

Р и с. 8

сотронных ускорителей твердых тел с плазменным поршнем в приближении движения центра масс (как это сейчас широко применяется в литературе) надо крайне осторожно.

ЛИТЕРАТУРА

1. Rashleigh S. C., Marshall R. A. Electromagnetic acceleration of microparticles to high velocities // J. Appl. Phys.— 1978.— V. 49.— P. 2540.
2. Титов В. М., Швецов Г. А. Ускорение макрочастиц до высоких скоростей // Динамика сплошной среды.— Новосибирск: ИГ СО АН СССР, 1986.— Вып. 78.
3. Hawke R. S., Nellis W. J. et al. Rail accelerator development for ultrahigh pressure research // IEEE Trans. on Magnetics.— 1984.— V. MAG-20, N 2.
4. Fox W. E., Cummings C. E. et al. Mechanical design aspects of the HYVAX railgun. Ibid.
5. Usaba S., Kondo K., Sawaoka A. Status of electromagnetic mass-accelerator development and prospect of application to high pressure research // Shock waves in condensed matter: Proc. of the APS Top. Conf., Santa Fe, 1983.
6. Hawke R. S., Brooks A. C., Mitchel A. et al. Railguns for equation of state research— Tech. Rep. UCRL — 85298, 1981.
7. Hawke R. S., Scudder J. K. Magnetic propulsion railguns: their design and capabilities // Megagauss Physics and Technology: Proc. Conf., Washington, 1979.— N. Y.; L.: Plenum Press, 1980.
8. Fowler C. M., Peterson D. R., Hawke R. S. et al. Railgun development for EOS research // Shock waves in condensed matter: AIP Conf. Proc.— N. Y., 1982.
9. Langlin R. L., Gully J. H., Nalty K. E., Zowarka R. C. System of the ultrahigh velocity GEDI experiment // IEEE Trans. on Magnetics.— 1986.— V. MAG-22, N 2.
10. Shvetsov G. A., Titov V. M., Anisimov A. G. et al. Railgun accelerators of macro particles. Pt I. General characteristics // Megagauss technology and pulsed power applications: Proc. Conf., Santa Fe, 1986.— N. Y.; L.: Plenum Press, 1987.
11. Shvetsov G. A., Titov V. M., Anisimov A. G. et al. Railgun accelerators of macro particles. Pt II. Experimental investigations // Ibid.
12. Любимов Г. А., Раховский В. М. Катодное пятно вакуумной дуги // УФН.— 1978.— Т. 125, № 4.
13. Швецов Г. А., Титов В. М. и др. Исследование работы рельсотронного ускорителя твердых тел с питанием от взрывного МГД-генератора // Сверхсильные магнитные поля. Физика. Техника. Применение.— М.: Наука, 1984.

Поступила 4/VIII 1988 г.

УДК 539.374

О ПРОНИКАНИИ КУМУЛЯТИВНОЙ СТРУИ В ПРОЧНУЮ ПРЕГРАДУ

С. А. Кинеловский, К. К. Маевский

(Новосибирск)

Гидродинамическая теория кумуляции довольно хорошо описывает процесс внедрения кумулятивной струи (КС) при достаточно высоких скоростях проникания, однако при снижении скорости наблюдается з

метное расхождение теории с экспериментом [1—5], что объясняется реальным влиянием сил прочности. В [3] проведена достаточно аккуратная экспериментальная проверка гидродинамической теории проникания и предложена модификация этой теории, учитывающая влияние прочности материалов струи и преграды (аналогичные результаты независимо получены Н. А. Златиным). Указанная модификация заключается во введении «сопротивления» в уравнение течения — уравнение Бернулли. В [4] отмечено, что при проникании КС их прочность можно не учитывать (подобное предположение использовано и в [5]) и в результате получить формулу, выражающую связь между скоростью V_c струи, скоростью V_{Π} проникания и прочностной характеристикой материала преграды:

$$(1) \quad V_{\Pi} = \frac{\lambda V_c}{\lambda^2 - 1} \left[\lambda - \sqrt{1 + (\lambda^2 - 1) \frac{2H_D}{\rho_c V_c^2}} \right], \quad V_{\Pi} = \frac{1}{2} V_c \left(1 - \frac{2H_D}{\rho_c V_c^2} \right).$$

Здесь H_D — эффективное значение динамической твердости материала преграды; $\lambda = \sqrt{\rho_c / \rho_{\Pi}}$; ρ_c и ρ_{Π} — плотности струи и преграды. Второе выражение в (1) относится к случаю $\lambda = 1$. Формула (1) (ниже — модель 1) представляет один из наиболее распространенных подходов к учету влияния сил прочности на процесс проникания КС.

В [4] предложена еще одна модификация гидродинамической теории, приводящая к формуле (модель 2)

$$(2) \quad V_{\Pi} = \frac{\lambda}{1 + \lambda} V_c \sqrt{1 - 2H_D / (\rho_c V_c^2)}.$$

Сопоставление (1) и (2) показывает, что в обеих моделях КС перестает пробивать преграду при одной и той же критической скорости струи ($V_c^* = \sqrt{2H_D / \rho_c}$), однако характер влияния прочности на процесс проникания описывается ими по-разному. В модели 1 снижение скорости проникания по сравнению с гидродинамической теорией начинается при заметно более высоких скоростях струи, чем в модели 2, т. е. для последней характерен более резкий «механизм включения прочности».

В [6] для изучения процесса проникания КС предложена методика восстановления струи по характеристикам ее проникания в преграду. Суть этой методики заключается в следующем. Пусть из эксперимента известны зависимости глубины проникания $h(t)$ от времени для одной и той же КС в преграды из различных материалов. Зададимся целью по этим данным восстановить КС — распределение скорости по длине струи — в некоторый момент времени, например, когда голова струи коснулась преграды ($t = 0$). Если используемые при этом модели движения и проникания элементов струи обе верны, то восстановленная струя должна быть одна и та же для всех преград, и наоборот, степень соответствия результатов восстановления друг другу позволяет в определенной мере судить о справедливости принятых моделей.

Рассмотрим процедуру восстановления зависимости $V_c(x)$, где x отчитывается от преграды навстречу струе. Экспериментальные зависимости $h(t)$ для каждого опыта кусочно описываются аналитически (например, полиномом второй степени), и затем дифференцированием находят значения зависимости скорости V_{Π} проникания струи от глубины h пробитой преграды (подобно [3]). Для каждого материала преграды достаточно провести два — три опыта. Далее для каждой преграды зависимости $V_{\Pi}(h)$ кусочно описываются аналитически по методу наименьших квадратов. Участки аппроксимации выбираются конкретно для каждого материала преграды, в местах «склейки» участков кривых накладываются условия равенства значений функции и первых производных. Полученные таким образом аппроксимационные кривые дают усредненное распределение скорости $V_{\Pi}(h)$ по глубине для каждого материала преграды.

В расчетах процессы движения и проникания струи рассматриваются в квазистационарном приближении, согласно которому движение и проникание каждого элемента струи происходят так, как если бы вся струя

была устроена, как этот элемент [2]. Кроме того, полагается, что каждый элемент струи движется к преграде без изменения своей средней скорости и что сплошная и разорванная струи, состоящие из одних и тех же элементов, пробивают преграду одинаково.

В зависимости от принятой модели проникания скорость элемента струи и скорость его проникания в преграду связаны определенным соотношением

$$(3) \quad V_c = f(V_{II}).$$

Длина элемента струи Δl в момент проникания связана с приращением глубины Δh проникания выражением [2]

$$(4) \quad \Delta l = \frac{V_c - V_{II}}{V_{II}} \Delta h.$$

Формулы (3), (4) позволяют найти скорость и длину элемента струи соответствующие каждому значению h , и для восстановления струи остается найти длину Δx данного элемента струи в принятый за начальный момент времени. Указанные величины связаны выражением $\Delta l = \Delta x + \frac{x+h}{V_c} \Delta V_c$, являющимся кинематическим уравнением изменения длины независимого элемента струи, концы которого имеют разницу скоростей ΔV_c и который движется со средней скоростью V_c . Отсюда получаем, что удлинение n каждого элемента струи определяется формулой

$$(5) \quad \frac{1}{n} = \frac{\Delta x}{\Delta l} = 1 - \frac{x+h}{V_c} \frac{dV_c}{dV_{II}} \frac{dV_{II}}{dh} \frac{\Delta h}{\Delta l}.$$

Для завершения описания процедуры восстановления струи необходимо учесть факт возможного разрыва струи из-за осевого градиента скорости на отдельные элементы, длина которых после разрыва, как показывает эксперимент, практически не меняется [7, 8]. Известно (см., например [1, 9]), что максимальное удлинение n_* элементов для разных частей струи различно: если для головных частей струи предельное удлинение примерно равно 2, то для хвостовых элементов оно увеличивается до 10—15. В [6] при восстановлении струи использована модель постоянного удлинения струи ($n_* = \text{const}$) и отмечено, что на результат восстановления по крайней мере на качественный характер распределения $V_c(x)$, более сильное воздействие оказывает выбор модели проникания, чем выбор модели движения струи. Тем не менее можно использовать модель движения элементов струи, более приближенную к реальности, чем модель постоянного удлинения: предположим, что предельно допустимое удлинение n , для нашей струи увеличивается по ее длине линейно от значения 2 в голове струи ($x=0$) до, например, 10 при $x=40$ мм (что примерно соответствует хвосту восстанавливаемой струи). Таким образом, начальная длина Δx восстанавливаемого элемента струи и его длина Δl в момент проникания связаны равенством

$$(6) \quad \Delta x = \frac{1}{n} \Delta l \quad (n < n_*), \quad \Delta x = \frac{1}{n_*} \Delta l \quad (n \geq n_*).$$

Формулы (3)—(6) полностью описывают процедуру восстановления струи в момент времени, когда ее голова коснулась преграды. Следует заметить, что в силу приближенности используемых моделей восстановленная струя в какой-то степени является фиктивной. Кроме того, фиктивной она будет и в том случае, когда заряд расположен достаточно близко к преграде в момент времени, когда голова струи коснулась преграды, хвостовые элементы струи в действительности могут еще и не образоваться.

Применение описанной методики позволило в [6] обнаружить, что для КС со скоростью головы 6—7 км/с имеется начальный участок проникания, на котором для совпадения результатов восстановления для разных преград необходимо учитывать сжимаемость материала преград

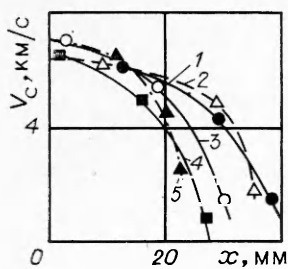


Рис. 1

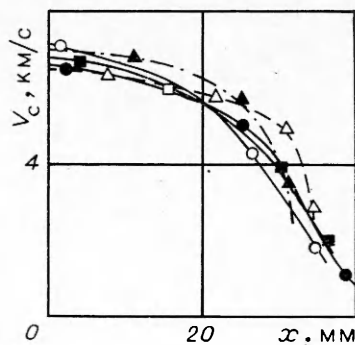


Рис. 2

для использовавшейся в [6] струи длина этого участка по глубине преграды составила ~ 20 мм (возможность существования такого участка отмечалась и в [1]). Проведенная в [6] обработка результатов с учетом сжимаемости материала преграды при использовании гидродинамической теории проникания, т. е. когда связь (3) имеет вид

$$(7) \quad V_c = \frac{1 + \lambda}{\lambda} V_{п},$$

позволила совместить результаты восстановления для участка струи длиной ~ 15 мм. При этом, как уже отмечалось, для движения элементов струи использовалась модель постоянного удлинения.

На рис. 1 приведены аналогичные результаты, полученные по описанной выше более реалистичной модели с возрастанием предельного удлинения элементов к хвосту струи по линейному закону. Различные кривые относятся к разным материалам преграды: 1 — свинец, полная глубина H_0 пробития струи составила 120 мм; 2 — алюминий, $H_0 = 165$ мм; 3 — медь, $H_0 = 105$ мм; 4 — сталь, $H_0 = 80$ мм; 5 — дюралюминий, $H_0 = 110$ мм. Здесь и ниже точки используются лишь для более наглядной идентификации кривых. Анализ этих результатов показывает, что учет сжимаемости на начальном участке проникания и в данном случае позволяет примерно для трети восстановленной струи достичь неплохого соответствия результатов для разных материалов преград. Однако, начиная с $x = 15-18$ мм, результаты для материалов, обладающих заметной прочностью, довольно быстро отклоняются от кривых 1 и 2, отвечающих непрочным материалам (свинец, алюминий). Таким образом, следующим фактором, который должна учитывать модель проникания, является прочность материала преграды.

На рис. 2 представлены результаты восстановления струи с учетом прочности материала преграды по модели 1 (номера кривых аналогичны рис. 1). В этом случае оказалось, что для наилучшего совпадения результатов восстановления для входящей в (1) величины H_D (в ГПа) динамической твердости материалов преград надо принять значения: свинец — 0, алюминий — 0,4, медь — 4, сталь — 7,5, дюралюминий — 6. Примерно такие же результаты получаются и при использовании модели 2. Найденные значения H_D нереально большие по сравнению с полученными при проникании бойков, даже если предположить, что при проникании КС эффективное значение H_D динамической твердости металлов выше, чем при проникании монолитных бойков. Этот результат в действительности объясняется тем, что примерно половина струи проникает в преграды в разорванном виде, что подтверждается съемкой струи на рентгеноимпульсной установке, и, следовательно, на «эффект прочности» здесь наслаивается «эффект разорванной струи», что и приводит к завышению оценок влияния прочности на процесс проникания. Как отмечено в [4], именно из-за этого в [10] найдена завышенная оценка скорости стальной струи ($V_c \approx 4$ км/с), при которой на процесс проникания струи в преграду из мягкой стали начинает влиять прочность материала преграды.

После разрыва струи на отдельные фрагменты последние за счет различия их скорости постепенно расходятся друг от друга. А так как обыч-

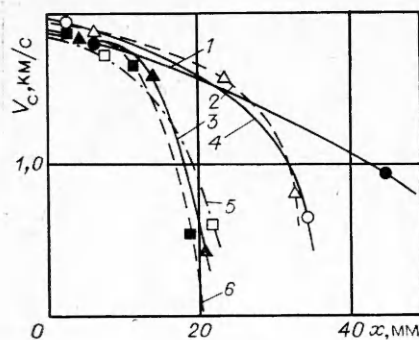


Рис. 3

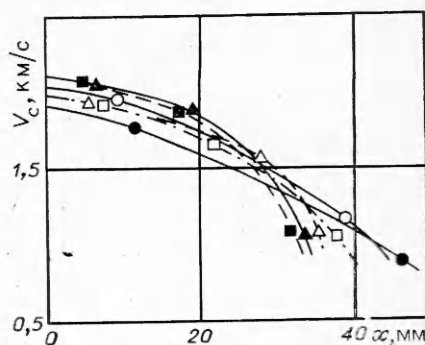


Рис. 4

но применяемый для измерения скорости проникания электроконтактный метод обеспечивает определение средней величины скорости, то очевидно, что измеренная скорость внедрения фрагментированной струи будет в среднем меньше, чем скорость сплошной струи, составленной из этих же кусочков. Другим эффектом «разорванной» струи являются боковое расщепление элементов струи и задевание ими стенок уже пробитого отверстия [1, 11]. Весьма показательны в этом отношении описанные в [11] эксперименты [12] с прецизионными кумулятивными зарядами (калибр 83,8 мм, медная 42-градусная облицовка). В этих экспериментах фиксировалась скорость элементов струи, для которых прекращалось проникание. Если для фокусного расстояния в 6 калибров эта скорость составила 3,6 км/с, то для фокуса в 25 калибров — 5,3 км/с (опыты проведены с пятью фокусными расстояниями). Очевидно, что как первое, так и последнее значения скорости «прекращения проникания» напрямую не связаны с прочностью преграды.

Таким образом, для того чтобы наиболее чисто исследовать влияние прочности на процесс проникания КС, необходимо в эксперименте ликвидировать эффект разрыва струи. В этом смысле очень удобны кумулятивные заряды с полусферическими облицовками. Характерной особенностью струй из таких облицовок является то, что они обладают довольно низкой скоростью, что и представляет интерес с точки зрения изучения влияния прочности на процесс проникания. Кроме того, из-за небольшого градиента скорости и достаточно большого диаметра эти струи довольно долго сохраняют свою целостность. В экспериментах использовался кумулятивный заряд диаметром 48 мм с медной полусферической облицовкой диаметром 40 мм и толщиной стенки 2 мм; скорость головы струи, измеренная с помощью стемки на рентгеноимпульсной установке, равна 2—2,1 км/с. Глубина пробития H_0 для различных преград составила 1 — свинец, $H_0 = 105$ мм; 2 — алюминий АМц, $H_0 = 160$ мм; 3 — дюралюминий Д16Т, $H_0 = 105$ мм; 4 — медь, $H_0 = 100$ мм; 5 — ст.3, $H_0 = 61$ мм; 6 — ст.30ХГСА, $H_0 = 52$ мм (номера соответствуют кривым на рис. 3, 4). Средние значения H_0 , а также усредненные зависимости $V_n(h)$ получены по результатам трех опытов для каждой преграды.

В связи с низкой скоростью струи в данном случае оказалось ненужным учитывать сжимаемость материала преграды на начальном участке проникания. Результаты восстановления струи с использованием гидродинамической модели проникания (7) приведены на рис. 3, откуда видно что примерно 15 мм струи для всех материалов преграды с высокой точностью восстанавливаются по гидродинамической модели. Для ст.3 ст. 30ХГСА и дюралюминия заметное отклонение от гидродинамической теории наблюдается при скорости элементов струи $\approx 1,75$ км/с, а для меди и алюминия — при $\approx 1,25$ км/с. Рассмотрим далее, что дает в данном случае учет прочности. На рис. 4 представлены результаты восстановления с использованием для описания процесса проникания модели 2. Наилучшее совпадение их для большей части струи достигается при выборе сле

дующих значений параметра H_D (в ГПа), характеризующего прочность материала преграды: свинец — 0, алюминий — 0,6, медь — 1, ст.3 — 3, дюралюминий — 3,5, ст.30ХГСА — 4. При этом все кривые скоростного распределения по струе лежат в полосе, ширина которой не превышает $\pm 5\%$ от среднего значения. Для хвоста восстанавливаемой струи согласованность результатов ухудшается, что, видимо, связано с имевшим место разрывом хвостовой части струи. Качественно похожие результаты получаются и при использовании модели 1. Наилучшее согласование их для большей части струи здесь достигается при следующих значениях H_D (в ГПа): свинец — 0, алюминий — 0,4, медь — 0,6, ст.3 — 2, дюралюминий — 2, ст.30ХГСА — 3, но при этом ширина полосы, в которой лежат кривые, составляет уже $+10\%$ от среднего значения. Из совокупности полученных результатов можно сделать вывод, что в количественном отношении модель 2 в целом лучше описывает данные эксперименты, чем модель 1. С другой стороны, анализ результатов показывает, что обе модели несколько завышают влияние прочности на процесс проникания для головной части струи, о чем, например, говорит увеличение разброса результатов при $x = 0$ на рис. 4 по сравнению с рис. 3. На основании этого можно предположить, что в действительности механизм «включения прочности» является еще более резким, чем в модели 2: для рассмотренных материалов преград при скорости элементов медной струи в 2 км/с влияния прочности еще практически нет, а при скорости $\sim 1,5$ км/с для преград из обеих сталей и дюралюминия оно уже значительно.

Таким образом, результаты данной работы подтвердили высказанное [6] предположение, что методика «восстановления КС» при использовании сплошных струй может оказаться неплохим инструментом для изучения прочностных характеристик материалов при высоких скоростях деформации. В идейном плане эта методика качественно похожа на методику Тейлора (см., например, [13]) определения динамического предела эластичности металлов при внедрении бойков. Основное отличие заключается в том, что решается не прямая задача о движении бойка в рамках принятой модели проникания, а проводится обратная процедура восстановления струи по характеристикам проникания в рамках выбранных моделей проникания и движения элементов струи. Получено, что при проникании КС эффективные значения динамической твердости преград оказываются несколько выше, чем при проникании монолитных бойков.

ЛИТЕРАТУРА

1. Баум Ф. А., Орленко Л. П., Станюкович К. П. и др. Физика взрыва.— М.: Наука, 1975.
2. Лаврентьев М. А., Шабат Б. В. Проблемы гидродинамики и их математические модели.— М.: Наука, 1973.
3. Eichelberger R. J. Experimental test of the theory of penetration by metallic jets // J. Appl. Phys.— 1956.— V. 27, N 1.
4. Кинеловский С. А., Тришин Ю. А. Физические аспекты кумуляции // ФГВ.— 1980.— № 5.
5. Златин Н. А., Кожушко А. А. Гидродинамические модельные представления в теории высокоскоростного взаимодействия твердых тел и границы их применимости // ЖТФ.— 1982.— Т. 52, № 2.
6. Кинеловский С. А. Начальная стадия проникания кумулятивной струи в преграду // Динамика сплошной среды.— Новосибирск: ИГ СО АН СССР, 1980.— Вып. 48.
7. Van Thiel M., Wilkins M., Mitchell A. Shaped charge sequencing // Intern. J. Rock Mech. Min. Sci. Geomech. Abstrs.— 1975.— V. 12, N 9.
8. Carleone J., Jameson R., Chou P. C. The tip origin of a shaped charge jet // Propellants and Explosives.— 1977.— V. 2, N 6.
9. Hirsch E. A formula for the shaped charge jet breakup-time // Propellants and Explosives.— 1979.— V. 4, N 5.
10. Cook M. A. Mechanism of cratering in ultra-high velocity impact // J. Appl. Phys.— 1959.— V. 30, N 5.
11. Hirsch E. The natural spread and tumbling of the shaped charge jet segments // Propellants and Explosives.— 1981.— V. 6, N 4.

*

21. DiPersio R., Simon J., Menedrino A. B. Penetration of shaped charge jets into metallic targets/BRL Report N 1296, AD — 478717.
 13. Уилкинс М. А., Гуинан М. У. Удар цилиндра по жесткой преграде // Механика. — М., 1973. — Вып. 3(139).

Поступила 21/III 1988 г.,
 в окончательном варианте — 11/V 1988 г.

УДК 539.3

ОПТИМИЗАЦИЯ ТЕРМОУПРУГИХ СЛОИСТЫХ ТЕЛ

В. В. Алехин, Б. Д. Аннин

(Новосибирск)

Задачи синтеза слоистых тел — одно из перспективных направлений в области структурной оптимизации. Им посвящен ряд работ [1—7], касающихся вопросов проектирования слоистых теплозащитных панелей, многослойных волновых фильтров упругих слоистых тел. В задачах синтеза слоистых конструкций в качестве управляющих параметров выбираются структура конструкции и ее геометрические размеры. Управлением, характеризующим структуру слоистых тел, является кусочно-постоянная функция с дискретной областью значений. Поэтому при выводе управляющих уравнений, построении численных алгоритмов решения задач синтеза необходимо использовать методы теории оптимального управления: принцип максимума, конечные вариации управления на множествах малой лебеговой меры. Структура и размеры слоистой конструкции полностью определяются в процессе оптимизации, хотя заранее количество слоев в конструкции, их размеры и материалы слоев не известны.

В настоящей работе рассматривается задача синтеза из конечного набора упругих однородных изотропных материалов многослойной сферической оболочки минимального веса, находящейся в стационарном температурном поле, нагруженной внутренним и внешним гидростатическим давлением, при заданных ограничениях на прочность сферы, ее размеры и критическую нагрузку потери устойчивости. Получены необходимые условия оптимальности, построен вычислительный алгоритм и приведен пример расчета оптимальной сферической оболочки.

1. Постановка задачи. Пусть имеется набор W , состоящий из l однородных изотропных материалов. Из него требуется синтезировать слоистую сферическую оболочку минимального веса.

Пусть r_1, r_2 — радиусы внутренней и внешней поверхностей рассматриваемой оболочки. Для определенности на границе r_1 будем считать известной температуру T_1 и давление p_1 , а на внешней границе r_2 зададим теплообмен по закону Ньютона и давление p_2 . Напряженно-деформированное состояние многослойной сферы в предположении, что имеет местной сферической симметрии, описывается краевой задачей, включающей в себя уравнение равновесия

$$(1.1) \quad d\sigma_r/dr + 2(\sigma_r - \sigma_\varphi)/r = 0;$$

стационарное уравнение теплопроводности

$$(1.2) \quad \frac{d}{dr} \left(r^2 \lambda \frac{dT}{dr} \right) = 0;$$

соотношения термоупругости

$$(1.3) \quad \sigma_r = \frac{E}{(1+\nu)(1-2\nu)} \left[(1-\nu) \frac{du}{dr} + 2\nu \frac{u}{r} - \alpha(1+\nu)T \right],$$

$$\sigma_\varphi = \frac{E}{(1+\nu)(1-2\nu)} \left[\frac{u}{r} + \nu \frac{du}{dr} - \alpha(1+\nu)T \right];$$

краевые условия

$$(1.4) \quad \sigma_r(r_1) = -p_1, \quad \sigma_r(r_2) = -p_2;$$

$$(1.5) \quad T(r_1) = T_1, \quad \lambda(r_2) \frac{dT}{dr}(r_2) = k [T_2 - T(r_2)],$$

где $u(r)$, $\sigma_r(r)$, $\sigma_\varphi(r)$, $T(r)$ — соответственно радиальное смещение точки тела, компоненты радиальных и окружных напряжений и стационарные