

УДК 539.374

© 1996 г. К.Ю. БОБРОВНИЦКИЙ, И.В. СИМОНОВ

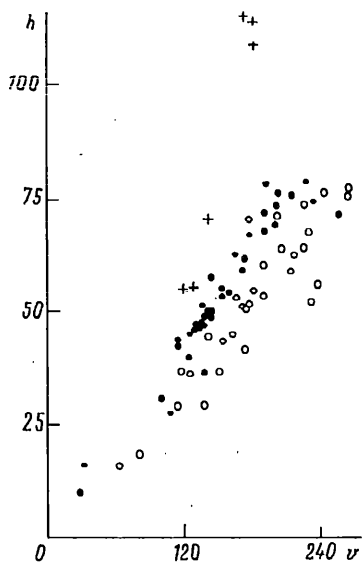
ОСЕСИММЕТРИЧНОЕ И ПЛОСКОЕ ДВИЖЕНИЯ ЖЕСТКОГО УДЛИНЕННОГО УДАРНИКА ПРИ ВХОДЕ В УПРУГОПЛАСТИЧЕСКУЮ СРЕДУ С ОТРЫВОМ ПОТОКА

Изучаются осесимметричные и возмущенные плоские движения жесткого тонкого заостренного цилиндра при высокоскоростном входе в прочную среду при учете отрыва струй с боковой поверхности. Из приведенных экспериментальных данных по глубинам проникания стальных игл по нормали в глинистую мишень рассчитаны величины осредненного трения на смоченной поверхности ударника. Согласно модели кавитационного движения оценены время существования возмущенного плоского движения в условии одностороннего обтекания фигуры, а также приращение угла вращения и характеристики входа, при которых это время значительно.

1. Описание экспериментов. В последнее время высказаны многочисленные предложения по террадинамическим технологиям, основанным на явлении глубокого проникания массивных ударников. Разрабатываются станции-зонды для изучения физико-химических свойств структур на поверхностях планет и других космических объектов, выдвинуты предложения по управляемому воздействию на вулканическую деятельность, по формированию каверны – канала для последующего осуществления заглабленного взрыва и разрушения астероида в целях защиты Земли, динамическому заглаблению свай и др. [1–2]¹. Разработка моделей процесса глубокого проникания ударников, оптимизации формы и условий входа, изучения устойчивости движения тел в прочной среде становятся принципиально важными. Анализ трехмерных движений твердых тел в прочной среде практически отсутствует. Численные методы расчета процессов удара интенсивно развиваются, но они направлены в основном на изучение начальной стадии удара или явления пробивания, так как при больших временах счета теряется уверенность в точности вычислений.

Из простых физических соображений ясно, что наиболее перспективными для целей глубокого проникания являются удлиненные формы при одновременном снижении трения по боковым поверхностям [3]. Кроме того, движение тонких тел проще моделировать математически. Поэтому были проведены лабораторные опыты с предельно тонкими профилями: удлинение было близко к критическому удлинению, оцененному согласно статическому критерию устойчивости упругих стержней при максимальных нагрузках в опытах. А именно, изучалось проникание по нормали стальных игл в глинистую среду (пластилин) при варьировании скорости входа v , динамического предела текучести среды τ_d и эффективной длины иголки l (l – длина эквивалентного цилиндра). Удлинение $l/2r \approx 45$, где r – радиус цилиндра, в то время как по оценкам минимальное значение критического удлинения в опытах равнялось ≈ 50 . Изменением температуры можно контролируемо и значительно варьировать прочность глинистой среды без существенного изменения остальных физических параметров. На фигуре

¹ Тезисы докл. Междунар. конф. "Проблемы защиты Земли от столкновения с опасными космическими объектами" (Снежинск; 1994). РФЯЦ–ВНИИТФ. Ч. I. С. 112; Ч. II. С. 140; 1994.



представлены зависимости глубины проникания h (мм) от скорости входа v (м/с) в пластилин при комнатной температуре $T \approx 18^\circ\text{C}$, $\tau_d \approx 6 \cdot 10^5$ Па (+), в охлажденный пластилин при $T = 3-7^\circ$, $\tau_d \approx (15-19) \cdot 10^5$ Па (•), в мороженую среду при $T = -2-(-6)^\circ$, $\tau_d \approx (25-30) \cdot 10^5$ Па (o). В изученном диапазоне скоростей $v = 20-270$ м/с эффекты инерции вносят весьма малую поправку, прочность среды в главном определяет сопротивление движению тела. В отличие от случаев проникания неудлиненных фигур обнаружился ряд особенностей, требующих объяснения. Перечислим их.

1. Если в опытах по прониканию неудлиненных тел: сфер, конус $30-180^\circ$ [4], цилиндров [5] разброс зависимости глубины проникания h от начальной скорости v практически отсутствовал, то для игл он составил десятки процентов (фигура).

2. Приближенная теория, основанная на решении эталонных задач обтекания тел высокоскоростным потоком упругопластической среды [6]

и ранее дававшая удовлетворительное согласие с экспериментом [4], не объясняет полностью результаты опытов с иглами.

3. С ростом скорости удара появлялись пластическая деформация иглы и разрушение на две-три части примерно равной длины. Визуально наблюдаемый иногда след остаточной каверны на поверхности мишени указывал на наличие угла атаки. Действительно, имеющаяся в наличии техника: газовые пушки калибром ≥ 10 мм не позволяла осуществить идеальный вход по нормали \mathbf{n} к поверхности мишени иглы радиуса $r = 0,5$ мм, закрепляемой в легкой деревянной или пластмассовой пробочке. Появлялись углы атаки $\eta < 3^\circ$ при отсутствии угла входа ($\mathbf{v} \cdot \mathbf{n} = v$). Вследствие малости угла этому первоначально не придавалось значения, поскольку на силу осевого сопротивления, а значит и глубину проникания, казалось возмущение заметно не повлияет. Однако факты свидетельствуют о достаточно длительном действии изгибающей динамической нагрузки со стороны среды на тело в единичных "неудачных" опытах.

Указанные особенности потребовали пересмотра некоторых прежних представлений о динамических процессах взаимодействия среда — ударник. Ниже предлагается упрощенная теория движения тонкого жесткого тела с учетом ослабленного трения при безотрывном обтекании боковой поверхности фигуры и с учетом кавитации на этой поверхности при анализе возмущенного движения. Заметим, в гидродинамике срыв потока — фундаментальная проблема и она существенно продвинута в своем решении. В твердом теле это — малоизученная область исследований.

2. Физические предположения и анализ одномерного движения. Удлиненный однородный жесткий круговой цилиндр с заострением внедряется в безграничное упругопластическое полупространство с высокой скоростью. Масса m и момент инерции тела рассчитываются по обычным формулам через плотность ρ_1 , длину l и радиус r . Малой зоной заострения пренебрегаем, так как она существенна только при вычислении лобового сопротивления. В начальный момент времени $t = 0$ задана скорость v центра масс тела, малый угол атаки α и нулевая угловая скорость поперечного вращения относительно центра масс. Тогда, принимая во внимание изотропность среды и осевую симметрию как геометрии так и динамических свойств проникающего, траектории движения его точек при $t > 0$ будут плоскими. Среда характеризуется плотностью ρ_0 , модулем сдвига μ , динамическим пределом текучести Мизеса τ_d и малой сжимаемостью. Полагаем, что течение среды полностью определяется сопротивлением

сдвигу, а сжимаемость не играет роли, как это было принято в [6]. Для пористых сред, где существенна пластичность по объему (или, вообще, для сильносжимаемых сред) модель будет отличаться.

Анализ уравнений возмущенного плоского движения удлиненного тела ($l/r \gg 1$) показывает, что уравнение осевого движения в нулевом приближении отделяется от уравнений бокового смещения и вращения (первое приближение). Рассмотрим сначала нулевое приближение при отсутствии возмущений, принимая условие сплошного обтекания боковой поверхности со сходом каверны с затупленной тыльной части тела. Имеются веские основания полагать, что в основной части опытов (фигура) это условие приближенно выполнялось. Поставим целью найти осредненное по времени и по поверхности тела касательное напряжение трения τ по данным о глубинах проникания. Сравнение этого напряжения с независимыми измерениями динамического предела текучести даст информацию о характере взаимодействия на смачиваемой поверхности тела и позволит высказать соображения по поводу правильного учета трения в физической модели и при постановке пенетрационных испытаний.

Осевая сила сопротивления, как это принято в инженерных расчетах и обосновано при асимптотическом анализе точного решения [6], раскладывается на силу трения, силу лобового прочностного сопротивления и силу инерционного (гидродинамического) сопротивления:

$$F_f = \tau S_1, \quad F_h = b\tau_d S_{\perp}, \quad F_g = \frac{1}{2} \rho_0 v^2 C_x S_{\perp}$$

$$S_1 = 2\pi r x, \quad x < l; \quad S_1 = 2\pi r l, \quad x \geq l; \quad S_{\perp} = \pi r^2$$

где x – текущая координата носика иглы, отсчитываемая от поверхности мишени, S_1 и S_{\perp} – площадь смоченной боковой поверхности и миделева сечения тела, соответственно, C_x – коэффициент инерционного сопротивления, оцениваемый по результатам моделирования формы кончика иглы, измеренной под микроскопом, тонким конусом и анализа [6], величиной $\approx 0,077$. Для оценки коэффициента прочностного лобового сопротивления также воспользуемся результатом [6]:

$$b = \ln(4\mu/\tau_d) - 1 \approx 6,2, \quad T \approx 18^\circ; \quad b \approx 5, \quad T = 3^\circ - 7^\circ; \quad b \approx 4,6, \quad T = -2^\circ - -7^\circ$$

Оценка отношений максимальных значений этих сил указывает на возможность пренебречь инерционной составляющей F_g . Тогда расчет одномерного движения фигуры вплоть до остановки как при неполном так и при полном заглублении сводится к решению следующей задачи Коши, записанной в безразмерной форме:

$$X'' + g(X) + d = 0, \quad X(0) = 0, \quad X'(0) = V = v/c \quad (2.1)$$

$$g = X, \quad X < 1; \quad g = 1, \quad X \geq 1; \quad X = x/l, \quad X' = dx/ds$$

$$s = ct/l, \quad c^2 = \tau L/\rho_1, \quad L = 2l/r, \quad d = b\tau_d/\tau L$$

Из решения этой задачи определим безразмерную глубину проникания $H = h/l$ в зависимости от начальной скорости V и других параметров:

$$H = \sqrt{V^2 + d^2} - d, \quad V < \sqrt{1 + 2d} = V_1; \quad 2H = \frac{1 + V^2}{1 + d} = \frac{\rho_1 v^2 + L\tau}{L\tau + b\tau_d}, \quad V \geq V_1 \quad (2.2)$$

где V_1 – скорость входа при заглублении на длину иголки, когда $H = 1$. Поскольку $d \approx 0,05$, то при $V > 1$ полное геометрическое подобие при проникании предельно удлиненных форм приближенно будет иметь место при выполнении единственного условия подобия $V = \text{const}$. Необходимо однако следить, чтобы силы инерции оставались малыми, т.е.

$$F_g / F_f = \frac{1}{2} \rho C_x V^2 \ll 1, \quad \rho = \rho_0 / \rho_1$$

Поскольку в опытах $\rho C_x \sim 10^{-2}$, то ограничение принимает вид $V^2 \ll 10^2$. Из (2.2) получим следующее выражение для величины τ :

$$\tau = \frac{\rho_1 v^2 - 2Hb\tau_d}{L(2H-1)} \quad (V \geq V_1) \quad (2.3)$$

Подставляя в эту формулу экспериментальные данные, получим $\tau = (3-4) \cdot 10^5$ Па (опыты при комнатной температуре), $\tau \approx 7 \cdot 10^5$ Па (охлажденный пластилин), $\tau \approx 10,5 \cdot 10^5$ Па (мороженный пластилин). Сравнение с приведенными выше значениями динамического предела текучести, полученных из независимых динамических пенетрационных испытаний, показывает, что найденные осредненные величины в два – два с половиной раза ниже максимально возможных значений напряжения трения τ_d . Это объясняется тем, что обжатие средой фигуры цилиндрической формы приводит к появлению нормальных напряжений не столь больших как при обтекании наклонного к потоку профиля и в известном альтернативном законе трения (предел текучести или сухое трение) следует выбрать второй вариант. Закон сухого трения принимаем, поскольку не обнаруживается зависимость трения от скорости.

Таким образом, при осесимметричном обтекании фигуры упругопластической средой на ее цилиндрической части выполняется закон сухого трения, а касательные напряжения трения существенно ниже динамического предела текучести. Вопрос, будет ли это выполняться всегда, является открытым. Заметим, что на площадках, наклоненных к потоку, следует ставить условие предельного трения, поскольку это согласуется с экспериментами [4]. Влияние малого начального угла атаки будет обсуждаться ниже. Отметим, что судя по остаточным кавернам вход ударника часто был близок к идеальному.

Разброс экспериментальных точек попытаемся объяснить вариацией температуры в опытах, приводящей к разбросу предела текучести τ_d . Нормальное напряжение на поверхности тела в квазистатическом режиме пропорционально τ_d , а значит ему пропорционально и напряжение трения. Исходя из равенства (3), получим приближенный закон приращения глубины от вариации τ :

$$\Delta H = \frac{b\tau_d - \rho_1 v^2}{(L\tau + b\tau_d)^2} L\Delta\tau \approx -\frac{\rho_1 v^2 \Delta\tau}{2L\tau^2}, \quad \frac{\Delta\tau}{\tau} = \frac{\Delta\tau_d}{\tau_d}$$

Данные о разбросе температур и связанной с ним величине $\Delta\tau_d$ приведены во введении и можно вычислить

$$\Delta H \approx 0,13 \quad (T = 3 - 7^\circ\text{C}) \quad \text{при } v = 140 \text{ м/с}, \quad H \approx 1$$

$$\Delta H \approx 0,24 \quad (T = -2 - (-6)^\circ\text{C}) \quad \text{при } v = 220 \text{ м/с}, \quad H \approx 1,56$$

Это соответствует разбросу экспериментальных точек на фигуре. Таким образом, он объясняется вариациями температуры мишени при испытаниях. Проведенный анализ также косвенно свидетельствует о малом влиянии других факторов (асимметрии обтекания) на такую интегральную характеристику как глубина проникания.

3. Оценки возмущенного движения. Рассмотрим теперь вход тонкого жесткого цилиндра под конечным, но малым углом атаки $\eta \ll 1$ и связанное с этим возмущенное движение. Оценим приращение этого угла и время существования режима кавитационного одностороннего обтекания профиля. На "теневой" стороне контура наблюдается отрыв потока. Каверны образуются и в жидкости и в прочной среде. Но в твердом теле они формируются и при малых скоростях внедрения. Подчеркнем другие принципиальные отличия. При относительно малых скоростях наблюдаются вязкие пристеночные эффекты: материал из верхних слоев захватывается и переносится в нижние слои, а результаты расчетов лучше соответствуют эксперименту при учете вязкого трения. При умеренных (для влажных глинистых сред > 1 м/с) и высоких скоростях материал среды уже скользит вдоль стенок ударника, происходит

его срезка, а результаты теории и эксперимента согласуются при выборе закона пластического или сухого трения [4, 5]. Это формирует иной характер срыва струй и расширения каверны, чем в жидкости, где все определяется поведением вязкого пограничного слоя. Каверна хорошо сохраняет свою форму в упругопластических средах, при низких и умеренных скоростях срыв происходит близко к краям миделева сечения фигуры. Однако, если инерционные силы превосходят силы прочностного сопротивления появляется эффект срыва потока с сечений меньшей площади и последующего значительного расширения каверны, как и в гидродинамике. Относительное изменение характерного размера каверны при возвратном движении остается весьма малым (пропорциональным параметру τ_d/μ), поскольку развитие каверны в прочной среде управляется законами упругопластического деформирования вследствие резкого сброса давления вдоль свободной поверхности, а не уравнением Бернулли как в жидкости.

Таким образом, в качестве гипотезы можно принять, что при малых и умеренных скоростях срыв потока происходит по линиям касания вектора скорости потока среды на бесконечности к поверхности тела в подвижной системе координат. Назовем это физическое условие критерием идеального отрыва. По аналогии с геометрической оптикой, "освещенная" потоком параллельных векторов скорости часть поверхности тела является смачиваемой, "теневая" сторона – свободна от напряжений. Для цилиндра при любом угле наклона "освещается" половина боковой поверхности. Рассмотрим следующие начальные условия входа:

$$\eta = \eta_0 < 0, \quad \mathbf{v} = \mathbf{v}_0, \quad \mathbf{v}_0 \cdot \mathbf{n} = v_0, \quad \omega = 0, \quad X = 0 \quad (3.1)$$

где $\eta = v_y/v_x$, v_x , v_y – осевая и боковая составляющие скорости \mathbf{v} в местной системе координат xu , $\omega = d\alpha/ds$ – безразмерная угловая скорость вращения в плоскости движения тела вокруг центра масс. Тогда компонента v_y будет сохранять свое направление по всей длине погруженной части, пока не нарушится условие $2\eta + \omega < 0$. Затем наступит смена режима обтекания – с носовой части фигуры и с противоположной стороны боковой поверхности начнет развиваться зона отрыва. Новая неизвестная граница между этими зонами не будет резкой как в модели идеального отрыва (мгновенный переход). Отрыв будет "затянут" и возникнет на некотором, неопределенной длины, участке зона полного смачивания из-за упругого сжатия каверны. Таким образом, реально можно попытаться оценить момент первой смены режима $x = x_*$ и предположить, что далее процесс будет стремительно приближаться к режиму сплошного обтекания.

На смоченную часть поверхности будет действовать нормальная и касательное напряжение: $\sigma_n = b\tau_d$, $\tau = \tau_d$. Движение вдоль оси тела определяется решением задачи (2.1) с учетом изменения площади смачиваемой поверхности и трения: $F_f = \pi l x \tau$, $x < l$. Для двух оставшихся степеней свободы η , ω выведем уравнения возмущенного движения в подвижной системе координат с точностью $O(\omega^2 + \eta^2)$:

$$d\eta/dX = AX - \omega, \quad d\omega/dX = 6A(X - X^2), \quad A = 2b/\pi V_x^2 \quad (3.2)$$

где учтено, что момент инерции фигуры равен $ml^2/12$. Решение системы уравнений (3.2) с начальными условиями (3.1) и "замороженной" осевой скоростью при анализе начального этапа входа дается формулами

$$\eta = \eta_0 + AX^2/2 - \alpha = \eta_0 + AX^2(1 - X)^2/2, \quad \omega = AX^2(3 - 2X), \quad (3.3)$$

$$\alpha = AX^3(1 - X/2)$$

Подставим решение (3.3) в условие $2\eta + \omega = 0$ и получим приближенное уравнение для оценки глубины входа X_* , когда наступит смена режима:

$$f(X_*) = X_*^2(1 - X_*) = -\eta_0/2A$$

Оценим величину X^* сверху, принимая пока, что $|\eta| < 0,05$ и $\max V \approx 2,5$, как в опытах $X^* < 0,228$ ($V \approx 2,5$); $X^* < 0,106$ ($V \approx 1$). Соответствующие приращения углов α и η оказываются меньшими 0,007 и 0,012.

Теперь снимем ограничения на V и η . Функция $f(X)$ имеет максимум равный $\approx 0,15$ при $X = 2/3$ и при выполнении неравенства $|\eta_0 V^2| \geq 1,2$ решения уравнения (3.2) на интервале $0 < X < 1$ не существуют, а значит в этой области параметров режим одностороннего обтекания сохраняется до полного заглупления.

4. Выводы. Изучены особенности входа предельно тонких тел в упругопластическую среду. Расчет глубины проникания согласуется с экспериментом при условии сухого трения на смоченной поверхности цилиндра, причем напряжение трения оказалось в 2–2,5 меньше предельной величины касательного напряжения в среде. Для фигур с наклонным профилем к потоку ранее обоснованно ставилось условие пластического трения. Эти факторы следует учитывать в расчетах при формулировке граничных условий и при проектировании пенетрационных испытаний. Предложена модель возмущенного плоского движения стержня и оценено влияние малого угла атаки. Показано, что режим одностороннего кавитационного обтекания в большинстве представленных опытов уже при малом заглуплении сменялся более сложным обтеканием (со срывом потока с разных сторон параллелей,...). Это свидетельствует о быстром гашении возмущений и переходу к режиму сплошного обтекания. Поэтому следует полагать, что в "удачных" опытах (угол атаки весьма мал) стержень действительно основное время двигался в режиме сплошного обтекания, как это было принято в п. 2. В "неудачных" единичных экспериментах при высоких скоростях и максимально больших углах атаки существенна кавитация с боковой поверхности. При этом стержень испытывает значительный динамический изгиб, наблюдается его пластическая деформация и/или разрушение.

Авторы благодарят Ю.К. Бивина за обсуждения работы и помощь в проведении экспериментов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 16 530 и грант № 96-01-00021.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Богданов А.В., Николаев А.В., Скуридин Г.А. и др. Об одном методе исследования планет земной группы // Космич. исследования. 1988. Т. 26. Вып. 4. С. 591–603.
2. Симонов И.В., Федотов С.П., Хаврошкин О.Б. Предкатострофическое состояние геофизических объектов, триггерное воздействие и пенетрация // Докл. РАН. 1996. Т. 347. № 6. С. 811–813.
3. Бивин Ю.К., Симонов И.В. Оценки глубин проникания жестких тел в грунтовые среды при сверхзвуковых скоростях входа // Докл. РАН. 1993. Т. 328. № 4. С. 447–450.
4. Бивин Ю.К., Колесников В.А., Флитман Л.М. Определение механических свойств среды методом динамического внедрения // Изв. АН СССР. МТТ. 1982. № 5. С. 181–185.
5. Бивин Ю.К., Викторов В.В., Коваленко Б.Я. Определение динамических характеристик грунтов методом пенетрации // Изв. АН СССР. МТТ. 1980. № 3. С. 105–110.
6. Флитман Л.М. Дозвуковое осесимметричное обтекание тонких заостренных тел вращения упруго-пластическим потоком // Изв. АН СССР. МТТ. 1991. № 4. С. 155–164.

Москва

Поступила в редакцию
10.VIII.1995