

УДК 539.3

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ КВАДРАТИЧНОЙ МОДЕЛИ ЛОКАЛЬНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПРИ ВНЕДРЕНИИ СФЕРИЧЕСКОГО УДАРНИКА В МЯГКИЙ ГРУНТ*

© 2013 г.

В.Л. Котов, Е.Ю. Линник, А.А. Тарасова

НИИ механики Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского

vkotov@inbox.ru

Поступила в редакцию 24.10.2012

Проведено исследование двух подходов к определению параметров моделей локального взаимодействия, основанных на использовании квадратичной зависимости нормального напряжения на поверхности тела от скорости проникания. Первый подход основан на использовании полученного ранее аналитического решения задачи о расширении сферической полости с учетом динамической сжимаемости и сопротивления сдвигу грунтовой среды. Во втором подходе параметры модели определялись на основе аппроксимации квадратичной зависимости квазистационарных значений силы сопротивления от скорости внедрения, полученной в двумерных численных расчетах. Показано хорошее соответствие численных результатов и аналитического решения для определения максимума силы сопротивления и нарушение условий применимости модели локального взаимодействия на квазистационарной стадии внедрения сферических ударников.

Ключевые слова: квадратичная модель локального взаимодействия, грунтовая среда, модель Григоряна, ударная адиабата, расширение сферической полости, сила сопротивления внедрению, проникание.

Введение

Нестабильность свойств природных грунтов, а также недостаток экспериментальных данных обусловили развитие упрощенных подходов к моделированию нестационарных процессов проникания в грунтовые среды. Выделяют аналитические и численно-аналитические методы исследования нестационарных процессов [1–3]. В частности, методы локального взаимодействия, получившие развитие в задачах аэродинамики [4, 5], находят применение и при исследовании движения тел в плотных средах [6–11]. Гипотеза локального взаимодействия, предложенная еще Ньютоном, предполагает, что местный коэффициент давления зависит только от ориентации элемента тела и не зависит от формы тела, расположенного перед этим

* Работа выполнена при частичном финансировании Министерством образования и науки РФ (соглашение 14.В37.21.1137), Программой государственной поддержки ведущих научных школ РФ (грант НШ-2843.2012.8) и РФФИ (гранты 12-08-33106-мол_а_вед, 13-08-00531_а, 13-08-00658_а).

элементом [4], а характеристики движения тела (сопротивление, глубина проникания) определяются его геометрией. Однако применимость этой идеализированной модели течения показана только для достаточно острых конических ударников [1, 6], для тел другой формы гипотеза локальности может нарушаться. Анализ современного состояния в области физического и математического моделирования движения ударников в грунтовых средах [11] показывает, что среди существующих методов оценки параметров моделей локального взаимодействия (МЛВ) большинство основано на использовании гипотезы несжимаемости среды [6, 12, 13]. Методы, учитывающие нелинейные свойства грунта, а также исследования применимости этих моделей к расчету параметров проникающих тел в настоящее время практически отсутствуют.

В настоящей статье на основе численных расчетов процесса удара и проникания сферического ударника в мягкий грунт проводится сравнение двух подходов к определению параметров МЛВ, использующих квадратичную зависимость нормального напряжения на поверхности тела от скорости проникания. В первом подходе используется полученное ранее [14, 15] решение задачи о расширении сферической полости, второй подход основан на аппроксимации методом наименьших квадратов (МНК-аппроксимации) квадратичной зависимости квазистационарных значений силы сопротивления от скорости внедрения (получены в численных расчетах в осесимметричной постановке). Проводится сравнение результатов расчетов силы сопротивления внедрению сферы в грунт, полученных численно и на основе моделей локального взаимодействия.

1. Как отмечалось ранее, в основе моделей локального взаимодействия лежит предположение, что каждый элемент поверхности тела взаимодействует со средой независимо от других участков тела. Нормальное напряжение на поверхности контакта определяется ориентацией элементарной площадки поверхности тела относительно направления скорости невозмущенного потока среды. В постановке, получившей широкое распространение, нормальное напряжение σ_n представляется в виде квадратичной зависимости

$$\sigma_n = \alpha u^2 + \beta u + \gamma, \quad (1)$$

где α , β и γ – коэффициенты, характеризующие инерционную, вязкостную и прочностную составляющие, каждая из которых может иметь преобладающее значение в зависимости от физико-механических свойств среды, формы ударника и нормальной компоненты скорости внедрения u . Среди соотношений для напряжений, действующих на поверхности контакта тела и среды, наиболее часто использовалась двучленная ($\beta = 0$) модель взаимодействия [8, 13], содержащая динамическую составляющую, квадратичную по скорости, с постоянным слагаемым, характеризующим прочность среды. Для сыпучих сред, например песчаных грунтов, прочностное слагаемое мало ($\gamma \approx 0$), но существенно влияние внутреннего трения [2, 3].

Касательные напряжения σ_τ на поверхности движущегося в среде тела определяются в соответствии с моделью трения Кулона:

$$\sigma_\tau = k_{\text{тр}} \sigma_n, \quad (2)$$

где $k_{\text{тр}}$ – постоянный коэффициент поверхностного трения.

На рис. 1 приведена половина поперечного сечения полусферического ударника радиуса R в цилиндрической системе координат rOz с началом координат O в

центре сферы. Точка с координатами (r^*, z^*) находится на пересечении поверхностей ударника и грунта, соответствующий угол φ^* отсчитывается от оси вращения Oz . Штриховой линией схематично показано распределение контактного напряжения (1), направленного по нормали к поверхности проникающей сферы.

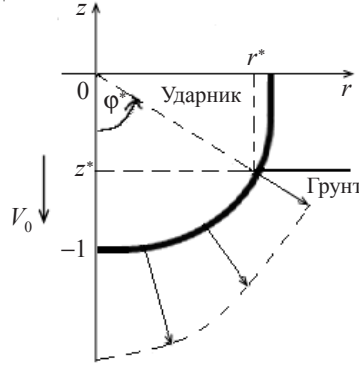


Рис. 1

Сила, действующая на сферический ударник при его проникании в грунт, определяется интегрированием напряжений (1), (2) по контактной поверхности и связана с формой ударника и скоростью внедрения соотношением

$$\begin{aligned}
 F &= -2S_0 \int_{-1}^z (\sigma_n z + \sigma_\tau \sqrt{1-z^2}) dz = 2S_0 \int_0^\varphi (\sigma_n \cos \varphi + \sigma_\tau \sin \varphi) \sin \varphi d\varphi = \\
 &= 2S_0 \int_0^\varphi (\alpha V_0^2 \cos^3 \varphi \sin \varphi + \beta V_0 \cos^2 \varphi \sin \varphi + \\
 &\quad + k_{\text{тр}} (\alpha V_0^2 \cos^2 \varphi \sin^2 \varphi + \beta V_0 \cos \varphi \sin^2 \varphi)) d\varphi, \\
 S_0 &= \pi R^2, \quad u = -V_0 z, \quad z = -1 + V_0 t / R, \quad -1 \leq z \leq 0,
 \end{aligned} \tag{3}$$

где S_0 – площадь миделя поперечного сечения сферы; z – текущая глубина проникания, отнесенная к радиусу ударника R ; φ – соответствующий угол; V_0 – скорость проникания ударника в грунт (см. рис. 1).

Соотношения (3) записаны в предположении, что прочностное слагаемое в (1) мало ($\gamma \approx 0$). В этом случае зависимость силы сопротивления внедрению от скорости удара соответствует закону проникания в форме Резаля:

$$\begin{aligned}
 F &= A V_0^2 + B V_0, \\
 A &= \alpha (A_1 + k_{\text{тр}} A_2) S_0, \quad B = \beta (B_1 + k_{\text{тр}} B_2) S_0, \\
 A_1 &= \frac{1 - \cos^4 \varphi}{2}, \quad A_2 = \frac{\varphi - 2 \sin \varphi \cos^3 \varphi + \sin \varphi \cos \varphi}{4}, \\
 B_1 &= \frac{2(1 - \cos^3 \varphi)}{3}, \quad B_2 = \frac{2 \sin^3 \varphi}{3}.
 \end{aligned} \tag{4}$$

Подставляя в (4) значения φ , равные углу отрыва потока φ^* , получим максимальные величины силы сопротивления внедрению в рамках МЛВ с учетом поверхностного трения. При углах отрыва потока φ^* , равных 60° и 90° , максимумы силы соответственно равны:

$$F_{60} = \frac{1}{2} \pi R^2 \left[\frac{15}{16} \alpha V_0^2 \left(1 + \frac{16}{15} k_{\text{тр}} \left(\frac{\pi}{6} - \frac{\sqrt{3}}{16} \right) \right) + \frac{7}{6} \beta V_0 \left(1 + \frac{k_{\text{тр}}}{7} \right) \right],$$

$$F_{90} = \frac{1}{2} \pi R^2 \left[\alpha V_0^2 \left(1 + \frac{k_{\text{тр}} \pi}{4} \right) + \frac{4}{3} \beta V_0 (1 + k_{\text{тр}}) \right]. \quad (5)$$

Отношение сил (5) при $k_{\text{тр}} = 0$ определится выражением

$$\frac{F_{60}}{F_{90}} = \left(\frac{15}{16} \alpha V_0 + \frac{7}{6} \beta \right) / \left(\alpha V_0 + \frac{4}{3} \beta \right).$$

Таким образом, неточность определения угла отрыва потока в интервале от 60 до 90° [1, 2] приведет к изменениям силы сопротивления на 6–12%.

2. Для определения параметров α , β модели локального взаимодействия (1) воспользуемся известным решением одномерной задачи о расширении сферической полости из точки в безграничной среде. В отличие от работ [6, 9, 10, 13], в которых среда предполагается несжимаемой, аналитическое решение [14, 15], полученное в предположении несжимаемости среды за фронтом ударной волны, учитывает динамическую сжимаемость и сопротивление сдвигу грунта в рамках модели Григоряна.

Динамическая сжимаемость грунта характеризуется ударной адиабатой

$$c = a + \lambda u,$$

представленной в виде линейной зависимости скорости c ударной волны (УВ) от массовой скорости u за ее фронтом. Константа a характеризует скорость распространения волны сжатия в грунте при малых давлениях, λ – предельную сжимаемость грунта. Сопротивление среды сдвигу определяется линейной зависимостью предела текучести от давления

$$f = Y_0 + kp.$$

Коэффициенты Y_0 и k определяют сцепление и внутреннее трение грунта. Как показано ранее [16], допустимый диапазон изменения коэффициента внутреннего трения составляет 0÷1,5.

Напряжения на границе полости, расширяющейся со скоростью u , определяются выражениями

$$\sigma = \sigma_{\tau} + \rho_0 u^2 C, \quad (6)$$

$$\sigma_{\tau} = \begin{cases} -2\sigma_0 \ln \varepsilon, & \mu = 0; \\ -2\sigma_0 (1 - \varepsilon^{-1}), & \mu = 0,5; \\ -\sigma_0 (1 - \varepsilon^{-2\mu}) / \mu, & \mu \neq 0, \mu \neq 0,5, \end{cases}$$

$$C = \begin{cases} \frac{3/2 - \varepsilon - \varepsilon^4/2}{1 - \varepsilon^3}, & \mu = 0; \\ \frac{1/3 - 2 \ln \varepsilon - \varepsilon^3/3}{1 - \varepsilon^3}, & \mu = 0,5; \\ \left(\frac{3}{(\mu - 2)(2\mu - 1)} + \frac{2\mu + 1}{2\mu - 1} \varepsilon^{1-2\mu} - \frac{\mu - 1}{\mu - 2} \varepsilon^{4-2\mu} \right) / (1 - \varepsilon^3), & \mu \neq 0, \mu \neq 0,5, \end{cases}$$

$$\mu = \frac{k}{1 + 2/3k}, \quad \varepsilon = \frac{u}{c}, \quad c = \lambda^{1/3}u + \frac{a}{3},$$

где ρ_0 – начальная плотность грунта.

Сравнение с результатами численных расчетов напряжения σ на границе полости показало, что ошибка формул (6) не превышает 5% в диапазоне изменения коэффициента внутреннего трения грунта $0 \leq k \leq 0,3$ и скоростей расширения полости $u/a \geq 0,3$, убывая с ростом скорости [15, 17].

Скорость u в формуле (1) соответствует скорости расширения полости в формуле (6). Параметры модели, обозначенной далее МЛВ-I, определялись МНК-аппроксимацией аналитического решения (6) в диапазоне изменения скоростей расширения полости $u = 100 \div 800$ м/с.

Альтернативный способ определения параметров модели (далее МЛВ-II) основан на использовании зависимости силы сопротивления внедрению от скорости удара в виде, аналогичном (4), и последующем выражении коэффициентов α , β из формулы (5):

$$\alpha = \frac{32}{15\pi R^2(1 + 16k_{тр}(\pi/6 - \sqrt{3}/16)/15)} A, \quad \beta = \frac{15}{7\pi R^2(1 + k_{тр}/7)} B. \quad (7)$$

Выражения (7) для коэффициентов модели получены при значении угла отрыва $\varphi^* = 60^\circ$. Для получения необходимых зависимостей (4) могут применяться результаты обращенных экспериментов [18, 19], в ходе которых определяются максимальные и квазистационарные значения силы сопротивления внедрению со скоростью, близкой к постоянной и равной скорости удара. Полученные зависимости силы от скорости удара для песчаного грунта близки к квадратичному закону проникания в форме Резаля [19, 20].

3. Расчеты в осесимметричной постановке проникания жесткой сферы с радиусом $R = 0,01$ м в песчаный грунт с постоянной скоростью внедрения проводятся при следующих значениях параметров, соответствующих сухой песчаной смеси естественного состава [19]: $A = 460$ м/с, $\lambda = 2,38$, $\rho_0 = 1700$ кг/м³, $Y_0 = 0,01$ МПа, $k = 1$, $k_{тр} = 0$. Численная реализация осуществляется методом Годунова, модифицированным для расчета упругопластических сред [21].

На рис. 2 представлены графики изменения параметров моделей в зависимости от коэффициента внутреннего трения k , который варьировался в диапазоне $0 \div 1,5$. Зеленые линии соответствуют параметрам МЛВ-I, определенным по формулам (6). Аналогично синей линией обозначены параметры МЛВ-II, определенные из (7) и квазистационарных значений силы сопротивления внедрению, полученных численно. Из рисунка видно, что изменение параметра α при квадрате скорости мало во всем диапазоне изменения коэффициента внутреннего трения при близких значениях для обеих моделей. Значения параметра β возрастают практически на порядок, причем зависимость в МЛВ-I близка к линейной.

Существенные различия параметров моделей приводят к искажениям эпюр распре-

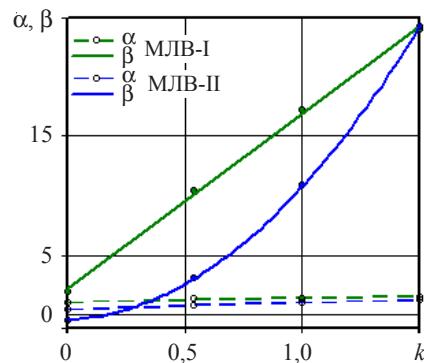


Рис. 2

деления нормального напряжения. На рис. 3 показано распределение безразмерного нормального напряжения от угла проникания при внедрении жесткой сферы с постоянной скоростью 400 м/с при коэффициенте внутреннего трения $k = 0$ (а) и $k = 1$ (б). Значения напряжений отнесены к величине скоростного напора ($q = \rho_0 V_0^2$).

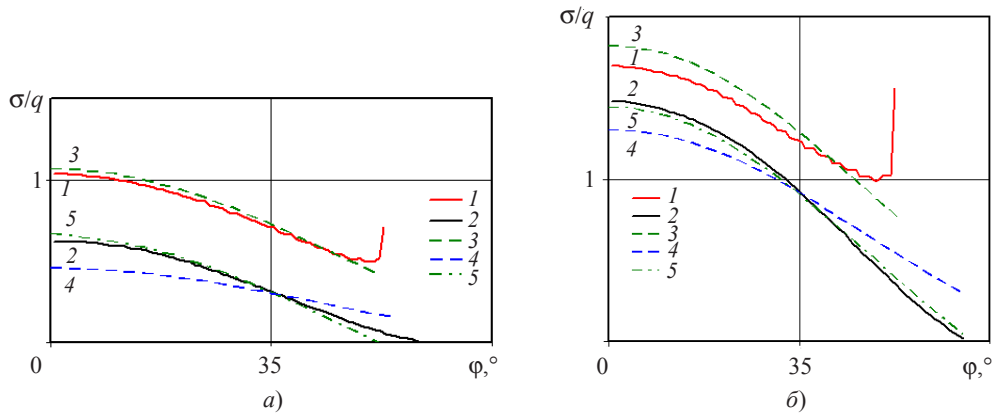


Рис. 3

Кривые 1 и 2 получены численно и соответствуют распределению нормальных напряжений в моменты времени, когда сила сопротивления достигает своего максимума и некоторого квазистационарного значения, устанавливающегося после отрыва потока грунта с боковой поверхности сферы. Штриховые кривые 3, 4 на рис. 3 получены в рамках МЛВ-I и МЛВ-II соответственно. Видно, что МЛВ-I удовлетворительно качественно и количественно описывает распределение напряжений, нормальных к смоченной поверхности сферы, в момент достижения силой сопротивления максимального значения. Распределение нормальных напряжений на квазистационарной стадии развитого проникания в рамках МЛВ-II описывается лишь в среднем, с возрастанием ошибки к лобовой точке ударника и точке отрыва потока.

Для удовлетворительной аппроксимации функции распределений нормального напряжения на квазистационарной стадии внедрения сферы в модель I добавляется постоянное слагаемое, равное напряжению (с обратным знаком) в точке отрыва потока

$$\frac{\sigma'}{\rho_0} = \frac{\sigma - \sigma^*}{\rho_0} = \alpha V_0^2 (\cos^2 \varphi - \cos^2 \varphi^*) + \beta V_0 (\cos \varphi - \cos \varphi^*), \quad (8)$$

угол φ отсчитывается от вершины сферы. В соотношениях (8) φ^* является свободным параметром, который подбирается из условия наилучшего соответствия численным результатам – значениям силы сопротивления на квазистационарной стадии внедрения. Штрихпунктирная кривая 5 отвечает модификации МЛВ-I (8).

На рис. 4 красной линией показан угол отрыва, синей показаны значения параметра φ^* при изменении коэффициента внутреннего трения в диапазоне $0 \leq k \leq 1,5$.

Результаты расчетов показали, что при фиксированных параметрах среды изменение скорости удара в диапазоне $0,5 < V_0/A < 1,5$ незначительно влияет на угол отрыва потока. Изменение коэффициента внутреннего трения в диапазоне $0 \div 1,5$ приводит к увеличению угла отрыва от 60 до 70° . Зависимости угла отрыва и подгонного параметра качественно и количественно близки, что с учетом слабой зави-

симости силы сопротивления от угла отрыва позволяет для оценочных расчетов воспользоваться некоторым постоянным средним значением параметра.

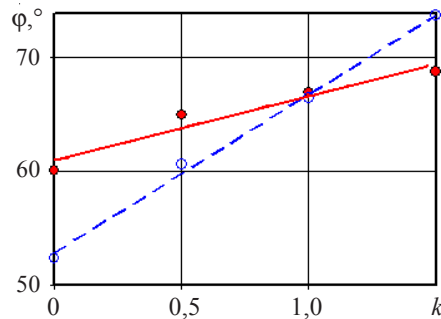


Рис. 4

На рис. 5а приведены погрешности МЛВ-I на основе (6) при определении сил сопротивления внедрению в грунт в зависимости от значений коэффициента внутреннего трения относительно результатов численных расчетов.

Сплошной линией на рис. 5а обозначены погрешности определения максимальных значений силы сопротивления внедрению, штриховая линия соответствует погрешности определения квазистационарных значений силы (без учета модификации (8)). Как показано на рисунке, ошибка в определении максимума силы сопротивления составляет 10÷15%. Наибольшая ошибка в определении квазистационарного значения силы достигается при отсутствии внутреннего трения ($k = 0$) и может превышать 100%. График кривой в данном случае фактически отражает уменьшение отношения максимальных и квазистационарных значений с ростом коэффициента внутреннего трения.

На рис. 5б приведен график изменения величины $K_f = 1 - F_{\max}/F_{\text{st}}$, где F_{\max} – максимум силы сопротивления, F_{st} – значение силы на квазистационарной стадии. Зависимости получены при скоростях внедрения 300 и 600 м/с и отмечены синим и красным маркерами соответственно. В силу сходного характера штриховых кривых на рис. 5а и 5б величину K_f можно считать критерием применимости МЛВ для сферических ударников, так как погрешность МЛВ минимальна при $K_f \approx 0$.

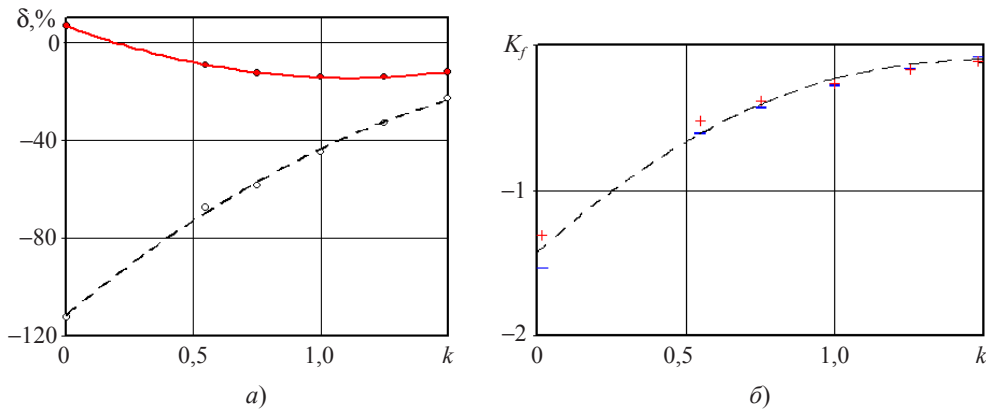


Рис. 5

Заключение

В осесимметричной постановке проведены численные расчеты процесса удара и проникания жесткой сферы в песчаный грунт с постоянной скоростью внедрения при различных коэффициентах внутреннего трения. Проведен анализ погрешности моделей локального взаимодействия, основанных на использовании квадратичной зависимости нормального напряжения на поверхности тела от скорости проникания. В МЛВ-I используется полученное ранее решение задачи о расширении сферической полости с учетом свойств среды, параметры МЛВ-II определялись на основе аппроксимации квадратичной зависимостью квазистационарных значений силы сопротивления от скорости внедрения.

Показано, что МЛВ-I удовлетворительно качественно и количественно описывает распределение напряжений, нормальных к смоченной поверхности сферы, только в момент достижения силой сопротивления максимального значения; при этом ошибка в определении максимума силы сопротивления не превышает 15% (сплошная кривая на рис. 5а). Погрешность МЛВ-I в определении квазистационарного значения силы существенно больше и при коэффициенте внутреннего трения, близком к нулю, может превышать 100% (штриховая кривая на рис. 5а). Высокая погрешность обуславливает неприменимость МЛВ-I к расчету глубокого проникания тел конечной массы в грунт, так как процесс проникания сферических тел по инерции преимущественно определяется силой сопротивления на квазистационарной стадии внедрения [19, 20, 22]. Распределение нормальных напряжений на стадии развитого проникания в рамках МЛВ-II описывается лишь в среднем, с возрастанием ошибки к лобовой точке ударника и точке отрыва потока, что может сказаться при применении данной модели для определения оптимальных форм ударников.

Список литературы

1. Сагомонян А.Я. Проникание. М.: Изд-во МГУ, 1974. 299 с.
2. Рахматуллин Х.А., Сагомонян А.Я., Алексеев Н.А. Вопросы динамики грунтов. М.: Изд-во МГУ, 1964. 239 с.
3. Демьшин Д.А., Крылов С.В. Численное моделирование процессов нормального проникания жестких тел в пористые грунты // ПППП. Численное моделирование физико-механических процессов: Межвуз. сб. / Нижегород. ун-т. 1991. С. 103–106.
4. Теория оптимальных аэродинамических форм / Под ред. А. Миеле. М.: Мир, 1969. 508 с.
5. Крайко А.Н., Пудовиков Д.Е., Якунина Г.Е. Теория аэродинамических форм, близких к оптимальным. М.: ЯНУС-К, 2001. 132 с.
6. Высокоскоростное взаимодействие тел / Под ред. В.М. Фомина. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 1999. 600 с.
7. Остапенко Н.А. Тела вращения минимального сопротивления при движении в плотных средах // Успехи механики. 2002. № 2. С. 105–149.
8. Якунина Г.Е. Особенности высокоскоростного движения тел в плотных средах // ПММ. 2012. Т. 76. Вып. 3. С. 429–449.
9. Forrestal M.J., Luk V.K. Dynamic spherical cavity-expansion in a compressible elastic-plastic solid // J. Appl. Mech. 1988. V. 55, No. 2. P. 275–279.
10. Forrestal M.J., Tzou D.Y. A spherical cavity-expansion penetration model for concrete targets // Int. J. of Solids and Structures. 1997. V. 34. P. 4127–4146.
11. Ben-Dor G., Dubinsky A., Elperin T. Ballistic impact: recent advances in analytical modeling of plate penetration dynamics – a review // Applied Mechanics Reviews. 2005. V. 58. P. 355–371.
12. Баженов В.Г., Котов В.Л. Решение задач о наклонном проникании осесимметричных ударников в мягкие грунтовые среды на основе моделей локального взаимодействия //

ПММ. 2010. Т. 74. Вып. 3. С. 391–402.

13. *Аптуков В.Н., Мурзакаев Р. Т., Фонарев А.В.* Прикладная теория проникания. М.: Наука, 1992. 105 с.

14. Анализ приближенных решений задачи о расширении сферической полости в грунтовой среде / В.Л. Котов, Е.Ю. Линник, А.А. Макарова, А.А. Тарасова // Проблемы прочности и пластичности: Межвуз. сб. / Нижегород. ун-т. 2011. Вып. 73. С. 58–63.

15. Решение задачи о расширении сферической полости в грунтовой среде в предположении несжимаемости за фронтом ударной волны / Е.Ю. Линник, В.Л. Котов, А.А. Тарасова, Е.Г. Гоник // Проблемы прочности и пластичности: Межвуз. сб. / Нижегород. ун-т. 2012. Вып. 74. С. 49–58.

16. *Григорян С.С., Черноусько Ф.Л.* Одномерные квазистатические движения грунта // ПММ. 1961. Т. 25. С. 86–100.

17. *Баженов В.Г., Котов В.Л., Линник Е.Ю.* О применимости моделей локального взаимодействия для определения сил сопротивления внедрению затупленных тел вращения в нелинейно-сжимаемый грунт // ISMAR 2012: Труды Международ. конф. по методам аэрофизических исследований. Новосибирск: Изд-во ИТПМ СО РАН, 2012. Т. 2. С. 28–29.

18. *Баландин В.В., Брагов А.М.* Экспериментальная методика измерения сил сопротивления при взаимодействии ударника с грунтовой средой // Прикладные проблемы прочности и пластичности. Методы решения: Межвуз. сб. / Нижегород. ун-т. 1991. С. 101–104.

19. *Баженов В.Г., Брагов А.М., Котов В.Л.* Экспериментально-теоретические исследования процессов проникания жестких ударников и идентификация свойств грунтовых сред // ПМТФ. 2009. Т. 50, № 6. С. 115–124.

20. Экспериментально-теоретическое исследование движения сферического тела в песчаном грунте / А.М. Брагов, В.В. Баландин, В.Л. Котов, В.В. Баландин, Е.Ю. Линник // Динамические и технологические проблемы конструкций и сплошных сред: Труды XVIII Международ. симпозиума им. Горшкова. М.: ООО «ТР-принт», 2012. Т. 1. С. 32–33.

21. *Баженов В.Г., Козлов Е.А., Крылов С.В.* Численное моделирование нелинейных двумерных задач ударного взаимодействия деформируемых сред и конструкций на основе метода С.К. Годунова // Прикладные проблемы прочности и пластичности. Исследование и оптимизация конструкций: Межвуз. сб. / Горьков. ун-т, Горький. 1990. С. 99–106.

22. О применимости модели локального взаимодействия для определения сил сопротивления внедрению сферы в нелинейно-сжимаемый грунт / В.Л. Котов, В.В. Баландин, Е.Ю. Линник, В.В. Баландин // Вычислительная механика сплошных сред. 2012. Т. 5, №4. С. 435–442.

DETERMINING THE PARAMETERS OF A QUADRATIC MODEL OF LOCAL INTERACTION FOR A SPHERICAL STRIKER PENETRATING INTO SOFT SOIL

V.L. Kotov, E.Yu. Linnik, A.A. Tarasova

Two approaches to determining the parameters of local interaction models based on using a quadratic relation of normal stress on the body surface to penetration velocity are investigated. The first approach is based on using the earlier obtained solution of the problem of expansion of a spherical cavity, accounting for the dynamic compressibility and resistance to shear of the soil medium. In the second approach, the parameters were determined by approximating the quadratic relation of the quasi-stationary values of the resistance force to the penetration velocity obtained by 2D numerical computation. The computational results and those of the local interaction model based on solving the problem of expansion of a spherical cavity show good agreement in determining maximum resistance force, though the local interaction models violate the applicability conditions at the quasi-stationary penetration stage of spherical strikers.

Keywords: quadratic model of local interaction, soil medium, Grigoryan's model, striking adiabat, expansion of a spherical cavity, resistance to penetration, penetration.