Институт механики Академии Наук Союза ССР
Прикладная математика и механика. Том IX, 1945

К ОПРЕДЕЛЕНИЮ НАПРЯЖЕНИЙ В АНИЗОТРОПНОЙ, УПРУГОЙ И ОДНОРОДНОЙ СРЕДЕ, СОСТОЯЩЕЙ ИЗ НЕСКОЛЬКИХ СОПРЯЖЕННЫХ МЕЖДУ СОБОЙ ПОСРЕДСТВОМ ПОСАДКИ ТЕЛ

Д. И. Шерман

(Москва)

Предположим, что анизотропная плоская среда заполняет в плоскости $z=x+iy$ конечную односвязную область S и состоит из $m+1$ тел с одинаковыми упругими свойствами, заполняющих области $S_k (k=0, 1,\ldots, m)$. Из них пусть S_0 — многосвязная область, имеющая m отверстий, в каждое из которых при сопряжении тел (осуществляемом посадкой посредством нагрева или запрессовки) вставляется одна из областей $S_k (k=1, \ldots, m)$. Для простоты будем считать, что области S_k $(k=1, \ldots, m)$ односвязные[1].

Обозначим через L и γ_k кривые, ограничивающие соответственно области S и $S_k (k=1, \ldots, m)$. При этом контур, ограничивающий область S_0, будет состоять из $m+1$ кривых: внешней границы L и внутренних границ $\gamma_k (k=1, \ldots, m)$. Условимся обходить их в положительном направлении относительно области S_0, иначе говоря, обход L будем совершать в направлении, противоположном движению часовой стрелки, а обход $\gamma_k (k=1, \ldots, m)$, наоборот, в направлении, совпадающем с движением часовой стрелки.

Для определенности предположим, что известны внешние силы[2], действующие на кривой L. Кроме того, будем считать, что на каждой из кривых γ_k известен скачок, испытываемый вектором смещения при приближении к ней со стороны различных примыкающих тел. Что же касается вектора напряжения, то он изменяется непрерывно при переходе из одного тела в другое сквозь γ_k, если к последней не приложены внешние усилия. В противном случае он будет при движении сквозь γ_k претерпевать разрыв, значение которого также будет известно.

Введем комплексные плоскости $z_1=x_1+iy_1$ и $z_2=x_2+iy_2$ и возьмем переменные z_1 и z_2 равными

$$z_1=x+\mu_1 y, \qquad z_2=x+\mu_2 y \tag{1}$$

где μ_1 и μ_2 — некоторые отличные друг от друга и не сопряженные между собой комплексные числа, являющиеся корнями так называемого характеристического уравнения [1]. Тогда, полагая $\mu_1=\mu_1'+i\mu_1''$, $\mu_2=\mu_2'+i\mu_2''$, где $\mu_1', \ldots$ и μ_2'' — вещественные числа, и отделяя в (1) вещественные и мнимые части, найдем

$$x_1=x+\mu_1' y, \quad y_1=\mu_1'' y; \qquad x_2=x+\mu_2' y, \quad y_2=\mu_2'' y \tag{2}$$

Последние формулы дают преобразование областей S, S_k на области $S^{(1)}$, $S_k^{(1)}$ и $S^{(2)}$, $S_k^{(2)}$ $(k=0, 1, \ldots, m)$, лежащие соответственно в плоскостях z_1 и z_2; из них области $S_0^{(1)}$ и $S_0^{(2)}$ будут многосвязными, а $S_k^{(1)}$ и $S_k^{(2)}$ $(k=1, \ldots, m)$ — односвязными. При этом кривые L, γ_k перейдут в кривые $L^{(1)}, \gamma_k^{(1)}$ и $L^{(2)}, \gamma_k^{(2)}$, $(k=1, \ldots, m)$ [ограничивающие области $S_k^{(1)}$ и $S_k^{(2)}$ $(k=0, 1, \ldots, m)$] и при каждом из этих преобразований соответствие обходов будет прямым [2].

---

[1] Предположение, что области S и $S_k (k=1, \ldots, m)$ односвязные, не вызывается необходимостью и вводится здесь лишь с целью упростить изложение.

[2] Можно также предположить, что на L известны компоненты вектора смещения, или взять случай каких-либо смешанных заданий.

Определение компонентов напряжений и деформаций в среде сводится к отысканию функций $\varphi_k^{(1)}(z_1)$ и $\varphi_k^{(2)}(z_2)$, регулярных в областях $S_k^{(1)}$ и $S_k^{(2)}$ $(k=0, 1, \ldots, m)$ соответственно от переменных z_1 и z_2 и удовлетворяющих предельным условиям[1]

$$a^{(1)}\varphi_0^{(1)}(t_1)+b^{(1)}\overline{\varphi_0^{(1)}(t_1)}+a^{(2)}\varphi_0^{(2)}(t_2)+b^{(2)}\overline{\varphi_0^{(2)}(t_2)}=f(t) \quad \text{на } L \tag{3}$$

$$a^{(1)}\varphi_0^{(1)}(t_1)+b^{(1)}\overline{\varphi_0^{(1)}(t_1)}+a^{(2)}\varphi_0^{(2)}(t_2)+b^{(2)}\overline{\varphi_0^{(2)}(t)}=$$
$$=a^{(1)}\varphi_k^{(1)}(t_1)+b^{(1)}\overline{\varphi_k^{(1)}(t_1)}+a^{(2)}\varphi_k^{(2)}(t_2)+b^{(2)}\overline{\varphi_k^{(2)}(t_2)}+f_k(t)$$
$$\text{на } \gamma_k\,(k, 1, \ldots, m) \tag{4}$$

$$c^{(1)}\varphi_0^{(1)}(t_1)+d^{(1)}\overline{\varphi_0^{(1)}(t_1)}+c^{(2)}\varphi_0^{(2)}(t_2)+d^{(2)}\overline{\varphi_0^{(2)}(t_2)}=$$
$$=c^{(1)}\varphi_k^{(1)}(t_1)+d^{(1)}\overline{\varphi_k^{(1)}(t_1)}+c^{(2)}\varphi_k^{(2)}(t_2)+d^{(2)}\overline{\varphi_k^{(2)}(t_2)}+g_k(t)$$
$$\text{на } \gamma_k\,(k=1, \ldots, m)$$

где t — аффикс произвольной точки кривых L и γ_k, а t_1 и t_2 — аффиксы соответствующих ей точек $L^{(1)}$, $\gamma_k^{(1)}$ и $L^{(2)}$, $\gamma_k^{(2)}$; функции $f(t)$ и $f_k(t)$ определяются по заданным на L и γ_k внешним силам и удовлетворяют условию

$$\operatorname{Re}\left\{\int_L f(t)\,dt+\sum_{k=1}^{m}\int_{\gamma_k} f_k(t)\,\overline{dt}\right\}=0 \tag{5}$$

выражающему обращение в нуль главного момента этих сил (символ Re указывает, что берется вещественная часть от рядом стоящего выражения). Далее $g_k(t)$ — известные на γ_k значения скачков векторов смещения [2] и, наконец, $a^{(1)}, \ldots$ и $d^{(2)}$ — постоянные, зависящие от упругих свойств среды. Первые четыре из них равны

$$\begin{aligned} a^{(1)}&=1+i\mu_1, & b^{(1)}&=1+i\overline{\mu_1}\\ a^{(2)}&=1+i\mu_2, & b^{(2)}&=1+i\overline{\mu_2}\end{aligned} \tag{6}$$

Остальные же выражаютск более сложным образом, и мы не будем их здесь выписывать. Положим

$$\varphi_0^{(1)}(t_1)-\varphi_k^{(1)}(t_1)=\omega_k^{(1)}(t_1),$$
$$\text{на } \gamma_k\,(k=1, \ldots, m) \tag{7}$$
$$\varphi_0^{(2)}(t_2)-\varphi_k^{(2)}(t_2)=\omega_k^{(2)}(t_2)$$

Тогда, присоединив к уравнениям (4) с ними сопряженные, для определения функций $\omega_k^{(1)}(t_1)$ и $\omega_k^{(2)}(t_2)$ получим систему

$$\begin{gathered}
a^{(1)}\omega_k^{(1)}(t_1)+b^{(1)}\omega_k^{(1)}(t_1)+a^{(2)}\omega_k^{(2)}(t_2)+b^{(2)}\overline{\omega_k^{(2)}(t_2)}=f_k(t)\\
\overline{b^{(1)}}\omega_k^{(1)}(t_1)+\overline{a^{(1)}}\,\overline{\omega_k^{(1)}(t_1)}+\overline{b^{(2)}}\omega_k^{(2)}(t_2)+\overline{a^{(2)}}\,\overline{\omega_k^{(2)}(t_2)}=\overline{f_k(t)}\\
c^{(1)}\omega_k^{(1)}(t_1)+d^{(1)}\overline{\omega_k^{(1)}(t_1)}+c^{(2)}\omega_k^{(2)}(t_2)+d^{(2)}\overline{\omega_k^{(2)}(t_2)}=g_k(t)\\
\overline{d^{(1)}}\omega_k^{(1)}(t_1)+\overline{c^{(1)}}\,\overline{\omega_k^{(1)}(t_1)}+\overline{d^{(2)}}\omega_k^{(2)}(t_2)+\overline{c^{(2)}}\,\overline{\omega_k^{(2)}(t_2)}=\overline{g_k(t)}
\end{gathered} \tag{8}$$

---

[1] Аналогичная задача для изотропной среды была нами рассмотрена раньше [3].

на γ_k $(k=1, \ldots, m)$. Эта система разрешима единственным образом[1].

Из нее найдем $\omega_k^{(1)}(t_1)$ и $\omega_k^{(2)}(t_2)$, выразив их через заданные функции $f_k(t)$ и $g_k(t)$.

После этого на основании известной теоремы о предельных значениях интеграла типа Коши перепишем формулы (7) в виде

$$\begin{aligned}
&\varphi_0^{(1)}(t_1)-\lim_{z_1\to t_1}\frac{1}{2\pi i}\int\limits_{\gamma_k^{(1)}}\frac{\omega_k^{(1)}(t_1^*)}{t_1^*-z_1}dt_1^*=\\
&\qquad=\varphi_k^{(1)}(t_1)-\lim_{z_1\to t_1}\frac{1}{2\pi i}\int\limits_{\gamma_k^{(1)}}\frac{\omega_k^{(1)}(t_1^*)}{t_1^*-z_1}dt_1^*\\
&\varphi_0^{(2)}(t_2)-\lim_{z_2\to t_2}\frac{1}{2\pi i}\int\limits_{\gamma_k^{(2)}}\frac{\omega_k^{(2)}(t_2^*)}{t_2^*-z_2}dt_2^*=\\
&\qquad=\varphi_k^{(2)}(t_2)-\lim_{z_2\to t_2}\frac{1}{2\pi i}\int\limits_{\gamma_k^{(2)}}\frac{\omega_k^{(2)}(t_2^*)}{t_2^*-z_2}dt_2^*
\end{aligned}\tag{9}$$

на γ_k $(k=1, \ldots, m)$, где в левых частях последних равенств точки z_1 и z_2 стремятся к t_1 и t_2 извне кривых $\gamma_k^{(1)}$ и $\gamma_k^{(2)}$, а в правых частях, наоборот, z_1 и z_2 стремятся к точкам t_1 и t_2 изнутри тех же кривых.

Введем в области S_0 новые функции, также регулярные соответственно в $S_0^{(1)}$ и $S_0^{(2)}$ и равные

$$\begin{aligned}
\psi_0^{(1)}(z_1)&=\varphi_0^{(1)}(z_1)-\sum_{k=1}^{m}\frac{1}{2\pi i}\int\limits_{\gamma_k^{(1)}}\frac{\omega_k^{(1)}(t_1^*)}{t_1^*-z_1}dt_1^*\\
\psi_0^{(2)}(z_2)&=\varphi_0^{(2)}(z_2)-\sum_{k=1}^{m}\frac{1}{2\pi i}\int\limits_{\gamma_k^{(2)}}\frac{\omega_k^{(2)}(t_2^*)}{t_2^*-z_2}dt_2^*
\end{aligned}\tag{10}$$

Взяв какое-либо фиксированное значение j из ряда $k=1, \ldots, m$, устремим в последних равенствах z_1 и z_2 к точкам t_1 и t_2 кривых $\gamma_j^{(1)}$ и $\gamma_j^{(2)}$. Тогда, принимая еще во внимание (9), будем иметь

$$\begin{aligned}
\psi_0^{(1)}(t_1)&=\varphi_j^{(1)}(t_1)-\lim_{z_1\to t_1}\sum_{k=1}^{m}\frac{1}{2\pi i}\int\limits_{\gamma_k^{(1)}}\frac{\omega_k^{(1)}(t_1^*)}{t_1^*-z_1}dt_1^*\\
\psi_0^{(2)}(t_2)&=\varphi_j^{(2)}(t_2)-\lim_{z_2\to t_2}\sum_{k=1}^{m}\frac{1}{2\pi i}\int\limits_{\gamma_k^{(2)}}\frac{\omega_k^{(2)}(t_2^*)}{t_2^*-z_2}dt_2^* \quad \text{на } \gamma_j
\end{aligned}\tag{11}$$

где в правых частях точки z_1 и z_2 стремятся к t_1 и t_2 изнутри $\gamma_j^{(1)}$ и $\gamma_j^{(2)}$.

Первое из равенств (11) показывает, что $\psi_0^{(1)}(z_1)$ аналитически продолжима в область

---

[1] В статье[2] было показано, что однородная система

$$\begin{gathered}
a^{(1)}A^{(1)}-b^{(1)}\overline{A^{(1)}}+a^{(2)}A^{(2)}-b^{(2)}\overline{A^{(2)}}=0\\
-\overline{b^{(1)}}A^{(1)}+a^{(1)}\overline{A^{(1)}}-\overline{b^{(2)}}A^{(2)}+a^{(2)}\overline{A^{(2)}}=0\\
c^{(1)}A^{(1)}-d^{(1)}\overline{A^{(1)}}+c^{(2)}A^{(2)}-d^{(2)}\overline{A^{(2)}}=0\\
-\overline{d^{(1)}}A^{(1)}+\overline{c^{(1)}}\overline{A^{(1)}}-\overline{d^{(2)}}A^{(2)}+\overline{c^{(2)}}\overline{A^{(2)}}=0
\end{gathered}$$

имеет только тривиальное решение $A^{(1)}=A^{(2)}=0$. Положив в ней $A^{(1)}=i\,B^{(1)}$ и $A^{(2)}=iB^{(2)}$, получим новую однородную систему, также имеющую лишь тривиальное решение $B^{(1)}=B^{(2)}=0$, и определитель которой совпадает с определителем системы (8). Отсюда следует, что последняя всегда имеет единственное решение.

$S_j^{(1)}$ и регулярна в ней, так как на $\gamma_j^{(1)}$ она совпадает с предельными значениями функции

$$\varphi_j^{(1)}(z_1) - \sum_{k=1}^{m} \frac{1}{2\pi i} \int_{\gamma_k^{(1)}} \frac{\omega_k^{(1)}(t_1^*)}{t_1^* - z_1} dt_1^*$$

регулярной в $S_j^{(1)}$. Аналогично убеждаемся, что функция $\psi_0^{(2)}(z_2)$ аналитически продолжима и регулярна в $S_j^{(2)}$.

Так как j можно взять равным любому из чисел $1, \ldots, m$, то отсюда заключаем, что функции $\psi_0^{(1)}(z_1)$ и $\psi_0^{(2)}(z_2)$ аналитически продолжимы соответственно в каждую из областей $S_k^{(1)}$ и $S_k^{(2)}$ $(k = 1, \ldots, m)$ и регулярны в них. Следовательно, они будут регулярными соответственно в односвязных областях $S^{(1)}$ и $S^{(2)}$.

Возвращаясь к равенству (3), перепишем его, учитывая формулы (10), в виде

$$a^{(1)}\psi_0^{(1)}(t_1) + b^{(1)}\overline{\psi_0^{(1)}(t_1)} + a^{(2)}\psi_0^{(2)}(t_2) + b^{(2)}\overline{\psi_0^{(2)}(t_2)} = F(t) \quad \text{на } L \tag{12}$$

при этом

$$F(t) = f(t) - \sum_{k=1}^{m} \{a^{(1)}\chi_k^{(1)}(t_1) + b^{(1)}\overline{\chi_k^{(1)}(t_1)} + a^{(2)}\chi_k^{(2)}(t_2) + b^{(2)}\overline{\chi_k^{(2)}(t_2)}\} \tag{13}$$

где

$$\chi_k^{(1)}(t_1) = \frac{1}{2\pi i} \int_{\gamma_k^{(1)}} \frac{\omega_k^{(1)}(t_1^*)}{t_1^* - t_1} dt_1^*, \qquad \chi_k^{(2)}(t_2) = \frac{1}{2\pi i} \int_{\gamma_k^{(2)}} \frac{\omega_k^{(2)}(t_2^*)}{t_2^* - t_2} dt_2^*$$

Как показывает равенство (12), определение функций $\psi_0^{(1)}(z_1)$ и $\psi_0^{(2)}(z_2)$ сводится к решению так называемой первой основной задачи теории упругости для односвязной области S. Для того чтобы эта задача имела решение, необходимо и достаточно, чтобы выполнялось условие

$$\operatorname{Re} \int_L F(t)\, dt = 0 \tag{14}$$

Нетрудно проверить, что оно на самом деле имеет место. Действительно, умножим обе части (13) на $\overline{dt}$ и проинтегрируем по кривой L. Тогда после несложных преобразований найдем

$$\int_L F(t)\, \overline{dt} = \int_L f(t)\, \overline{dt} -$$

$$- \sum_{k=1}^{m} \Bigg[\frac{1}{i(\bar{\mu}_1 - \mu_1)} \Bigg\{ \int_L [(1+\mu_1^2)\chi_k^{(1)}(t_1)\, \overline{dt}_1 - (1+\bar{\mu}_1^2)\overline{\chi_k^{(1)}(t_1)}\, dt_1] +$$

$$+ (1 + \mu_1\bar{\mu}_1) \int_{\gamma_k^{(1)}} [\omega_k^{(1)}(t_1)\, dt_1 - \overline{\omega_k^{(1)}(t_1)}\, \overline{dt_1}] \Bigg\} +$$

$$+ \frac{1}{i(\bar{\mu}_2 - \mu_2)} \Bigg\{ \int_L [(1+\mu_2^2)\chi_k^{(2)}(t_2)\, \overline{dt}_2 - (1+\bar{\mu}_2^2)\overline{\chi_k^{(2)}(t_2)}\, dt_2] +$$

$$+ (1 + \mu_2\bar{\mu}_2) \int_{\gamma_k^{(2)}} [\omega_k^{(2)}(t_2)\, dt_2 - \overline{\omega_k^{(2)}(t_2)}\, \overline{dt_2}] \Bigg\} -$$

$$- \int_{\gamma_k^{(1)}} \{\omega_k^{(1)}(t_1)\, dt_1 + \overline{\omega_k^{(1)}(t_1)}\, \overline{dt_1}\} - \int_{\gamma_k^{(2)}} \{\omega_k^{(2)}(t_2)\, dt_2 + \overline{\omega_k^{(2)}(t_2)}\, \overline{dt_2}\} \Bigg]$$

Далее, умножим обе части первого из равенств (8) на $\overline{dt}$ и проинтегрируем по каждой из кривых γ_k. Будем иметь

$$\frac{1}{i(\bar{\mu}_1-\mu_1)}\left\{\int\limits_{\gamma_k^{(1)}}[(1+\mu_1^2)\,\omega_k^{(1)}(t_1)\,\overline{dt}_1-(1+\bar{\mu}_1^2)\,\overline{\omega_k^{(1)}(t_1)}\,dt_1]-\right.$$
$$\left.-(1+\mu_1\bar{\mu}_1)\int\limits_{\gamma_k^{(1)}}[\omega_k^{(1)}(t_1)\,dt_1-\overline{\omega_k^{(1)}(t_1)\,dt_1}]\right\}+$$
$$+\frac{1}{i(\bar{\mu}_2-\mu_2)}\left\{\int\limits_{\gamma_k^{(2)}}[(1+\mu_2^2)\,\omega_k^{(2)}(t_2)\,\overline{dt}_2-(1+\bar{\mu}_2^2)\,\overline{\omega_k^{(2)}(t_2)}\,dt_2]-\right.$$
$$\left.-(1+\mu_2\bar{\mu}_2)\int\limits_{\gamma_k^{(2)}}[\omega_k^{(2)}(t_2)\,dt_2-\overline{\omega_k^{(2)}(t_2)\,dt_2}]\right\}+$$
$$+\int\limits_{\gamma_k^{(1)}}\{\omega_k^{(1)}(t_1)\,dt_1+\overline{\omega_k^{(1)}(t_1)}\,\overline{dt_1}\}+\int\limits_{\gamma_k^{(2)}}\{\omega_k^{(2)}(t_2)\,dt_2+\overline{\omega_k^{(2)}(t_2)\,dt_2}\}=$$
$$=\int\limits_{\gamma_k}f_k(t)\,\overline{dt}\qquad(k=1,\ldots,m)$$

Сложив два последних равенства, получим

$$\int\limits_L F(t)\,\overline{dt}=\left\{\int\limits_L f(t)\,\overline{dt}+\sum_{k=1}^{m}\int\limits_{\gamma_k}f_k(t)\,\overline{dt}\right\}- \tag{15}$$
$$-\sum_{k=1}^{m}\left[\frac{1}{i(\bar{\mu}_1-\mu_1)}\left\{\int\limits_L[(1+\mu_1^2)\,\chi_k^{(1)}(t_1)\overline{dt}_1-(1+\bar{\mu}_1^2)\,\overline{\chi_k^{(1)}(t_1)}\,dt_1]+\right.\right.$$
$$\left.+\int\limits_{\gamma_k^{(1)}}[(1+\mu_1^2)\,\omega_k^{(1)}(t_1)\,\overline{dt_1}-(1+\bar{\mu}_1^2)\,\overline{\omega_k^{(1)}(t_1)}\,dt_1]\right\}+$$
$$+\frac{1}{i(\bar{\mu}_2-\mu_2)}\left\{\int\limits_L[(1+\mu_2^2)\,\chi_k^{(2)}(t_2)\,\overline{dt}_2-(1+\bar{\mu}_2^2)\,\overline{\chi_k^{(2)}(t_2)}\,dt_2]+\right.$$
$$\left.\left.+\int\limits_{\gamma_k^{(2)}}[(1+\mu_2^2)\,\omega_k^{(2)}(t_2)\,\overline{dt}_2-(1+\bar{\mu}_2^2)\overline{\omega_k^{(2)}(t_2)}\,dt_2]\right\}\right]$$

В силу (5) первое слагаемое, содержащееся в фигурных скобках в правой части равенства (15), есть величина чисто мнимая; остальные слагаемые в той же правой части, как легко видеть, суть также величины чисто мнимые. Отсюда следует условие (14).

Определив $\psi_0^{(1)}(z_1)$ и $\psi_0^{(2)}(z_2)$, найдем из равенств (9) и (10) искомые функции $\varphi_k^{(1)}(z_1)$ и $\varphi_k^{(2)}(z_2)$ $(k=0,1,\ldots,m)$.

Если кривая L есть круг или эллипс, то функции $\psi_0^{(1)}(z_1)$ и $\psi_0^{(2)}(z_2)$ фактически определяются довольно просто. В этом случае так же просто (при произвольных, вообще говоря, кривых γ_k) определяются и функции $\varphi_k^{(1)}(z_1)$ и $\varphi_k^{(2)}(z_2)$ $(k=0,1,\ldots,m)$.

Следует отметить, что в общем случае, когда упругие свойства тел, содержащихся в среде, различны, задача о посадке может быть сведена к системе интегральных уравнений Фредгольма. Из нее для частного случая, рассмотренного в настоящей статье, мы также получим (несколько упрощенную) систему Фредгольма. При этом (аналогично тому, как для изотропной среды) необходимо должно быть введено предположение, что кривые L и γ_k не имеют ни общих дуг, ни общих точек соприкосновения, иначе ядра уравнений будут сингулярными. Между тем прием, указанный нами здесь, как легко видеть, сохраняет силу без изменения и тогда, когда кривые L и γ_k имеют общие дуги или касаются друг друга.

Поступила в редакцию
29 VIII 1944

Институт механики
Академии Наук СССР

D. I. SHERMAN.—STRESSES IN AN ANISOTROPIC ELASTIC HOMOGENEOUS MEDIUM FORMED BY FLUSH FITTING OF BODIES

The author investigates a homogeneous plane medium filling the monoconnected finite domain S and consisting of $m+1$ bodies with analogous elastic properties and filling the domains S_k $(k=0, \ldots, m)$, so that

$$\sum_0^m S_k = S.$$

The domain S_0 is assumed to be polyconnected and containing m openings, each of which confines one of the monoconnected domains S_k $(k=1, \ldots, m)$ flush (by means of heating or pressing).

Further, it is supposed that on the curve bounding the domain S the external forces are given and on the curves bounding the domains S_k the ruptures of displacement vectors and stresses at passages from one body to another are known.

For these conditions the distributions of stresses and deformations in the medium are given.

ЛИТЕРАТУРА

1. Лехницкий С. Г. Некоторые случаи плоской задачи теории упругости анизотропного тела. Сб.«Экспериментальные методы определения напряжений и деформаций в упругой и пластической зонах». ОНТИ НКТП. 1935.
2. Шерман Д. И. Плоская задача теории упругости для анизотропной среды. «Труды Сейсмологического института Академии Наук СССР». 1938. № 86.
3. Шерман Д. И. Об одной задаче теории упругости. Доклады Академии Наук СССР. 1940. Т. XXVII, № 9.