

1. Баничук Н. В. Оптимизация форм упругих тел. М.: Наука, 1980. 256 с.
2. Вигдергауз С. Б. Обратная задача трехмерной теории упругости. — Изв. АН СССР. МТТ, 1983, № 2, с. 90–93.
3. Черепанов Г. П. Обратные задачи плоской теории упругости. — ПММ, 1974, т. 38, вып. 6, с. 963–979.
4. Вигдергауз С. Б. Интегральное уравнение обратной задачи плоской теории упругости. — ПММ, 1976, т. 40, вып. 3, с. 566–569.
5. Вигдергауз С. Б. Условия оптимальности в осесимметричных задачах теории упругости. — ПММ, 1982, т. 46, вып. 2, с. 278–282.
6. Сретенский Л. Н. Теория ньютоновского потенциала. М.—Л.: Гостехиздат, 1946. 318 с.
7. Вигдергауз С. Б. Одна точная оценка коэффициентов присоединенных масс. — ПММ, 1985, т. 49, вып. 1, с. 163–166.
8. Бердичевский В. Л. Вариационные принципы механики сплошной среды. М.: Наука, 1983. 447 с.
9. Паргон В. З., Перлин П. И. Интегральные уравнения теории упругости. М.: Наука, 1977. 311 с.
10. Вигдергауз С. Б. Оптимальные полости в упругом пространстве с осевой симметрией. — Изв. АН АрмССР. Механика, 1984, т. 37, № 3, с. 51–58.
11. Бейтмен Г., Эрдейи А. Высшие трансцендентные функции. Т. 3. М.: Наука, 1967. 299 с.
12. Савелов А. А. Плоские кривые. М.: Физматгиз, 1960. 293 с.

Ленинград

Поступила в редакцию  
12.III.1985

## О ВЛИЯНИИ АДСОРБЦИИ ГАЗОВ НА ТРЕЩИНОСТОЙКОСТЬ КВАЗИХРУПКИХ МЕТАЛЛОВ

ДАЛЬ Ю. М.

Отмечается, что в квазихрупких металлах работа пластической деформации  $\gamma_p$  является функционалом, зависящим от поверхностной энергии материала  $\gamma_c$ . В условиях плоской деформации и равновесной трещины  $\gamma_p \sim \gamma_c^{1/2}$ . Выведены теоретические зависимости, позволяющие оценить влияние физической адсорбции газов на величину  $\gamma_p$ .

1. Энергетическое условие квазихрупкого разрыва имеет вид [1]:

$$\delta W / \delta s = a_p + 2\gamma_c \quad (1.1)$$

Здесь  $\delta W$  — изменение энергии деформации при увеличении площади трещины на величину  $\delta s$ ,  $\gamma_c$  — поверхностная энергия материала,  $a_p$  — работа пластических деформаций  $\epsilon_p$  у вершины трещины.

Согласно экспериментам [2]  $\epsilon_p = \epsilon_p^* + \epsilon_p'$ , где  $\epsilon_p^*$  — пластическая деформация, развивающаяся у конца равновесной трещины до возникновения у ее вершины микроразрыва сплошности,  $\epsilon_p'$  — дополнительная пластическая деформация, обусловленная появлением микроразрыва.

Очевидно  $a_p = \gamma_p + \gamma_p'$ . Здесь  $\gamma_p$  — работа пластических деформаций  $\epsilon_p^*$ ,  $\gamma_p'$  — работа пластических деформаций  $\epsilon_p'$  (для металлов  $\gamma_p \gg \gamma_p' > \gamma_c$ ).

Поскольку величина  $\epsilon_p^*$  определяется силами сцепления смежных атомов материала перед концом трещины [3], то

$$\gamma_p = f(\gamma_c) \quad (1.2)$$

Таким образом, в критерии разрушения (1.1) энергия  $\gamma_c$  не является простым аддитивным слагаемым и служит своеобразным «клапаном», регулирующим работу  $\gamma_p$ , а следовательно, и  $a_p$ . На это обстоятельство обратилось внимание в [4–6].

Среда воздействует на поверхностную энергию  $\gamma_c$  в вершине трещины, изменяя ее за счет адсорбции и диффузии своих реагентов. В силу функциональной связи (1.2) это приводит к изменению величин  $\gamma_p$  и  $a_p$ . Конкретизируем вид соотношения (1.2) для тела с прямолинейным равновесным разрезом в условиях плоской деформации. Поместим начало декартовой системы координат  $xu$  в вершину разреза, ось  $x$  направим вдоль его берегов. Следуя [7], имеем

$$\gamma_p = \frac{1}{\delta l} \int_0^{\delta l} \sigma_y^*(x) 2v_y^*(x) dx \quad (1.3)$$

Здесь  $\sigma_y^*(x)$  и  $v_y^*(x)$  — соответственно напряжения и перемещения у оси  $x$  в момент появления на ней микроразрыва сплошности длиной  $\delta l$ .

С математической точки зрения  $v_y^*(x)$  и  $\sigma_y^*(x)$  непрерывные функции, причем

$v_y^*(x)$  на всем промежутке интегрирования не меняет знака. Поэтому на основании обобщенной теоремы о среднем [8]:

$$\gamma_p = 2v_y^*(\xi)R_\sigma \quad (0 < \xi < \delta l), \quad R_\sigma = \frac{1}{\delta l} \int_0^{\delta l} \sigma_y^*(x) dx \quad (1.4)$$

Интеграл  $R_\sigma$  характеризует среднее значение сил сцепления атомов на отрезке  $\delta l$  перед концом равновесной трещины и представляет собой сопротивление отрыву [9, 10]. Для поликристаллических материалов [11, 12]:

$$R_\sigma = \alpha \sigma_c = \alpha \sqrt{E\gamma_c} / a_0 \quad (\alpha = \text{const} \leq 1) \quad (1.5)$$

где  $\sigma_c$  — теоретическая прочность,  $E$  — модуль Юнга,  $a_0$  — межатомное расстояние. Подставляя в (1.4) вместо  $R_\sigma$  правую часть равенства (1.5), находим

$$\gamma_p \approx B\gamma_c^{1/2} \quad (B = B(v_y^*(\xi), E, a_0)) \quad (1.6)$$

В условиях плоской деформации работа  $\gamma_p$  оказывается пропорциональной поверхностной энергии материала  $\gamma_c$  в степени  $1/2$ . Этот теоретический вывод полностью подтверждается результатами экспериментов [13].

2. Если тело с трещиной находится в газовой среде, то между молекулами газа и атомами материала происходит непрерывное взаимодействие. В результате этого на поверхности раздела фаз возникает физическая и химическая адсорбция. При физической адсорбции молекулы газа удерживаются на берегах трещины ван-дер-ваальсовыми силами притяжения. Физическая адсорбция — экзотермический процесс [14]. Химическая адсорбция (хемосорбция) связана с перестройкой электронных оболочек взаимодействующих молекул газа и атомов твердого тела. Образующееся соединение состоит из прочного монослоя, в котором атомы газа оказываются скрепленными с атомами материала ковалентными связями [15–17]. Дальше будет рассматриваться только влияние физической адсорбции на трещиностойкость квазихрупких металлов.

Пусть под действием газовой среды произошло малое изменение поверхностной энергии  $\gamma_c$ . Тогда  $d\gamma_p = 1/2 B V \sqrt{\gamma_c} / d\gamma_c$  или с учетом (1.6):

$$2\gamma_p d\gamma_p = B^2 d\gamma_c \quad (2.1)$$

Следуя Дж. Гиббсу [18], примем  $d\gamma_c = -\Gamma d\mu$ , где  $\Gamma$  — число молекул газа, адсорбированных на единицу площади в устье трещины,  $d\mu$  — изменение химического потенциала адсорбируемой фазы.

Для газовой среды, находящейся при температуре  $T$  и давлении  $p$ , имеем [19];

$$d\gamma_c = -\Gamma k T d(\ln p) \quad (2.2)$$

где  $k = 1,38 \cdot 10^{-16}$  эрг/градус — константа Больцмана.

Физическая адсорбция газов на металлах описывается тремя типами изотерм [20]:

Изотерма Фрейндлиха

$$\Gamma = \alpha_1 p^{\beta_1} \quad (0 < \beta_1 < 1) \quad (2.3)$$

где  $\alpha_1$  и  $\beta_1$  зависят от температуры. Соотношение (2.3) является эмпирическим; его обычно используют в диапазоне давлений  $0,1 < p/p_0 < 0,4$ , где  $p_0$  — давление насыщенного пара.

Изотерма Ленгмюра

$$\Gamma = \Gamma_m A p / (1 + A p) \quad (A = \text{const}) \quad (2.4)$$

Здесь и далее  $\Gamma_m$  — предельная адсорбция при насыщении. Выведенное теоретически уравнение (2.4) хорошо описывает однослойную физическую и химическую адсорбцию при низких значениях  $p/p_0$  и отсутствии диссоциации газовых молекул. Для двухатомных газов последнее предположение оказывается неверным, ибо они, адсорбируясь на поликристаллических материалах, диссоциируют на атомы. Как показано в [21], изотерма Ленгмюра таких газов имеет вид

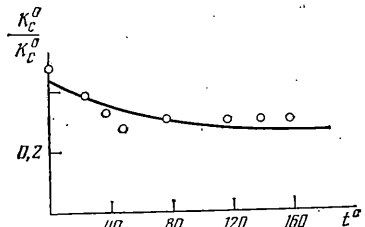
$$\Gamma = \Gamma_m (A p)^{1/2} / (1 + (A p)^{1/2}) \quad (2.5)$$

Изотерма Брунауэра, Эммита, Теллера

$$\Gamma = \frac{\Gamma_m c p / p_0}{(1 - p/p_0) [1 + (c-1)p/p_0]} \quad (2.6)$$

где  $p_0$  — давление насыщенного газа,  $c$  — параметр, представляющий отношение времени жизни молекул в первом и последующих адсорбированных слоях; в диапазоне  $0,05 \leq p/p_0 \leq 0,35$  можно считать  $c = e = \text{const}$ . Здесь  $c_1$  — теплота адсорбции первого слоя,  $c_2$  — теплота конденсации.

В формулах (2.4)–(2.6) константа  $\Gamma_m$  — число адсорбированных атомов газа, необходимых для покрытия 1 см<sup>2</sup> поверхности трещины плотным монослоем [22].



Подставляя (2.2)–(2.6) в (2.1), после выполнения операций интегрирования получаем:

по изотерме Фрейндлиха

$$\gamma_p^a = \gamma_p^\circ \sqrt[1-\alpha_1 k T p^{\beta_1} / (\beta_1 \gamma_c^\circ)]{\quad} \quad (2.7)$$

согласно изотерме Ленгмюра: для одно- и двухатомных газов, по изотерме Брунауэра, Эммита, Теллера соответственно

$$\gamma_p^a = \gamma_p^\circ \sqrt[1-kT\Gamma_m \ln(1+Ap)]{\quad} / \gamma_c^\circ \quad (2.8)$$

$$\gamma_p^a = \gamma_p^\circ \sqrt[1-2kT\Gamma_m \ln [1+(Ap)^{1/2}]]{\quad} / \gamma_c^\circ \quad (2.9)$$

$$\gamma_p^a = \gamma_p^\circ \sqrt[1-kT\Gamma_m \ln \left[ 1 + \frac{cp/p_0}{(1-p/p_0)} \right]]{\quad} / \gamma_c^\circ \quad (2.10)$$

Здесь  $\gamma_p^a$  и  $\gamma_p^\circ$  – соответственно работа пластических деформаций  $\epsilon_p^*$  в газовой среде и в вакууме,  $\gamma_c^\circ$  – поверхностная энергия материала в вакууме.

Как следует из (2.7)–(2.10), падение трещиностойкости квазихрупких металлов, вызванное физической адсорбцией газов, определяется давлением  $p$  и температурой  $T$  газа; механическими и физическими свойствами металлов, представленными функционалами  $\gamma_p^\circ$  и  $\gamma_c^\circ$ ; физическими характеристиками среды газ–металл (диаметр газовых молекул, ван-дер-ваальсовы силы, теплота адсорбции и конденсации), заданными посредством  $\Gamma_m$ ,  $\alpha$ ,  $A$ ,  $c$ .

Рассмотрим влияние физической адсорбции водорода на величину  $\gamma_p$  конструкционных сталей. Полагая  $\gamma_c^\circ \approx 1000$  эрг/см<sup>2</sup>,  $A = 5 \cdot 10^4$  1/мм,  $\Gamma_m = 12 \cdot 10^{14}$  1/см<sup>2</sup> [19], из формулы (2.9) находим, что давление водорода  $p \approx 1$  мм рт. ст. при  $T = 293$  К снижает  $\gamma_p$  на  $\approx 30\%$  ( $\gamma_p^a \approx 0,7\gamma_p^\circ$ ). Этот результат хорошо согласуется с данными соответствующих опытов [23, 24]. На фигуре показано падение трещиностойкости конструкционной ст. 4130 в среде водорода при давлении  $p = 0,008$  мм рт. ст. По оси абсцисс отложена температура в градусах Цельсия, а по оси ординат – отношение  $K_c^a / K_c^\circ$ , где  $K_c^a$  и  $K_c^\circ$  – соответственно интенсивность разрушающих напряжений в среде водорода и в вакууме. Непрерывная кривая построена на основе формулы (2.9), кружками отмечены результаты экспериментов [25].

Физическая адсорбция водорода на металлах отчетливо наблюдается при малых давлениях и температурах меньших 200° С; по мере увеличения последних определяющую роль начинает играть хемосорбция, а затем и диффузия водорода через металл [26–29]. Поскольку соотношения (2.7)–(2.9) основаны на теории идеальных газов, они могут быть использованы в практических расчетах, когда давление газа  $p$  существенно меньше давления насыщенного пара  $p_0$  при той же температуре [30]. Если  $p \rightarrow p_0$ , найденные решения утрачивают силу, но, как отмечено, при этом и в самой гетерогенной среде газ–металл протекают совершенно иные физико-химические процессы.

Автор благодарен В. В. Новожилову и В. А. Лихачёву за внимание к работе.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Разрушение. Под ред. Г. Лябовица. М.: Мир.– т. 1. 1973. 616 с.; т. 2. 1975. 764 с.; т. 3. 1976. 796 с.
2. Lo-Ching-Chang. X-ray microbeam studies of brittle fractures of metals.– J. Mech. Phys. Solids, 1955, vol. 3, p. 212–217.
3. Степанов А. В. Основы практической прочности кристаллов. М.: Наука, 1974. 132 с.
4. Мак Лин Д. Механические свойства металлов. М.: Металлургия, 1965. 431 с.
5. Бернштейн М. Л., Займовский В. А. Структура и механические свойства металлов. М.: Металлургия, 1970. 472 с.
6. Ребиндер П. А., Шукин Е. Д. Поверхностные явления в твердых телах в процессах их деформации и разрушения.– Успехи физ. наук, 1972, т. 108, вып. 1. с. 3–42.
7. Панасюк В. В., Андрейкив А. Е., Ковчик С. Е. Методы оценки трещиностойкости конструкционных материалов. Киев, Наук. думка, 1977. 277 с.
8. Фихтенгольц Г. М. Курс дифференциального и интегрального исчисления. Т. 2. М.: Физматгиз, 1962. 807 с.
9. Ужик Г. В. Сопrotивление отрыву и прочность металлов. М.: Изд-во АН СССР, 1950. 256 с.
10. Атомный механизм разрушения. М.: Металлургиздат, 1963. 660 с.
11. Новожилов В. В. О необходимом и достаточном критерии хрупкой прочности.– ПММ, 1969, т. 33, вып. 2, с. 212–222.
12. Новожилов В. В. К основам теории равновесных трещин в упругих телах.– ПММ, 1969, т. 33, вып. 5, с. 797–812.
13. Kaelble D. H. A relationship between the fracture mechanics and surface energetics failure criteria.– J. Appl. Polym. Sci., 1974, vol. 18, n. 6, p. 1869–1889.
14. Комаров В. С. Адсорбенты и их свойства. Минск: Наука и техника, 1977. 248 с.
15. Адам Н. К. Физика и химия поверхностей. М.–Л.: Гостехиздат, 1947. 552 с.
16. Грег С., Синг К. Адсорбция, удельная поверхность, пористость. М.: Мир, 1970. 407 с.

17. Общая химия. Под ред. Е. М. Соколовской. М.: Изд-во МГУ, 1980. 724 с.
18. Гиббс Дж. Термодинамика. М.: Наука, 1982. 584 с.
19. Petch N. J. The lowering of fracture stress due to surface adsorption. — Philos. Mag., ser. 8, 1956, vol. 1, n. 4, p. 331–337.
20. Адамсон А. Физическая химия поверхностей. М.: Мир, 1979, 568 с.
21. Fowler R. H. A statistical derivation of Langmuir's adsorption isotherm. — Proc. Camb. Phil. Soc., 1935, vol. 31, part. 2, p. 260–264.
22. Межфазовая граница газ — твердое тело. М.: Мир, 1970. 434 с.
23. Федченко В. С., Радкевич А. И., Карвацкий Л. М. Прочность стали в ионизованных газах. — Физ. хим. мех. материалов, 1976, т. 12, № 4, с. 96–100.
24. Карпенко Г. В., Василенько И. И., Хитаршвили М. Г., Федченко В. С. Эффект Ребиндера в среде водорода. — Докл. АН СССР, 1969, т. 185, № 5, с. 1034–1036.
25. Nelson H., Williams D. P., Tetelman A. S. Embrittlement of ferrous alloy in a partially dissociated hydrogen environment. — Metallurg. Trans. Ser. A., 1971, vol. 2, n. 4, p. 953–959.
26. Фаст Дж. Взаимодействие металлов с газами. Т. 2. М.: Metallurgia, 1975. 351 с.
27. Тренел Б. Хемосорбция. М.: Изд-во иностр. лит., 1958, 327 с.
28. Гельд П. В., Рябов Р. А., Кодес Е. С. Водород и несовершенство структуры металла. М.: Metallurgia, 1979. 221 с.
29. Бэррер Р. Диффузия в твердых телах. М.: Изд-во иностр. лит., 1948. 504 с.
30. Путилов К. А. Курс физики. Т. 1. М.: Физматгиз, 1962. 560 с.

Ленинград

Поступила в редакцию  
11.V.1984

УДК 539.375

## МЕХАНИКА РАЗРУШЕНИЯ СНЕГА

ЭПИФАНОВ В. П., КУЗЬМЕНКО В. П.

Механические свойства снега определяются в полевых условиях при помощи пенетрометров [1–3] и метода рамок [4]. Причем метод рамок менее надежен, чем методы, основанные на использовании пенетрометров [5]. Однако метод пенетрометров также не позволяет оценить свойства исходной структуры снега, поскольку вблизи поверхности давления образуется уплотненный слой. Его свойства существенно отличаются от свойств невозмущенной структуры. Поэтому такие характеристики ударного взаимодействия, как размер лунки, глубина внедрения [6], не позволяют оценить истинные величины, например твердость снежного покрова или его слоев. В публикуемой работе аналогично [7] предпринята попытка снабдить инденторы пьезоэлектрическими акселерометрами. Это позволило не только определять механические характеристики снега в любой момент соударения, но и охарактеризовать удар, в процессе которого меняется характер взаимодействия, например при разрушении снега и его уплотнении. Цель работы — рассмотреть механизм разрушения снега при вдавливании, использовать результаты для оценки неустойчивости снега на склоне и прогнозировать лавинообразования.

За исходное уравнение при торможении свободно падающего жесткого индентора принимается уравнение

$$X''(\tau) = g - P(\tau)/m \quad (1)$$

где  $P$  — реакция опоры,  $\tau$  — время,  $X$  — глубина внедрения,  $m$  — масса индентора,  $g$  — ускорение свободного падения.

Напряжение, вырабатываемое пьезоэлектрическим акселерометром, пропорционально силе, действующей на пьезоэлемент, а значит, и ускорению индентора.

$$X''(\tau) = nC \left[ U(\tau) - \frac{1}{\tau_0} \int_0^{\tau} d\tau' U(\tau') \right] \quad (2)$$

где  $n$  — коэффициент преобразования измерительной системы,  $U$  — напряжение,  $C$ ,  $R$  — соответственно емкость и электрическое сопротивление измерительной линии,  $\tau_0 = RC$ .

Обработка электрического сигнала сводится к последовательному интегрированию. В результате получают значения мгновенной скорости  $X'(\tau)$  и глубины  $X(\tau)$  проникновения. Сопротивление  $R$  находится умножением мгновенного ускорения на массу индентора. Зная  $X(\tau)$ , легко рассчитать мгновенную поверхность контакта  $S(\tau)$ . Допуская равномерное распределение напряжений на площадке контакта, можно в первом приближении оценить мгновенные значения эффективных динамических модулей  $E_e = \partial \sigma / \partial x$ , где  $\sigma = P/S$ . При ударе регистрировались амплитуда и частота сигнала из акустической эмиссии. До и после разрушения выполнялись микроскопические исследования структуры снега, определялись динамический модуль снега  $E = \rho c^2$ , где  $c$  — скорость упругого возмущения,  $\rho$  — плотность.

1. На фиг. 1 показаны зависимости силы  $P$ ,  $H$  и напряжения  $\sigma$ , МПа (штриховая линия) от глубины внедрения  $X \cdot 10^{-3}$ , м пара в снег, а также сглаженная осциллограмма ударного взаимодействия  $U$ , мВ от времени соударения  $\tau$ , мс. Плотность