

УДК 539.6

ВЛИЯНИЕ АНИЗОТРОПНЫХ СВОЙСТВ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ
 СЛОИСТЫХ ОБРАЗЦОВ НА ПРОНИКАНИЕ

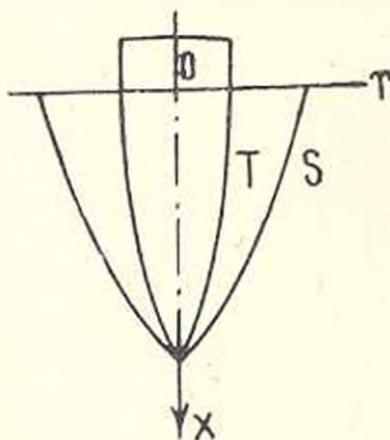
БАГДОВЕ А. Г., ВАНЦЯН А. А., ГРИГОРЯН М. С.

Вопросы проникания тонких твердых тел в металлы в пределах применимости гипотезы плоских сечений изучены в [1—3]. Учет действия импульсных токов, уменьшающих глубину проникания в пределах 40—60% опытным и теоретическим путем произведен в [4—8].

Другой причиной уменьшения глубины проникания, как показано теоретически в [12], является анизотропность пластических свойств среды.

§ 1. Теоретическая модель проникания

Слоистый образец, состоящий из большого количества чередующихся тонких пластин различных металлов, моделируется трансверсально изотропной однородной средой [9].



Фиг. 1

Метод, развитый в настоящей статье, состоит в изучении фронта разрушения S , который исходит из вершины тела, упругой области вне S и области разрушения позади S (фиг. 1). Предполагается, что разрушение позади S происходит вдоль площадок скольжения.

Рассматриваются случаи, когда среда является трансверсально изотропной. Для тонких тел вращения задачу можно считать квазистатической [3], осесимметричной. В начале для простоты задачу будем

считать одномерной, а именно: имеет место гипотеза плоских сечений [1, 2].

Ось X направим по нормали к свободной поверхности среды, занимающей нижнее полупространство, а через r обозначим радиальную координату. Уравнение поверхности проникающего тела берется в виде $r = r_k(x, t)$, где r_k мало, t есть время с начала проникания, причем при $t = 0$ $r_k = 0$. Уравнение поверхности разрушения берется в

виде $r = r_k \xi_0$, где $\xi_0 \gg 1$, но $\xi_0 r_k$ мало. Тогда можно для решения яблизи S пользоваться формулами, соответствующими переходу к большим значениям r/r_k , что соответствует случаю линейной асимптотики.

С учетом тонкости проникающего тела можно записать $|\varepsilon_{xx}| \ll \ll |\varepsilon_{sr}| \ll |\varepsilon_{rr}|$. Уравнение несжимаемости в основном порядке запишется в виде

$$\frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{v_r}{r} = 0$$

где v_r есть скорость частиц.

Решение этого уравнения в области $r \ll r_k \xi_0$ согласно граничному условию $r = r_k$, $v_r = \partial r_k / \partial t$ имеет вид [3]

$$v_r = \frac{r_k}{r} \frac{\partial r_k}{\partial t}$$

В области пластического течения, образующейся при внедрении с большой скоростью, можно записать слагаемые тензора скоростей деформации и тензора напряжений [10] в виде

$$\frac{\varepsilon_{rr}}{a} = H(\sigma'_r - \sigma'_i) + G(\sigma'_r - \sigma'_i), \quad \frac{\varepsilon_{\theta\theta}}{a} = H(\sigma'_i - \sigma'_r) + F(\sigma'_i - \sigma'_r) \quad (1.1)$$

$$\frac{\varepsilon_{xx}}{a} = G(\sigma'_s - \sigma'_r) + F(\sigma'_s - \sigma'_r)$$

где a — параметр пластичности, σ'_s — пределы текучести по соответствующим направлениям

$$2F = \frac{1}{\sigma_{sr}^2} - \frac{1}{\sigma_{sx}^2} - \frac{1}{\sigma_{sr}^2}; \quad 2G = \frac{1}{\sigma_{sx}^2} + \frac{1}{\sigma_{sr}^2} - \frac{1}{\sigma_{s\theta}^2}; \quad 2H = \frac{1}{\sigma_{sr}^2} + \frac{1}{\sigma_{s\theta}^2} - \frac{1}{\sigma_{sx}^2} \quad (1.2)$$

Уравнение (1.1) описывает осесимметричное течение среды в предположении об идеальной пластичности вблизи тела. Условие Мизеса в основных порядках с учетом малости сдвиговых деформаций, из-за тонкости проникающего тела, имеет вид

$$H(\sigma'_r - \sigma'_i)^2 + G(\sigma'_s - \sigma'_r)^2 + F(\sigma'_i - \sigma'_r)^2 = 1 \quad (1.3)$$

В частности, для трансверсально-изотропной среды

$$G = F = \frac{1}{2\sigma_{sx}^2}, \quad H = \frac{1}{\sigma_{sr}^2} - \frac{1}{2\sigma_{sx}^2}, \quad \alpha = \frac{3}{\sigma_{sx}^2} \left(\frac{1}{\sigma_{sr}^2} - \frac{1}{4\sigma_{sx}^2} \right)$$

С учетом (1.1), (1.2), (1.3) имеем

$$\sigma'_r = - \frac{\frac{\varepsilon_{\theta\theta}}{a} (2F + G) + \frac{\varepsilon_{xx}}{a} (2F + H)}{\alpha}, \quad \sigma'_i = \frac{\frac{\varepsilon_{\theta\theta}}{a} (2G + H) + \frac{\varepsilon_{xx}}{a} (F - H)}{\alpha} \quad (1.4)$$

$$\sigma'_s = \frac{\frac{\varepsilon_{\theta\theta}}{a} (F - G) + \frac{\varepsilon_{xx}}{a} (F + 2H)}{\alpha}, \quad \alpha = 3(HG + FH + GF)$$

$$\left(\frac{\varepsilon_{xx}}{a} - \frac{\varepsilon_{\theta\theta}}{a}\right)^2 + \frac{\varepsilon_{xx}}{a} \frac{\varepsilon_{\theta\theta}}{a} \left(4 - \frac{\tau_{sr}^2}{\tau_{sx}^2}\right) = \frac{1}{\tau_{sx}^2} \left(1 - \frac{\tau_{sr}^2}{4\tau_{sx}^2}\right) \quad (1.5)$$

Уравнение (1.5) в переменных ε_{xx}/a , $\varepsilon_{\theta\theta}/a$ дает в случае $\tau_{sr} < 2\tau_{sx}$ замкнутую кривую, а в случае $\tau_{sr} > 2\tau_{sx}$ — одну ветвь гиперболы.

В [12] решена данная задача по гипотезе плоских сечений, для которой $\varepsilon_x = 0$. Использование уравнений в упругой области для трансверсально-изотропной среды, а также условия непрерывности v_r , σ_{rr} на фронте $r = r_k \xi_0$, полученное в [12], дает значение σ_{rr} на теле в виде

$$\sigma_{rr} = -\frac{1}{2} \frac{\tau_{sx} \tau_{sr}}{\sqrt{4\tau_{sx}^2 - \tau_{sr}^2}} \ln \left[\mu^2 \left(\frac{4}{\tau_{sr}^2} - \frac{1}{\tau_{sx}^2} \right) - \frac{1}{\sqrt{4 - \frac{1}{\tau_{sr}^2} - \frac{1}{\tau_{sx}^2}}} \right] \quad (1.6)$$

где μ — модуль сдвига.

При $\tau_{sr} \approx 2\tau_{sx}$ следует учесть, что $\mu/\tau_{sr} \gg 1$ и предполагать $\mu^2 \left(\frac{4}{\tau_{sr}^2} - \frac{1}{\tau_{sx}^2} \right) \gg 1$. Поскольку для металлов μ является большой величиной, последнее ограничение на малость $\frac{4}{\tau_{sr}^2} - \frac{1}{\tau_{sx}^2}$ допустимо. При этом аргумент логарифма больше 1 и $\sigma_{rr} \approx -\infty$ при $\tau_{sr} \approx 2\tau_{sx}$. Таким образом, гипотеза плоских сечений дает эффект значительного увеличения силы сопротивления и уменьшения глубины проникания.

Для устранения особенности при $\tau_{sr} = 2\tau_{sx}$ в (1.6) и выяснения характера σ_{rr} для $\tau_{sr} \approx 2\tau_{sx}$ необходимо отказаться от предположения $\varepsilon_x = 0$ и провести более подробный анализ.

Из (1.4) можно получить

$$\begin{aligned} \sigma_r' - \sigma_\theta' &= -2 \frac{\varepsilon_{\theta\theta}}{a} \tau_{sx}^2 + 2 \frac{\varepsilon_{\theta\theta}}{a} \tau_{sx}^2 \left(\frac{1}{\tau_{sr}^2} - \frac{1}{2\tau_{sx}^2} \right) \tau_{sr}^2 + \\ &+ \frac{\tau_{sx}^2 \tau_{sr}}{\sqrt{\lambda}} \left(\frac{1}{\tau_{sr}^2} - \frac{1}{2\tau_{sx}^2} \right) \left[4\tau_{sr}^2 \lambda \left(\frac{\varepsilon_{\theta\theta}}{a} \right)^2 - 4 \left(\frac{\varepsilon_{\theta\theta}}{a} \right)^2 \tau_{sr}^2 + \frac{\tau_{sr}^2}{\tau_{sx}^2} \right]^{1/2} \end{aligned} \quad (1.7)$$

где введено обозначение $\lambda = 1 - \tau_{sr}^2/4\tau_{sx}^2$.

Из (1.7) следует, что $\sigma_r' - \sigma_\theta' \rightarrow \infty$, при условиях $\varepsilon_{\theta\theta}/a \neq 1/2 \tau_{sx}$, $\lambda \neq 0$.

В случае тонких тел [3] можно рассматривать варианты:

- а) $\frac{\varepsilon_{\theta\theta}}{a} \neq \frac{1}{2\tau_{sx}}$ при $\tau_{sr} = 2\tau_{sx}$, $\sigma_r' - \sigma_\theta' \rightarrow \infty$
- б) $\frac{\varepsilon_{\theta\theta}}{a} \approx \frac{1}{2\tau_{sx}}$ при $\tau_{sr} = 2\tau_{sx}$, где $\sigma_r' - \sigma_\theta'$

получается конечным.

Для точного решения задачи следует применять численные ме-

тоды. Однако для качественного анализа можно сделать упрощающие предположения

$$\varepsilon_{xx} = n\varepsilon_{sx}, \quad n = \frac{2\varepsilon_{sx}\sin^2\beta}{2\varepsilon_{sx} - \varepsilon_{sx}\cos^2\beta} \quad (1.8)$$

при этом для $\varepsilon_{sr} = 2\varepsilon_{sx}$, $n \sim \beta^2$, имеет место допущение гипотезы плоских сечений [3]. При $\varepsilon_{sr} = 2\varepsilon_{sx}$, $n=1$, что соответствует (1.5).

Записав уравнение неразрывности $\frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{v_r}{r} + \frac{\partial v_x}{\partial x} = 0$ и интегрируя, с учетом граничных условий на теле $r=r_k$, $v_r = \dot{\sigma}r_k/\dot{\sigma}t$ [3] можно получить

$$v_r = \frac{r_k^{n+1}}{r^{n+1}} \frac{\partial r_k}{\partial t}; \quad \sigma_r - \sigma_b = -\sqrt{\frac{3}{\alpha}} \left| \frac{(n+1)^2}{\varepsilon_{sx}} - \frac{n}{\varepsilon_{sx}} \right|^{-\frac{1}{2}} \left(\frac{n+1}{\varepsilon_{sx}} - \frac{n}{2\varepsilon_{sx}} \right) \quad (1.9)$$

Как и в [3], с учетом одномерности по r уравнение равновесия записывается в виде

$$\frac{\partial \sigma_{rr}}{\partial r} + \frac{\sigma_r - \sigma_b}{r} = 0$$

После интегрирования получим

$$\sigma_{rr} = -(\sigma_r - \sigma_b) \ln \frac{r}{r_k^2} + \sigma^e \quad (1.10)$$

где σ^e — напряжение из упругой области, $r = r_k^2$ — граница пластической области, постоянная ε_0 находится подстановкой упругого решения в (1.3). Как видно из (1.10), σ_{rr} определяется разностью $\sigma_r - \sigma_b$. В отличие от [12] σ_{rr} при $\varepsilon_{sr} = 2\varepsilon_{sx}$ конечно, хотя следует выяснять порядки. Обозначая $\varepsilon_{sr} = \varepsilon_{sx}(2-\lambda)$ и считая а) $\lambda \gg \sin^2\beta$, б) $\lambda \ll \sin^2\beta$, в) $\lambda \sim \sin^2\beta$, можно получить в случаях

а) $n \approx 0$; $\sigma_r - \sigma_b = -\varepsilon_{sx} / \sqrt{\alpha}$

б) $n = 1 - \lambda/2\sin^2\beta$; $\sigma_r - \sigma_b \approx -\varepsilon_{sx} / 8\sin^2\beta$

в) $\lambda = 2\sin^2\beta$; $\sigma_r - \sigma_b$ дается (1.9)

Таким образом, приближенное решение (1.10), найденное согласно (1.8), устраняет особенность σ_{rr} , полученную по теории [3], где было принято, что $\varepsilon_{sx} \approx 0$.

Однако, во всех случаях а) б), в) для малых β по-прежнему остается в силе вывод о больших значениях напряжения.

§ 2. Экспериментальное изучение проникания

Для выяснения достоверности полученных теоретических выводов об уменьшении глубины проникания в трансверсально-изотропную среду при $\varepsilon_{sr} \approx 2\varepsilon_{sx}$ были сделаны композиты путем склеивания с

помощью клея ГППК-113 тонких слоев различных металлов, составленных чередованием около 50 пластинок.

В качестве металлов брались алюминий-свинец, дюраль-свинец, дюраль-алюминий с различными комбинациями толщины пластины. При этом получились прочные соединения. В процессе экспериментов образцы оставались целыми.

Среднее значение радиального предела текучести составного материала берется по формуле Фойхта

$$\tau_{sr} = \frac{\tau_{s1}h_1 + \tau_{s2}h_2}{h_1 + h_2} \quad (2.1)$$

где $h_{1,2}$ —толщины слоев, τ_{s1} и τ_{s2} —пределы текучести составляющих металлов.

Как показали опыты, для тех образцов, для которых $1,6\tau_{sx} \leq \tau_{sr} \leq 2,8\tau_{sx}$, имеет место весьма значительное уменьшение глубины проникания в композит по сравнению с прониканием в изотропные образцы с пределами текучести τ_{s2} и τ_{s1} , соответственно. Например, для образца, составленного из пластинок алюминия и свинца толщиной $1,6 \cdot 10^{-2}$ м и $2 \cdot 10^{-2}$ м, получают глубины проникания в композит $\sim 68 \cdot 10^{-3}$ м, а в алюминий— $\sim 0,1$ м, в свинец более 0,12 м. При этом $\tau_{sr}/\tau_{sx} = 2,3$, где значение τ_{sx} в опытах измерялось сжатием образца.

Результаты экспериментов приведены в таблице

Таблица

Материал	τ_{s1} $\times 10^8$ Па	τ_{s2} $\times 10^8$ Па	τ_{s1} $\times 10^8$ Па	τ_{s2} $\times 10^8$ Па	τ_{sr}/τ_{sx}	f_{sr} $\times 10^{-2}$ м	f_{sx} $\times 10^{-2}$ м
Pb 1.6—Al 2	250	840	578	250	2.3	18	6.9
Pb 1.6—Al 4	250	1200	883	250	3.5	10	6.4
Al 1.6—Al 1	1600	840	1178	1200	1	7.2	7.8
Pb 2 —Al 6	250	840	693	250	2.8	13	6.7
Pb 6 —Al 2	250	840	395	250	1.6	20	5.8
Pb 0.8 —Al 1	250	1200	1000	975	1	4.5	6.2
Pb 1.6 —Al 6	250	840	666	250	2.6	12	6.8
Pb 6 —Al 10	250	3000	1968	250	8	4.5	4.3
Pb 2 —Al 10	250	3000	2500	300	8.3	4.0	3.8
Pb 0.8—Al 0.8	250	1600	925	765	1.2	8	6.9

В первом столбце указаны сочетания металлов, после названия металла указана толщина слоя в мм. Во втором и третьем столбцах указаны пределы текучести указанных металлов. В четвертом столбце приведены значения τ_{sr} композита, вычисленные согласно модели Фойхта.

В образцах, в которых толщина свинца и другого металла одного порядка, величина τ_{sx} почти совпадает с τ_x свинца, а в случае весьма тонких свинцовых пластинок τ_{sx} приближается к τ_{sr} и, согласно опытам, разрушение цилиндрического образца происходит анало-

гично изотропному случаю. Шестой столбец показывает отношение τ_{sr}/τ_{sx} , являющееся основным параметром исследуемого эффекта. В седьмом и восьмом столбцах приводятся глубины проникания в изотропный образец с приведенными пределами текучести (1.1) и в композит, соответственно.

Как видно из таблицы, в диапазоне $1,6 < \tau_{sr}/\tau_{sx} < 3,5$ имеет место существенное уменьшение глубины проникания. Значения τ_{sr}/τ_{sx} , примерно равные единице или восьми, дают пределы наличия эффекта. На фиг. 2 приведен кратер и индентор в случае образца четвертого композита таблицы. Глубина проникания в композит с $\tau_{sr}/\tau_{sx} = 2,8$ равна $\sim 0,067$ м. Алюминиевый образец толщиной 0,12 м пробит насквозь. На фиг. 3 приведен кратер и индентор в случае первого образца таблицы, более близкий к теоретическому. Во всех случаях наличия эффекта уменьшения глубины имеет место сильное затупление стального индентора, подобное [4,11].



Фиг. 2



Фиг. 3

Таким образом, за счет оптимального выбора отношения τ_{sr}/τ_{sx} можно добиться значительного уменьшения глубины проникания твердых инденторов в металлические среды.

Область пластичности композита заметно шире области пластичности изотропного материала, откуда можно сделать вывод о большом рассеянии энергии по радиусу в образец.

THE INFLUENCE OF ANISOTROPIC PROPERTIES OF THE METALIC LAMINATED SPECIMENTS ON THE PENETRATION

A. G. BAGDOEV, A. A. VANTCIAN, M. S. GRIGORJAN

ՇԵՐՏԱՎՈՐ ՄԵՏԱՎԱԿԱՆ ՆՄՈՒՇՆԵՐԻ ԱՆԻՉՈՏՐՈՊԻԱՅԻ ՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ
ԱԶԳԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ՆԵՐԹԱՓՆՅՈՒՄԱՆ ՎՐԱ

Ա. Գ. ԲԱԳԴՈՎ, Ա. Ա. ՎԱՆՅԱՆ, Դ. Ս. ԳԵՐԵՅԱՆ

Ո Վ Փ Ո Փ Ո Ւ Մ

Տրվում է բարակ մարմնի շերտավոր միջավայրերի մեջ ներթափանցման խնդրի տեսական և փորձնական հետազոտությունը: Փորձնականորեն հաստատված է շատավաչին և առանցքաչին ուղղությամբ հոսունության օւժմանների օպտիմալ բնարության հաշվին անիզոտրոպ շերտավոր կամպոզիտ միջավայրում խորության զույգ փոքրացման տեսական հետազոտանները:

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. *Vichman M. E. and Goldsmit W.* The mechanics of penetration of projectiles into targets.—International Journal of Engineering Science, 1977, v. 16, № 1, pp. 2—99.
2. *Сазонова А. Я.* Пробивание плиты тонким твердым снарядом.—Вест. Моск. ун-та, матем., мех., 1975, № 5, с. 104—111.
3. *Багдоев А. Г., Ванцян А. А.* Проникание тонкого тела в металлы и грунты.—Изв. АН Арм. ССР, Механика, 1981, т. 34, № 3, с. 25—38.
4. *Багдоев А. Г., Ванцян А. А.* Влияние разрядных токов на динамические процессы в металлических образцах. В сб.: Проблемы динамики взаимодействия деформируемых сред. Ереван: 1984. 349 с.
5. *Багдоев А. Г., Гургескян А. А.* Проникание тонких тел вращения в магнитоупругую среду. В сб.: II Всесоюзный симпозиум по теории магнитоупругости. Шахкадзор: 1978.
6. *Багдоев А. Г., Ванцян А. А.* Проникание тонких тел в металлы.—МТТ, 1982, № 2, с. 191.
7. *Багдоев А. Г., Ванцян А. А.* Влияние разрядных токов конденсаторов на механические явления в образцах. В сб.: III Всесоюзный симпозиум «Теоретические вопросы магнитоупругости». Ереван: ЕрГУ, 1984. 178 с.
8. *Багдоев А. Г., Ванцян А. А., Пахалов В. Б.* Определение распределения токов и упругих полей при импульсном разряде в металлах.—Изв. АН Арм. ССР, Механика, 1986, т. 39, № 1, с. 3—11.
9. *Фудзши Т., Дзэко М.* Механика разрушения композиционных материалов. М.: Мир, 1982. 231 с.
10. *Хилл Р.* Математическая теория пластичности. М.: Гостехиздат, 1956. 407 с.
11. *Forrestal M. J., Lee L. M., Jenette B. D.* Laboratory-Scale Penetration Experiments into Geological Targets to Impact Velocities of 2,1 km/s.—Journal of Applied Mechanics, 1986, vol. 53, pp. 317—320.
12. *Багдоев А. Г., Ванцян А. А.* Проникание тонкого тела в упругие анизотропные среды.—Изв. АН Арм. ССР, Механика, 1983, т. 36, № 6, с. 23—30.

Институт механики АН Армянской ССР

Поступила в редакцию
26.IX.1987