на четырехугольные жесткие стальные пластины, проведено сравнение рассчитанных профилей прогиба пластин с измеренными профилями.

## 1. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ

### 1.1. История давления-времени и отраженный импульс

На рис. 1 показана зависимость давления взрыва от времени в некоторой точке, называемая историей давления-времени. В работе [15] предложена идеализированная форма этой зависимости:

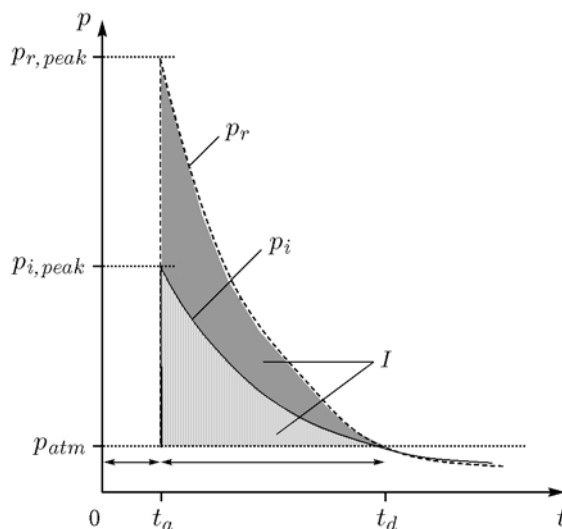


Рис. 1. Падающий ( $p_i$ ) и отраженный ( $p_r$ ) профили давление — время идеализированной взрывной волны:

$I$  — площадь = импульс,  $p_{atm}$  — атмосферное давление, индексом  $peak$  обозначено максимальное давление

$$p(t) = p_{atm} + p_{peak} \left[ 1 - \frac{t}{t_d} \right] \exp \left( -\frac{bt}{t_d} \right), \quad (1)$$

где  $p_{atm}$  — атмосферное давление,  $p_{peak}$  — пиковое давление взрывной волны,  $t_d$  — длительность существования давления,  $b$  — коэффициент затухания давления,  $t$  — время, прошедшее от момента прихода волны. Эти параметры взрыва ( $p_{peak}$ ,  $t_d$ ,  $b$ ), соответствующие масштабированному расстоянию, могут быть определены с использованием полиномов [14]. После того, как давление достигает пикового значения, оно экспоненциально уменьшается до атмосферного и далее становится меньше его. Полиномы [14] автоматизированы в компьютерном коде CONWER, который представляет собой алгоритм, рассчитывающий параметры взрыва и историю давления-времени при заданных значениях массы взрывчатого вещества (ВВ) и расстояния от точки взрыва [16].

Когда взрывная волна падает на твердую поверхность, она отражается, при этом давление в отраженной волне (см. рис. 1) в 2 ÷ 12 раз превышает давление в падающей волне [1]. Поскольку взрывная нагрузка является динамической, при ее расчете необходимо учитывать время воздействия. Поэтому взрывная нагрузка, действующая на поверхность конструкции, равна отраженному импульсу, который рассчитывается интегрированием по времени давле-

ния в отраженной волне  $p_r$ :

$$I_r = \int_0^t p_r(t) dt, \quad (2)$$

где  $I_r$  — отраженный импульс.

### 1.2. Существующие модели взрывной нагрузки

Взрывная нагрузка, т. е. отраженный импульс, неодинакова по поверхности структуры в силу того, что форма взрывной волны близка к сферической. Авторы [4] описали распределение отраженного импульса в произвольных точках поверхности структуры, подвергшейся действию взрыва, путем введения косинусной функции:

$$I_{cr}(\theta) = I_r \cos^2 \theta + I_i(1 + \cos^2 \theta - 2 \cos \theta), \quad (3)$$

где  $I_r$  — отраженный по нормали импульс ( $\theta = 0$ ),  $I_i$  — падающий по нормали импульс ( $\theta = 0$ ),  $\theta$  — угол падения. Рис. 2 иллюстрирует, каким образом определяется угол падения между нормалью к поверхности структуры и вектором от произвольной точки на поверхности структуры до точки взрыва. В дальнейшем модель ударной нагрузки для удобства называем просто моделью.

Поскольку в диапазоне малых значений масштабированного расстояния ( $0.05 \leq z \leq 0.3$ ) давление в отраженной волне в 10 ÷ 12 раз больше, чем в падающей [1], авторы [13] при расчете  $I_{cr}(\theta)$  учитывали только отраженный

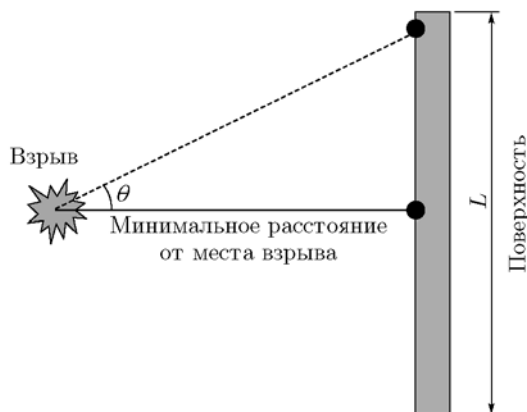


Рис. 2. Определение угла падения между точкой взрыва и поверхностью структуры

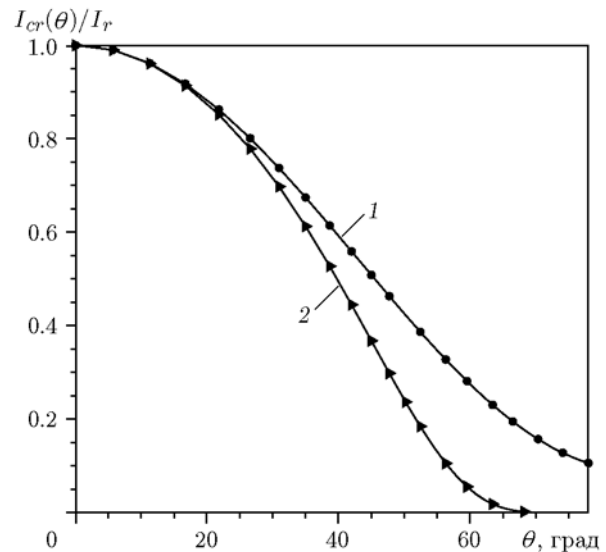


Рис. 3. Зависимость кривых нормированного импульса от угла падения:

1 — модель [4],  $I_{cr}(\theta)/I_r = \cos^2 \theta + (I_i/I_r)(1 + \cos^2 \theta - 2 \cos \theta)$ ,  $I_i = 0.1I_r$ ; 2 — модель [13],  $I_{cr}(\theta)/I_r = \exp(-\tan^2 \theta)$

по нормали импульс и не учитывали падающий по нормали импульс:

$$I_{cr}(\theta) = I_r \exp(-\tan^2 \theta). \quad (4)$$

В дальнейшем отраженный импульс ради удобства называем просто импульсом.

Для того чтобы лучше понять характеристики модели, мы использовали отношение  $I_{cr}/I_r$ . В данной работе зависимость этого отношения от угла падения называется кривой нормированного импульса. Кривые нормированного импульса, рассчитанные по моделям [4] и [13], представлены на рис. 3. Уменьшение нормированного импульса с ростом угла падения указывает на то, что нагрузка в точке  $\theta \neq 0$ , удаленной от средней точки  $\theta = 0$ , уменьшается по мере увеличения угла падения. Следовательно, кривую нормированного импульса можно понимать как распределенную нагрузку, действующую на поверхность структуры.

Предложенные ранее модели дают единственную кривую нормированного импульса независимо от изменения масштабированного расстояния  $z$ , как это видно из уравнений (3) и (4), где  $z$  отсутствует. Это указывает на то, что данные модели могут завышать или занижать взрывную нагрузку на поверхность структуры при изменении масштаба.

### 1.3. Предлагаемая модель взрывной нагрузки

В данной работе предлагается модель, которая может генерировать набор нормированных импульсных кривых. Для этого в модель [13] вводится весовая функция  $\beta(z)$ , в результате формы кривых нормированного импульса меняются при изменении масштабированного расстояния  $z$ . Предлагаемая модель имеет вид

$$I_{cr}(\theta, z) = I_r \exp(-\beta(z) \tan^2 \theta). \quad (5)$$

Весовая функция выражается в экспоненциальной форме, которая дает непрерывно затухающую кривую после достижения максимального значения:

$$\beta = a[1 + b(z - c)] \exp(-b(z - c)) + d. \quad (6)$$

Коэффициенты  $a$ ,  $b$ ,  $c$  в уравнении (6) определяются моделированием методом конечных элементов результатов экспериментов [13] по действию взрыва на пластины из нержавеющей стали. Значение  $d$  выбрано равным 20 % от предельного значения  $\beta$ .

На рис. 4 показаны кривые нормированного импульса, генерируемые моделями ударной нагрузки [4, 13], и кривые, создаваемые моделью, предложенной в данной работе. Так как в моделях [4, 13] полагается  $\beta = 1$ , то каждая из них дает только одну кривую нормированного импульса. Если  $\beta$  изменяется, то в

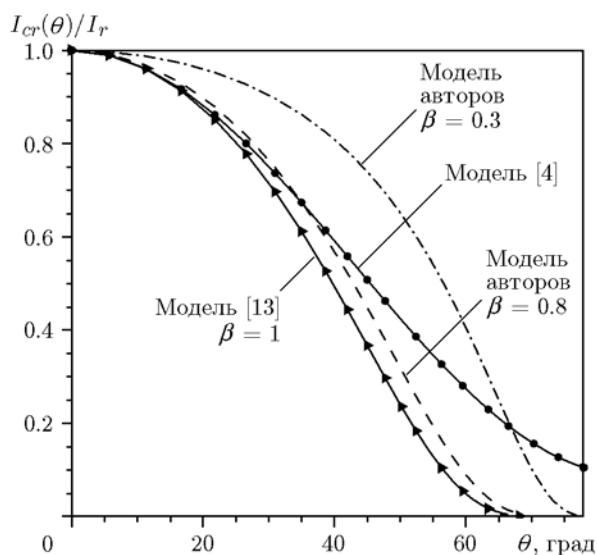


Рис. 4. Кривые нормированного импульса, генерируемые существующими моделями ударной нагрузки и моделью, предложенной в данной работе

соответствии с уравнением (5) меняется и форма кривой. Различные значения  $\beta$  показывают, что масса ВВ изменяется для фиксированного масштабированного расстояния и наоборот.

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТ

Чтобы определить коэффициенты весовой функции в уравнении (6) и подтвердить применимость предлагаемой модели, необходимы полномасштабные взрывные испытания. Однако их проведение очень дорого. Поэтому использовались результаты испытаний, описанные в исследованиях [13, 17].

### 2.1. Деформация пластины из нержавеющей стали

В работе [13] описаны эксперименты по определению деформации под действием взрыва квадратных пластин с сотовым наполнителем и пластин из супераустенитной нержавеющей стали (49Fe24Ni21Cr6Mo (мас.) %). В настоящей работе использованы результаты только экспериментов со стальными сплошными пластинами. Схема экспериментов показана на рис. 5. Заряды тротила (ТНТ) массой 1, 2 и 3 кг размещались на расстоянии 100 мм от центра пластины. Толщина пластин 12.7 мм, длина и ширина 610 мм. Пластины были зажаты между фиксаторами, а между пластинами и фиксаторами помещены прокладки.

### 2.2. Деформация четырехугольных усиленных пластин

В работе [17] эксперименты проведены с четырехугольными пластинами из мягкой стали, усиленными ребрами жесткости (рис. 6).

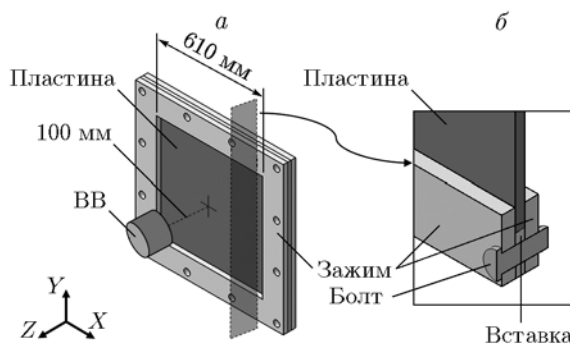


Рис. 5. Постановка экспериментов в работе [13] (толщина тестовой пластины 12.7 мм): а — схема, б — вид в разрезе

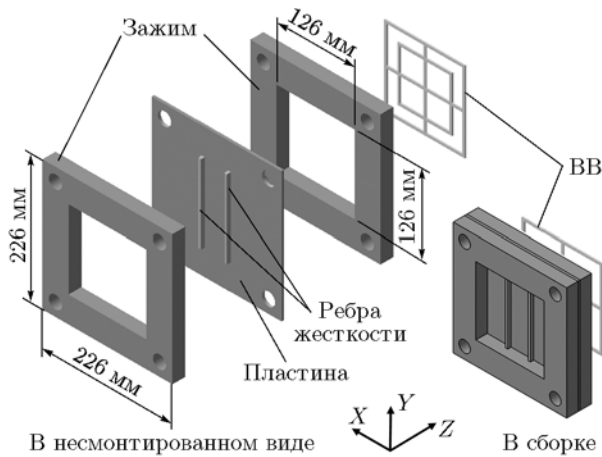


Рис. 6. Постановка экспериментов в работе [17] (толщина тестовой пластины 1.6 мм)

Толщина пластин 1.6 мм, длина и ширина 226 мм. Пластины зажимались между фиксаторами так, что площадь поверхности, подвергавшаяся действию взрыва, равна 126 × 126 мм. Взрывчатое вещество РЕ4 массой 20.5 г в форме прямоугольного кольца размещалось на расстоянии 12 мм от пластин. Испытывались пластины с различными вариантами усиления: плоские (без ребер жесткости), с одним ребром, с двумя ребрами, с пересекающимися ребрами и с двойными пересекающимися ребрами. Результаты [17] использованы для проверки применимости модели, предложенной в настоящей работе. Выбраны неусиленные (без ребер жесткости) пластины и пластины с двумя ребрами жесткости.

### 3. МОДЕЛИРОВАНИЕ МЕТОДОМ КОНЕЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

На рис. 7 показана блок-схема пользовательской подпрограммы VDLOAD, используемой в этом исследовании для расчета значений импульса, которые должны быть заданы в каждом узле на поверхности структуры, подвергнутой взрыву.

#### 3.1. Моделирование экспериментов [13]

Заряд располагался на расстоянии 100 мм от верхней поверхности пластины (см. рис. 5). Значения массы ВВ 1, 2, 3 кг использованы в качестве входных параметров при расчете. Соответствующие значения масштабированного расстояния равны  $z = 0.1, 0.079$  и  $0.069 \text{ м/кг}^{1/3}$ .

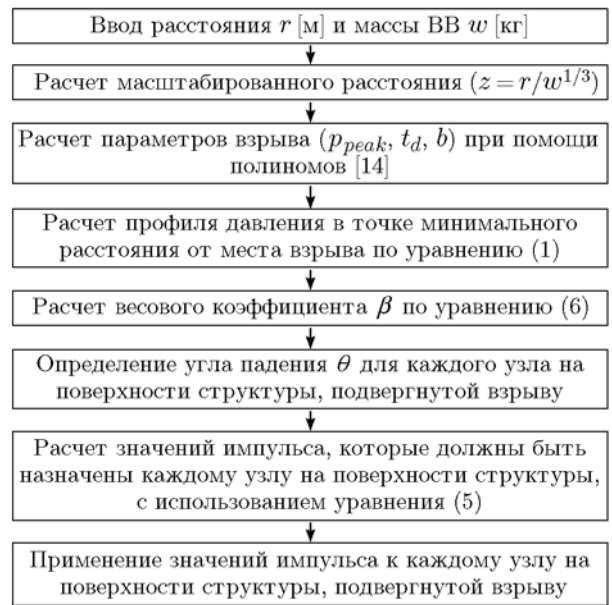


Рис. 7. Блок-схема пользовательской подпрограммы VDLOAD, используемой в данной работе

Моделировалась только одна четвертая часть пластины с центром, расположенным в начале плоскости X–Y, в предположении симметрии решения. Все степени свободы, включая вращательную, зафиксированы на границах сторон  $X = L_1$  и  $Y = L_1$ , где  $L_1 = 305 \text{ мм}$ . Границы X и Y симметрии определены на поверхностях  $X = 0$  и  $Y = 0$  (см. рис. 5). Пластина дискретизирована с использованием элементов C3D8R с пятью слоями элементов по толщине пластины. В сумме использовалось  $120 \times 120 \times 5$  элементов.

Для моделирования упругопластического поведения пластины применялась модель Джонсона — Кука [18] со следующими коэффициентами и константами:  $A = 400 \text{ МПа}$ ,  $B = 1500 \text{ МПа}$ ,  $C = 0.045$ ,  $n = 0.4$ ,  $m = 1.2$ ,  $\dot{\epsilon}_0 = 0.001 \text{ с}^{-1}$ . Температура перехода составляла 293 К, а температура плавления — 1800 К. Механические свойства пластины следующие: модуль Юнга  $E = 1.61 \cdot 10^5 \text{ МПа}$ , коэффициент Пуассона  $\nu = 0.35$ , плотность  $\rho = 7850 \text{ кг/м}^3$  [19].

#### 3.2. Моделирование экспериментов [17]

В экспериментах [17] использовался заряд ВВ РЕ4 массой 20.5 г, а не ГНТ, как в работе [13]. Кроме того, этот заряд был сформирован в два concentрических прямоугольных

кольца (см. рис. 6) и расположен очень близко к пластине (12 мм между ВВ и пластиной), так что взрывная нагрузка тестовой пластины была достаточно равномерной. Однако модели взрывной нагрузки (уравнения (3)–(5)) предполагают, что заряд ВВ точечный, поэтому необходимо было рассчитать эквивалентное расстояние для заряда в форме прямоугольного кольца. Прежде всего, на основании результатов [20] определена масса заряда ТНТ, эквивалентная 20.5 г ВВ РЕ4, — она оказалась в 1.37 раза больше.

В экспериментах [17] измеренный импульс составлял 31 и 37 Н·с соответственно для плоской пластины (без ребер жесткости) и пластины с двумя ребрами жесткости. После подстановки измеренных значений импульсов и рассчитанной эквивалентной массы ТНТ в полиномы [14] получены масштабированные расстояния  $z = 0.207$  и  $0.187$  м/кг<sup>1/3</sup>. Затем на основании выражения  $z = r_e/w^{1/3}$  получены эквивалентные расстояния от заряда до пластины  $r_e = 62.8$  и  $56.8$  мм соответственно.

Моделировалась половина квадратной пластины из мягкой стали с прикрепленными четырехугольными ребрами жесткости с центром пластины, расположенным в начале плоскости  $X$ – $Y$ . Использовались элементы С3D8R с пятью слоями элементов по толщине пластины, общее число элементов  $100 \times 100 \times 5$ . Все степени свободы, включая вращательную, были зафиксированы на грани-

це  $X = L_2$ , где  $L_2 = 63$  мм. Граничные условия  $Y$ -симметрии определены на плоскости  $Y = 0$ .

В работе [17] при моделировании предполагалось, что материал деформируется как жесткий вязкопластичный. Поэтому поведение пластины из мягкой стали при заданной скорости деформации описывали по модели [21] со следующими коэффициентами и константами:  $\sigma_y = 242$  МПа,  $\dot{\epsilon}_0 = 40$  с<sup>-1</sup>,  $\eta = 5$ . Механические свойства стали приняты следующими:  $E = 210$  ГПа,  $\nu = 0.33$ ,  $\rho = 7769$  кг/м<sup>3</sup>.

Для двух вариантов моделирования, описанных выше, определялась чувствительность решения к размеру сетки. Чтобы найти адекватный размер сетки, который дает правильный результат с приемлемыми вычислительными затратами, для каждой модели использовались четыре разных размера элемента. В таблице приведены расчетные максимальные значения остаточного прогиба центра тестовой пластины и время работы процессора, требуемое при различных конфигурациях сетки.

## 4. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

### 4.1. Определение коэффициентов весовой функции

На рис. 8 показаны расчетные и измеренные профили прогиба тестовой пластины от центра (точка  $A$ ) до ее конца (точка  $B$ ) в эксперименте [13]. Рассчитанные прогибы в точке  $B$  равны нулю. Однако измеренные значения в точке  $B$  не являются нулевыми, так как конец тестовой пластины зажимается болтами, которые деформируются во время испытания.

Измеренные и рассчитанные профили прогиба на рис. 8, *a* получены при массе ВВ 1 кг ( $z = 0.1$  м/кг<sup>1/3</sup>). При  $\beta = 0.9$  расчетный профиль прогиба находится в хорошем соответствии с экспериментами. Модель [4] значительно завышает прогиб вблизи центра пластины (точка  $A$ ), это указывает на то, что значения нормированного импульса на кривой, генерируемой этой моделью, уменьшаются слишком медленно по мере увеличения угла падения  $\theta$  (см. рис. 4). В то же время модель [13] занижает профиль прогиба, поскольку кривая нормированного импульса, создаваемая ею, быстро уменьшается, начиная со значения  $\theta \approx 40^\circ$ , как показано на рис. 4.

На рис. 8, *b* приведены измеренные и рассчитанные профили прогиба при массе ВВ 2 кг ( $z = 0.079$  м/кг<sup>1/3</sup>). В этом случае модели

Влияние размера сетки на время моделирования экспериментов [13] и [17]

Количество элементов	Максимальный остаточный прогиб, мм	Время работы центрального процессора, с
Эксперименты [13]		
100 × 100 × 5	32.7	3 892
120 × 120 × 5	33.5	5 628
150 × 150 × 5	34.4	9 971
200 × 200 × 5	34.2	23 386
Эксперименты [17]		
60 × 60 × 5	22.8	2 481
80 × 80 × 5	23.4	4 771
100 × 100 × 5	23.5	6 451
150 × 100 × 5	23.7	18 146

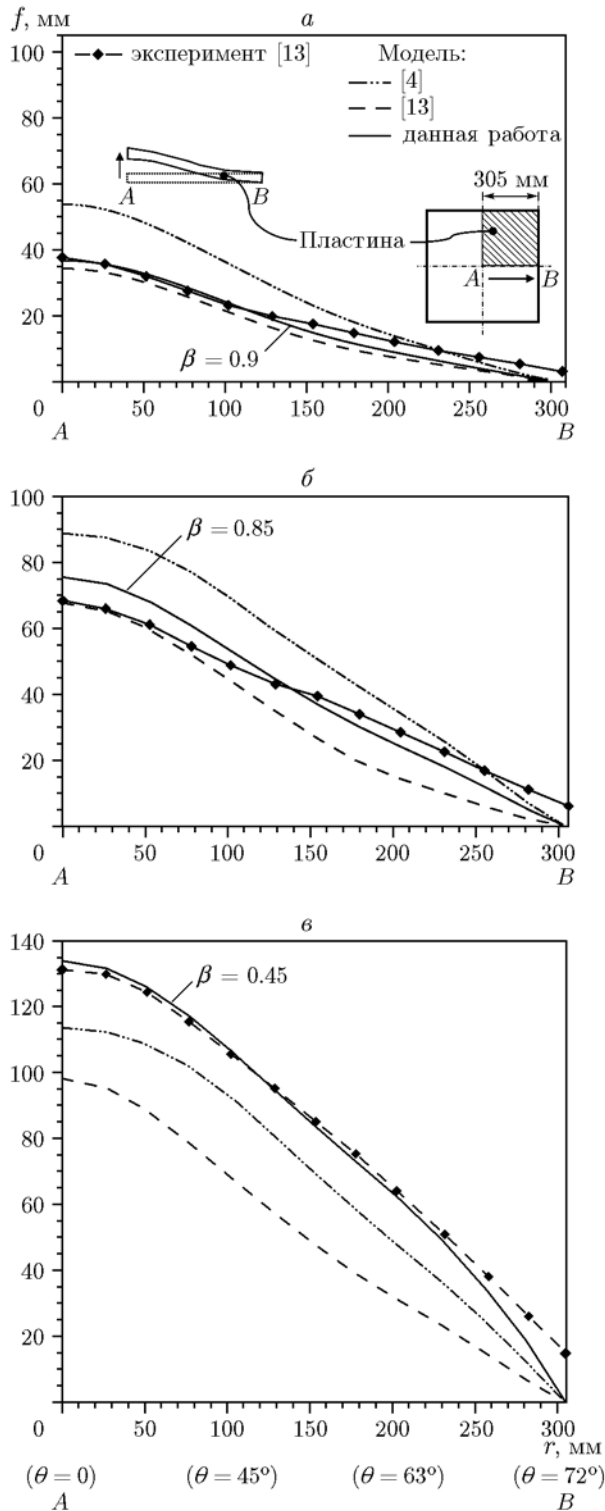


Рис. 8. Зависимость прогиба ( $f$ ) от расстояния до центра пластины ( $r$ ) при взрыве заряда ТНТ массой 1 ( $a$ ), 2 ( $б$ ), 3 кг ( $в$ )

[13] и [4] соответственно занижают и завышают профиль прогиба относительно экспериментального, как и на рис. 8,  $a$ . Причина заключается в поведении кривых нормированного импульса, создаваемого этими моделями, как уже отмечалось выше (см. рис. 4). Профиль прогиба, рассчитанный по предлагаемой модели ( $\beta = 0.85$ ), хорошо соответствует измеренному: занижение и завышение прогиба на разных участках меньше, чем в двух других моделях. Это является следствием того, что кривая нормированного импульса, т. е. взрывная нагрузка, рассчитана должным образом.

На рис. 8,  $б$  представлены измеренные и рассчитанные профили прогиба при массе ВВ 3 кг ( $z = 0.069$  м/кг<sup>1/3</sup>). В то время как модель [4] занижает профиль прогиба, а модель [13] занижает его еще больше, предложенная модель ( $\beta = 0.45$ ) хорошо согласуется с экспериментом. Данный результат — это следствие того, что кривые нормированного импульса, генерируемые моделями [13] и [4], падают значительно быстрее, чем при расчете по предлагаемой нами модели. Это означает, что существующие модели не могут правильно отразить поведение импульсной кривой из-за изменения масштабированного расстояния.

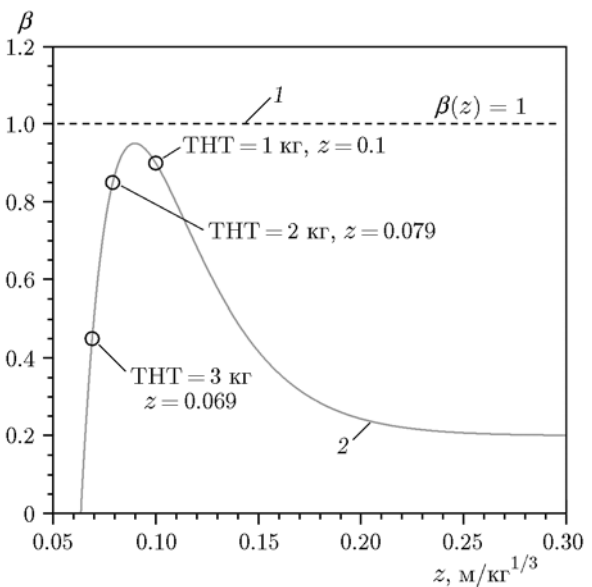


Рис. 9. Зависимость весовой функции от масштабированного расстояния:

1 — модель [13],  $I_{cr}(\theta) = I_r \exp(-1 \cdot \tan^2 \theta)$ , 2 — модель авторов,  $I_{cr}(\theta, z) = I_r \exp(-\beta(z) \tan^2 \theta)$ ,  $\beta = a[1 + b(z - c)] \exp(-b(z - c)) + d$

Таким образом, определены значения  $\beta = 0.9, 0.85, 0.45$ , соответствующие  $z = 0.1, 0.079, 0.069$  м/кг<sup>1/3</sup>. На рис. 9 показан вид функции  $\beta(z)$ , построенной по этим данным, предполагалось, что после достижения максимума функция  $\beta$  уменьшается экспоненциально.

Таким образом, весовая функция (уравнение (6)) определена как

$$\beta = 0.75[1 + 41.3(z - 0.090)] \times \exp[-41.3(z - 0.090)] + 0.20. \quad (7)$$

Значение 0.20 составляет 20 % от предельного значения  $\beta$ .

#### 4.2. Динамический отклик пластины из нержавеющей стали

На рис. 10 показан процесс деформирования пластины из нержавеющей стали толщиной 12.7 мм под действием взрывной нагрузки — зависимость прогиба в средней точке от времени.

Доминирующей является пластическая деформация, поскольку стальная пластина подвергается воздействию ударной волны от взрыва 3 кг ТНТ при расстоянии от точки взрыва 100 мм. Разница между неустановившимся

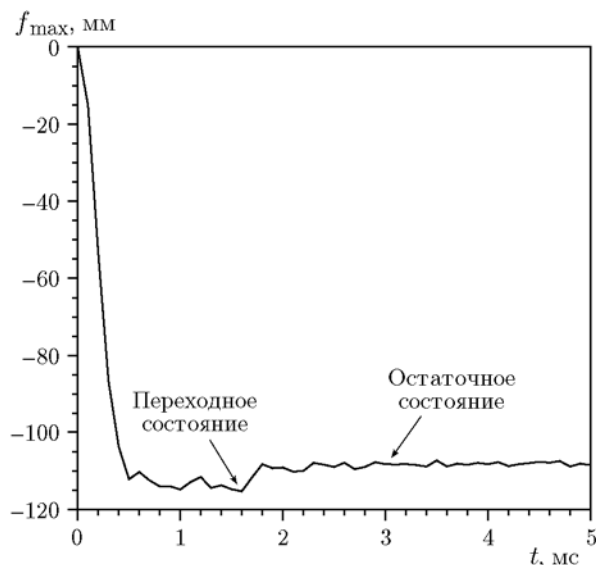


Рис. 10. Моделирование экспериментов [13]. Зависимость максимального прогиба в средней точке пластины от времени:

толщина пластины из нержавеющей стали 12.7 мм, масса заряда ТНТ 3 кг, расстояние от точки взрыва 100 мм

максимальным прогибом и остаточным прогибом в средней точке в результате упругой реакции составляет  $\approx 10$  мм. Прогиб достигает временной максимальной величины в течение 1.6 мс, а затем стабилизируется на остаточном значении примерно к 3 мс. Колебание на ранней стадии невелико. Это связано с тем, что пластина деформируется при взрыве относительно большого заряда ВВ на небольшом расстоянии от нее.

#### 4.3. Проверка предлагаемой модели

Для проверки предлагаемой модели мы провели точное моделирование методом конечных элементов экспериментов [17]. Взрывная нагрузка рассчитывалась по подпрограмме VDLOAD, в которой реализована эта модель.

На рис. 11 показаны измеренные и рассчитанные профили прогиба вдоль траектории от границы (точка  $C$ ) до центра (точка  $D$ ) плоской (без ребер жесткости) пластины. Масштабированное расстояние равно  $z = 0.207$  м/кг<sup>1/3</sup>. По сравнению с профилями прогиба, создаваемыми другими моделями, прогиб, полученный по предлагаемой модели, очень хорошо согласуется с измерениями на отрезке от  $\approx 45$  мм (что соответствует  $\theta = 55^\circ$ ) до  $\approx 80$  мм ( $\theta = 40^\circ$ ). Что касается максимальных отклонений, то расчет по модели [13] дает прогиб на 37 %

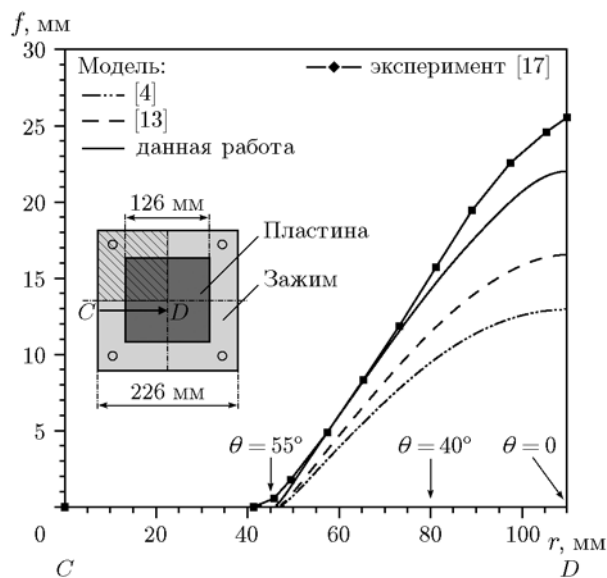


Рис. 11. Сравнение результатов расчета прогиба плоской (без ребер жесткости) пластины, подвергнутой взрыву заряда РЕ4 массой 20.5 г, с данными экспериментов



меньше экспериментального, а по модели [4] он еще меньше. Максимальная разница составила  $-49.1\%$ . Однако при использовании предлагаемой модели максимальная разница уменьшается до  $-14.4\%$ . Несмотря на то, что конфигурация пластины с двумя ребрами жесткости несколько отличается от пластины без ребер жесткости, предлагаемая модель все же дает разумные результаты. Поэтому сделан вывод, что данная модель может быть использована при моделировании методом конечных элементов взрывного нагружения пластин, усиленных ребрами жесткости, которые имеют разные поперечные сечения и различные конфигурации. Однако существует предел применения модели — она не может быть применена к пластине с искривленной поверхностью, но ребра жесткости могут быть прикреплены на тыльной стороне пластины, к которой прикладывается взрывная нагрузка.

На рис. 12 показаны измеренные и рассчитанные профили прогиба пластины, к которой прикреплены два ребра жесткости. Масштабированное расстояние составляет  $0.187 \text{ м/кг}^{1/3}$ . По сравнению с профилями прогиба, создаваемыми другими моделями, профиль прогиба, рассчитанный по предлагаемой модели, довольно близко соответствует измерениям на отрезке примерно от 45 мм (что соответству-

ет  $\theta = 50^\circ$ ) до  $\approx 80 \text{ мм}$  ( $\theta = 35^\circ$ ). Чтобы количественно оценить полезность предложенной модели, были определены максимальные расхождения между измерениями и расчетами в центре пластины (точка  $D$ ). Модель [13] дает значение на  $35.6\%$  меньше измеренного, а по модели [4] уменьшение еще больше —  $49.6\%$ . В то же время при расчете по модели данной работы максимальное уменьшение по сравнению с экспериментом составило лишь  $14.3\%$ . Поэтому предлагаемая модель дает относительно точные результаты, поскольку соответствующая кривая нормированного импульса получена в соответствии с масштабированным расстоянием  $z$  и поэтому взрывная нагрузка рассчитана правильно. Отсюда следует, что предлагаемая модель может использоваться в диапазоне масштабированных расстояний  $0.069 \div 0.207 \text{ м/кг}^{1/3}$ .

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе предложена модель, которая создает несколько кривых нормированного импульса. Происходит это за счет введения в модель [13] функции взвешивания. Применимость предлагаемой модели подтверждена путем моделирования методом конечных элементов динамического отклика (прогиба) четырехугольных усиленных стальных пластин, подвергнутых взрывной нагрузке, и сравнением результатов расчета с экспериментальными. Сделаны следующие выводы.

1. Предложенная модель точно рассчитывает распределение взрывной нагрузки по поверхности структуры даже при изменении масштабированного расстояния. Точность расчета по этой модели динамического отклика четырехугольных усиленных стальных пластин увеличилась примерно на  $35\%$ .

2. Предлагаемая модель может быть полезна для моделирования методом конечных элементов взрывной нагрузки на стальную пластину с любым типом конфигурации, если масштабированное расстояние находится в пределах  $0.069 \div 0.207 \text{ м/кг}^{1/3}$ , а поверхность пластины плоская.

3. Применимость предлагаемой модели может быть расширена, если в дальнейшем будут получены дополнительные данные во взрывных экспериментах.

Исследование поддержано стипендией для выпускников университета Чунг-Анг в 2015 г.

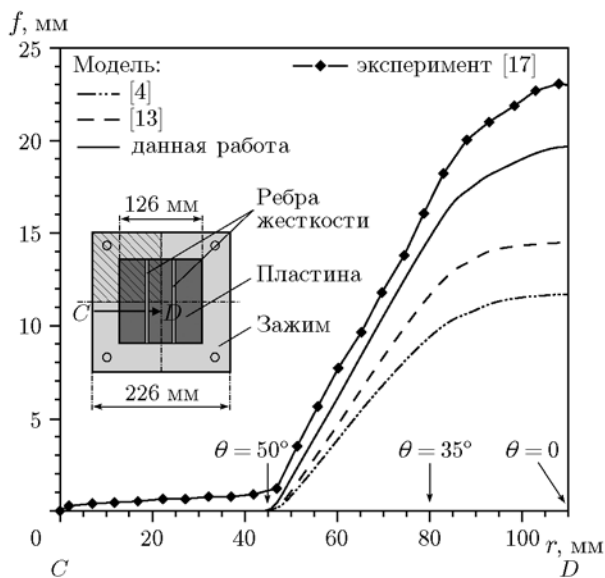


Рис. 12. Сравнение результатов расчета прогиба пластины с двумя ребрами жесткости, подвергнутой взрыву заряда РЕ4 массой 20.5 г, с данными экспериментов

и грантом Национального исследовательского фонда, финансируемого правительством Кореи (NRF-2016R1D1A1B03935327).

### ЛИТЕРАТУРА

1. **U. S. Department of the Army.** Structures to resist the effects of accidental explosions. — Technical Manual 5-1300. — 1990.
2. **Børvik T., Hanssen A. G., Langseth M., Olovsson L.** Response of structures to planar blast loads — A finite element engineering approach // *Computers and Structures*. — 2009. — V. 87. — P. 507–520.
3. **SIMULIA.** Abaqus Analysis User's Manual. — 2012. — V. 1.
4. **Randers-Pehrson G., Bannister K. A.** Airblast Loading Model for DYNA2d and DYNA3d. — Army Research Laboratory, 1997.
5. **Livermore** Software Technology Corporation. LS-DYNA Keyword user's manual version 971. — 2007.
6. **ANSYS Inc.** Autodyn User's Manual. — 2013.
7. **Balden V. H., Nurick G. N.** Numerical simulation of the post-failure motion of steel plates subjected to blast loading // *Intern. J. Impact Eng.* — 2005. — V. 32, N 1. — P. 14–34.
8. **Langdon G. S., Schleyer G. K.** Deformation and failure of profiled stainless steel blast wall panels. Pt III: Finite element simulations and overall summary // *Intern. J. Impact Eng.* — 2006. — V. 32, N 6. — P. 988–1012.
9. **Mazurkiewicz L., Malachowski J., Baranowski P., Damaziak K.** Comparison of numerical testing methods in terms of impulse loading applied to structural elements // *Theor. Appl. Mech.* — 2013. — V. 51, N 3. — P. 615–625.
10. **Sprangher K., Vasilakos I., Lecompte D., Sol H., Vantomme J.** Numerical simulation and experimental validation of the dynamic response of aluminum plates under free air explosions // *Intern. J. Impact Eng.* — 2003. — V. 54, N 1. — P. 83–95.
11. **Zakrisson B., Wikman B., Häggblad H.** Numerical simulations of blast loads and structural deformation from near-field explosions in air // *Intern. J. Impact Eng.* — 2011. — V. 38, N 7. — P. 597–612.
12. **Hustad T. A., Lindland A. L.** Aluminum Structures Exposed to Blast Loading. — Norwegian Univ. Sci. Tech., 2014.
13. **Dharmasena K. P., Wadley H. N. G., Xue Z., Hutchinson J. W.** Mechanical response of metallic honeycomb sandwich panel structures to high intensity dynamic loading // *Intern. J. Impact Eng.* — 2008. — V. 35. — P. 1063–1074.
14. **Kingery C. N., Bulmash G.** Airblast Parameters from TNT Spherical air Burst and Hemispherical Surface Burst. — U. S. Army Ballistic Research Laboratory, Aberdeen Proving Ground, 1984.
15. **Friedlander F. G.** The diffraction of sound pulses. I. Diffraction by a semi-infinite plane // *Proc. Roy. Soc. London. A.* — 1946. — V. 186. — P. 322–344.
16. **U. S. Department of the Army.** Fundamentals of protective design for conventional weapons. — Department of the Army Technical Manual. U. S. A., 1986.
17. **Yuen S. C., Nurick G. N.** Experimental and numerical studies on the response of quadrangular stiffened plates. Pt I: subjected to uniform blast load // *Intern. J. Impact Eng.* — 2005 — V. 31, N 1. — P. 55–83.
18. **Johnson G. R., Cook W. H.** A constitutive model and data for metals subjected to large strain, high strain rates and high temperatures // *Proc. 7th Intern. Symp. on Ballistics*. — 1983. — V. 54. — P. 541–547.
19. **Nahshon K., Pontin M. G., Evans A. G., Hutchinson J. W., Zok F. W.** Dynamic shear rupture of steel plates // *J. Mech. Mater. Struct.* — 2007. — V. 2, N 10. — P. 2049–2066.
20. **Rigby S. E., Sielicki P. W.** An investigation of TNT equivalence of hemispherical PE4 Charges // *Eng. Trans.* — 2014. — V. 62. — P. 423–35.
21. **Cowper G., Symonds P. S.** Strain-hardening and Strain-rate Effects in the Impact Loading of Cantilever Beams. — Brown Univ., U.S.A., 1957.

*Поступила в редакцию 31/VII 2017 г.*