ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԶԳԱՅԻՆ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ
ИЗВЕСТИЯ НАЦИОНАЛЬНОЙ АКАДЕМИИ НАУК АРМЕНИИ

Մեխանիկա 51, №1, 1998 Механик

УДК 539.3

О ВЫСШИХ ПРИБЛИЖЕНИЯХ В ЗАДАЧЕ О СОБСТВЕННЫХ КОЛЕБАНИЯХ ДВУХСЛОЙНОЙ ОРТОТРОПНОЙ ПОЛОСЫ

Саркисян Л.С.

Լ.Ս. Սարգսյան

Օրթոտրոպ երկշերտի սեփական տատանումների խնդրում բարձր մոտավորությունների մասին

Դիտարկվում է օրթոտրոպ երկշերտի սեփական հաճախությունների և սեփական տատանումների ձևերի որոշման հարցը: Ասիմպտոտիկ մեթոդով ստացված են սեփական հաճախությունների որոշման բնութագրիչ հավասարումները: Ցույց է տրված, որ սեփական հաճախությունները որոշվում են խնդրի լուծման ասիմպտոտիկ ներկայացման սկզբնական մոտավորությունից, իսկ բարձր մոտավորությունները ազդում են տատանման ամպլիտուդների արժեքների վրա:

L.S. Sarkissian

On highest approximations in the problem of free vibrations of two-layered orthotropic strip

Рассмотрен вопрос определения собственных частот и форм собственных колебаний двухслойной ортотропной полосы. Асимптотическим методом получены уравнения частот. Доказано, что частоты определяются из уравнений для исходного приближения асимптотического разложения. Установлено, что высшие приближения не влияют на значения частот, ими обусловлены изменения амплитуд собственных колебаний.

Рассматривается задача о собственных колебаниях двухслойной ортотропной полосы. В работе [1] определение частот собственных колебаний в смешанной задаче для двухслойной ортотропной полосы асимптотическим методом [2-5] сведено к решению системы из двух уравнений относительно компонентов вектора перемещения. Для исходного приближения эти уравнения независимы, после их решения и удовлетворения граничным и контактным условиям получены трансцендентные уравнения, откуда определяются частоты собственных колебаний. Доказано, что в ортотропной двухслойной полосе возникают сдвиговые и продольные колебания. Собственные функции, соответствующие этим собственным частотам, составляют ортогональную систему. Возникает естественный вопрос — каков вклад высших приближений? В работе доказано, что высшие приближения не влияют на частоты собственных колебаний и не приводят к определению принципиально новых функций интегрирования. В конечном итоге эти приближения влияют на амплитуды собственных колебаний.

1. Имеем двухслойную полосу из ортотропных слоев $\Omega = \{(x,y): x \in [0,l],\ y \in [-h_2, h_1],\ \max(h_1,h_2) << l\}$. При асимптотическом подходе определение частот собственных колебаний, соответствующее граничным условиям

$$\begin{aligned} &\sigma_{22}^{I} = 0, \quad \sigma_{12}^{I} = 0 \quad \text{при} \quad \zeta = \zeta_1 \\ &u^{II} = 0, \quad v^{II} = 0 \quad \text{при} \quad \zeta = -\zeta_2 \end{aligned} \tag{1.1}$$

и условиям полного контакта между слоями

$$u^{I} = u^{II},\ v^{I} = v^{II},\ \sigma_{22}^{I} = \sigma_{22}^{II},\ \sigma_{12}^{I} = \sigma_{12}^{II} \quad \text{при} \quad \zeta = 0 \tag{1.2}$$

приводится для произвольного приближения s к решению следующей системы относительно компонентов вектора перемещения [1]:

$$\frac{\partial^2 u^{(j,s)}}{\partial\zeta^2}+a_{66}^{(j)}\rho^{(j)}\omega_*^2 u^{(j,s)}=-\frac{\partial^2 v^{(j,s-1)}}{\partial\xi\partial\zeta}-a_{66}^{(j)}\frac{\partial\sigma_{11}^{(j,s-1)}}{\partial\xi}$$

$$\frac{\partial^2 v^{(j,s)}}{\partial\zeta^2}+A_{11}^{(j)}\rho^{(j)}\omega_*^2 v^{(j,s)}=\frac{a_{12}^{(j)}}{a_{11}^{(j)}}\frac{\partial^2 u^{(j,s-1)}}{\partial\xi\partial\zeta}-A_{11}^{(j)}\frac{\partial\sigma_{12}^{(j,s-1)}}{\partial\xi} \qquad (1.3)$$

где $\zeta_1=h_1/h,\ \zeta_2=h_2/h,\ \omega_*^2=h^2\omega^2,\ h=\max(h_1,h_2),\ h_1$ – толщина верхнего слоя, h_2 – толщина нижнего слоя, ω – частота собственных колебаний двухслойной ортотропной полосы.

Для вычисления же компонентов тензора напряжений имеются формулы

$$\sigma_{12}^{(j)}=\frac{1}{a_{66}^{(j)}}\frac{\partial u^{(j,s)}}{\partial\zeta}+\frac{1}{a_{66}^{(j)}}\frac{\partial v^{(j,s-1)}}{\partial\xi},\ \sigma_{22}^{(j,s)}=\frac{1}{A_{11}^{(j)}}\frac{\partial v^{(j,s)}}{\partial\zeta}-\frac{1}{A_{12}^{(j)}}\frac{\partial u^{(j,s-1)}}{\partial\xi}$$

$$\sigma_{11}^{(j,s)}=-\frac{1}{A_{12}^{(j)}}\frac{\partial v^{(j,s)}}{\partial\zeta}+\frac{1}{A_{22}^{(j)}}\frac{\partial u^{(j,s-1)}}{\partial\xi},\ A_{11}^{(j)}=\frac{a_{11}^{(j)}a_{22}^{(j)}-\left(a_{12}^{(j)}\right)^2}{a_{11}^{(j)}}$$

$$A_{12}^{(j)}=\frac{a_{11}^{(j)}a_{22}^{(j)}-\left(a_{12}^{(j)}\right)^2}{a_{12}^{(j)}},\ A_{22}^{(j)}=\frac{a_{11}^{(j)}a_{22}^{(j)}-\left(a_{12}^{(j)}\right)^2}{a_{22}^{(j)}} \qquad (1.4)$$

При $s=0$ уравнения (1.3) однородны и независимы. После их решения и удовлетворения условиям (1.1), (1.2) получаются следующие трансцендентные уравнения для определения собственных частот:

$$\sqrt{\frac{\rho^{II}G^{II}}{\rho^{I}G^{I}}}\cos\sqrt{\frac{\rho^{I}}{G^{I}}}\omega_*\zeta_1\cdot\cos\sqrt{\frac{\rho^{II}}{G^{II}}}\omega_*\zeta_2-\sin\sqrt{\frac{\rho^{I}}{G^{I}}}\omega_*\zeta_1\cdot\sin\sqrt{\frac{\rho^{II}}{G^{II}}}\omega_*\zeta_2=0 \qquad (1.5)$$

$$\sqrt{\frac{\rho^{II}E_2^{II}\left(1-\nu_{12}^{I}\nu_{21}^{I}\right)}{\rho^{I}E_2^{I}\left(1-\nu_{12}^{II}\nu_{21}^{II}\right)}}\cos\sqrt{\frac{\rho^{I}\left(1-\nu_{12}^{I}\nu_{21}^{I}\right)}{E_2^{I}}}\omega_*\zeta_1\cdot\cos\sqrt{\frac{\rho^{II}\left(1-\nu_{12}^{II}\nu_{21}^{II}\right)}{E_2^{II}}}\omega_*\zeta_2-$$

$$-\sin\sqrt{\frac{\rho^{I}\left(1-\nu_{12}^{I}\nu_{21}^{I}\right)}{E_2^{I}}}\omega_*\zeta_1\cdot\sin\sqrt{\frac{\rho^{II}\left(1-\nu_{12}^{II}\nu_{21}^{II}\right)}{E_2^{II}}}\omega_*\zeta_2=0 \qquad (1.6)$$

где G,E,ν – соответственно модули сдвига, Юнга, коэффициент Пуассона.

Уравнению (1.5) соответствуют частоты сдвиговых колебаний ω^c, а уравнению (1.6) – частоты продольных колебаний ω^p.

При $s>0$ уравнения (1.3) неоднородны и они должны быть решены в двух вариантах, когда: а) $\omega=\omega_*^c$, б) $\omega=\omega_*^p$. Решение каждого уравнения (1.3) есть сумма решений однородного и частного решения неоднородного уравнения. Следовательно, будем иметь

$$u^{(j,s)}=u_c^{(j,s)}+u_p^{(j,s)}+\bar{u}_c^{(j,s)}+\bar{u}_p^{(j,s)}$$

$$v^{(j,s)}=v_c^{(j,s)}+v_p^{(j,s)}+\bar{v}_c^{(j,s)}+\bar{v}_p^{(j,s)} \qquad j=I,II \qquad (1.7)$$

где черточками обозначены частные решения неоднородного уравнения, а $u_c^{(j,s)},\ v_c^{(j,s)},\ u_p^{(j,s)},\ v_p^{(j,s)}$ – общие решения однородных уравнений, соответствующие ω_*^c и ω_*^p. Частные решения всегда можно найти, например, методом вариации произвольных постоянных. Используя формулы (1.4) и (1.7), а также вид решения для исходного приближения [1], для произвольного s будем иметь решение

$$u^{(j,s)}=U_\xi^{(j,s)}(\xi)\left[C_{1,c}^{(j,s)}\sin\sqrt{a_{66}^{(j)}\rho^{(j)}}\,\omega_*^c\zeta+C_{2,c}^{(j,s)}\cos\sqrt{a_{66}^{(j)}\rho^{(j)}}\,\omega_*^c\zeta\right]+$$

$$+U_\xi^{(j,s)}(\xi)\left[C_{1,p}^{(j,s)}\sin\sqrt{a_{66}^{(j)}\rho^{(j)}}\,\omega_*^p\zeta+C_{2,p}^{(j,s)}\cos\sqrt{a_{66}^{(j)}\rho^{(j)}}\,\omega_*^p\zeta\right]+\bar{u}_c^{(j,s)}+\bar{u}_p^{(j,s)}$$

$$\sigma_{12}^{(j,s)}=\frac{1}{a_{66}^{(j)}}\left\{U_\xi^{(j,s)}(\xi)\sqrt{a_{66}^{(j)}\rho^{(j)}}\,\omega_*^c\left[C_{1,c}^{(j,s)}\cos\sqrt{a_{66}^{(j)}\rho^{(j)}}\,\omega_*^c\zeta-C_{2,c}^{(j,s)}\sin\sqrt{a_{66}^{(j)}\rho^{(j)}}\,\omega_*^c\zeta\right]+\right.$$

$$+U_\xi^{(j,s)}(\xi)\sqrt{a_{66}^{(j)}\rho^{(j)}}\,\omega_*^p\left[C_{1,p}^{(j,s)}\cos\sqrt{a_{66}^{(j)}\rho^{(j)}}\,\omega_*^p\zeta-C_{2,p}^{(j,s)}\sin\sqrt{a_{66}^{(j)}\rho^{(j)}}\,\omega_*^p\zeta\right]+$$

$$\left.+\frac{\partial\bar{u}_c^{(j,s)}}{\partial\zeta}+\frac{\partial\bar{u}_p^{(j,s)}}{\partial\zeta}\right\}+\frac{1}{a_{66}^{(j)}}\frac{\partial v^{(j,s-1)}}{\partial\xi}$$

$$v^{(j,s)}=V_\xi^{(j,s)}(\xi)\left[C_{3,c}^{(j,s)}\sin\sqrt{A_{11}^{(j)}\rho^{(j)}}\,\omega_*^c\zeta+C_{4,c}^{(j,s)}\cos\sqrt{A_{11}^{(j)}\rho^{(j)}}\,\omega_*^c\zeta\right]+$$

$$+V_\xi^{(j,s)}(\xi)\left[C_{3,p}^{(j,s)}\sin\sqrt{A_{11}^{(j)}\rho^{(j)}}\,\omega_*^p\zeta+C_{4,p}^{(j,s)}\cos\sqrt{A_{11}^{(j)}\rho^{(j)}}\,\omega_*^p\zeta\right]+\bar{v}_c^{(j,s)}+\bar{v}_p^{(j,s)}$$

$$\sigma_{22}^{(j,s)}=\frac{1}{A_{11}^{(j)}}\left\{V_\xi^{(j,s)}(\xi)\sqrt{A_{11}^{(j)}\rho^{(j)}}\,\omega_*^c\left[C_{3,c}^{(j,s)}\cos\sqrt{A_{11}^{(j)}\rho^{(j)}}\,\omega_*^c\zeta-\right.\right.$$

$$\left.-C_{4,c}^{(j,s)}\sin\sqrt{A_{11}^{(j)}\rho^{(j)}}\,\omega_*^c\zeta\right]+V_\xi^{(j,s)}(\xi)\sqrt{A_{11}^{(j)}\rho^{(j)}}\,\omega_*^p\left[C_{3,p}^{(j,s)}\cos\sqrt{A_{11}^{(j)}\rho^{(j)}}\,\omega_*^p\zeta-\right.$$

$$\left.\left.-C_{4,p}^{(j,s)}\sin\sqrt{A_{11}^{(j)}\rho^{(j)}}\,\omega_*^p\zeta\right]+\frac{\partial\bar{v}_c^{(j,s)}}{\partial\zeta}+\frac{\partial\bar{v}_p^{(j,s)}}{\partial\zeta}\right\}-\frac{1}{A_{12}^{(j)}}\frac{\partial u^{(j,s-1)}}{\partial\xi}$$

$$\sigma_{11}^{(j,s)}=-\frac{1}{A_{12}^{(j)}}\left\{V_\xi^{(j,s)}(\xi)\sqrt{A_{11}^{(j)}\rho^{(j)}}\,\omega_*^c\left[C_{3,c}^{(j,s)}\cos\sqrt{A_{11}^{(j)}\rho^{(j)}}\,\omega_*^c\zeta-\right.\right.$$

$$\left.-C_{4,c}^{(j,s)}\sin\sqrt{A_{11}^{(j)}\rho^{(j)}}\,\omega_*^c\zeta\right]+V_\xi^{(j,s)}(\xi)\sqrt{A_{11}^{(j)}\rho^{(j)}}\,\omega_*^p\left[C_{3,p}^{(j,s)}\cos\sqrt{A_{11}^{(j)}\rho^{(j)}}\,\omega_*^p\zeta-\right.$$

$$\left.\left.-C_{4,p}^{(j,s)}\sin\sqrt{A_{11}^{(j)}\rho^{(j)}}\,\omega_*^p\zeta\right]+\frac{\partial\bar{v}_c^{(j,s)}}{\partial\zeta}+\frac{\partial\bar{v}_p^{(j,s)}}{\partial\zeta}\right\}+\frac{1}{A_{22}^{(j)}}\frac{\partial u^{(j,s-1)}}{\partial\xi}\tag{1.8}$$

2. В (1.8) первое слагаемое для $u^{(j,s)}$ и второе слагаемое для $v^{(j,s)}$ по виду совпадают с соответствующими слагаемыми при $s=0$. Следовательно, при удовлетворении граничным и контактным условиям (1.1), (1.2) будут тождественно удовлетворены комбинации, содержащие постоянные $C_{1,c}^{(II,s)}, C_{2,c}^{(II,s)}, C_{3,p}^{(II,s)}, C_{4,p}^{(II,s)}$. В результате этого для определения постоянных $C_{1,p}^{(j,s)}, C_{2,p}^{(j,s)}$ получим систему

$$-C_{1,p}^{(II,s)}\sin\sqrt{a_{66}^{II}\rho^{II}}\,\omega_*^p\zeta_2+C_{2,p}^{(II,s)}\cos\sqrt{a_{66}^{II}\rho^{II}}\,\omega_*^p\zeta_2=$$

$$=-\frac{\bar{u}_c^{(II,s)}(-\zeta_2)+\bar{u}_p^{(II,s)}(-\zeta_2)}{U_\xi^{(II,s)}(\xi)}$$

$$C_{1,p}^{(I,s)}\cos\sqrt{a_{66}^{I}\rho^{I}}\,\omega_*^p\zeta_1+C_{2,p}^{(I,s)}\sin\sqrt{a_{66}^{I}\rho^{I}}\,\omega_*^p\zeta_1=$$

$$=\frac{1}{U_\xi^{(I,s)}\omega_\bullet^p}\left[-\frac{1}{\sqrt{a_{66}^I\rho^I}}\frac{\partial v^{(I,s-1)}(\zeta_1)}{\partial\xi}-\frac{\partial\overline{u}_c^{(I,s)}(\zeta_1)}{\partial\zeta}-\frac{\partial\overline{u}_p^{(I,s)}(\zeta_1)}{\partial\zeta}\right] \tag{2.1}$$

а для определения постоянных $C_{3,c}^{(I,s)}$ и $C_{4,c}^{(I,s)}$

$$-C_{3,c}^{(II,s)}\sin\sqrt{A_{11}^{II}\rho^{II}}\,\omega_\bullet^c\zeta_2+C_{4,c}^{(II,s)}\cos\sqrt{A_{11}^{II}\rho^{II}}\,\omega_\bullet^c\zeta_2=$$
$$=-\frac{\overline{v}_c^{(II,s)}(-\zeta_2)+\overline{v}_p^{(II,s)}(-\zeta_2)}{V_\xi^{(II,s)}(\xi)}$$
$$C_{3,c}^{(I,s)}\cos\sqrt{A_{11}^{I}\rho^{I}}\,\omega_\bullet^c\zeta_1-C_{4,c}^{(I,s)}\sin\sqrt{A_{11}^{I}\rho^{I}}\,\omega_\bullet^c\zeta_1=$$
$$=\frac{1}{V_\xi^{(I,s)}(\xi)\omega_\bullet^c}\left[\sqrt{\frac{A_{11}^I}{\rho^I}}\frac{1}{A_{12}^I}\frac{\partial u^{(I,s-1)}(\zeta_1)}{\partial\zeta}-\frac{\partial\overline{v}_c^{(I,s)}(\zeta_1)}{\partial\zeta}-\frac{\partial\overline{v}_p^{(I,s)}(\zeta_1)}{\partial\zeta}\right] \tag{2.2}$$

Используя условия полного контакта, постоянные $C_{1,p}^{(I,s)}$, $C_{2,p}^{(I,s)}$, $C_{3,c}^{(I,s)}$, $C_{4,c}^{(I,s)}$ можно выразить через $C_{1,p}^{(II,s)}$, $C_{2,p}^{(II,s)}$, $C_{3,c}^{(II,s)}$, $C_{4,c}^{(II,s)}$. В результате получим систему

$$-C_{1,p}^{(II,s)}\sin\sqrt{a_{66}^{II}\rho^{II}}\,\omega_\bullet^p\zeta_2+C_{2,p}^{(II,s)}\cos\sqrt{a_{66}^{II}\rho^{II}}\,\omega_\bullet^p\zeta_2=f_1^{(s)}$$
$$\sqrt{\frac{\rho^{II}a_{66}^I}{\rho^I a_{66}^{II}}}C_{1,p}^{(II,s)}\cos\sqrt{a_{66}^{I}\rho^{I}}\,\omega_\bullet^p\zeta_1-C_{2,p}^{(II,s)}\sin\sqrt{a_{66}^{I}\rho^{I}}\,\omega_\bullet^p\zeta_1=f_2^{(s)} \tag{2.3}$$

и

$$-C_{3,c}^{(II,s)}\sin\sqrt{A_{11}^{II}\rho^{II}}\,\omega_\bullet^c\zeta_2+C_{4,p}^{(II,s)}\cos\sqrt{A_{11}^{II}\rho^{II}}\,\omega_\bullet^c\zeta_2=\psi_1^{(s)}$$
$$\sqrt{\frac{A_{11}^I\rho^{II}}{A_{11}^{II}\rho^I}}C_{3,c}^{(II,s)}\cos\sqrt{A_{11}^{I}\rho^{I}}\,\omega_\bullet^c\zeta_1-C_{4,c}^{(II,s)}\sin\sqrt{A_{11}^{I}\rho^{I}}\,\omega_\bullet^c\zeta_1=\psi_2^{(s)} \tag{2.4}$$

где

$$f_1^{(s)}=-\frac{\overline{u}_c^{(II,s)}(-\zeta_2)+\overline{u}_p^{(II,s)}(-\zeta_2)}{U_\xi^{(II,s)}(\xi)}$$
$$f_2^{(s)}=\frac{1}{U_\xi^{(II,s)}(\xi)}\left\{-\frac{1}{\omega_\bullet^p}\left(\frac{\partial\overline{u}_c^{(I,s)}(\zeta_1)}{\partial\zeta}+\frac{\partial\overline{u}_p^{(I,s)}(\zeta_1)}{\partial\zeta}\right)-\right.$$
$$-\frac{1}{\sqrt{\rho^I a_{66}^I}\,\omega_\bullet^p}\frac{\partial v^{(I,s-1)}(\zeta_1)}{\partial\xi}-\sqrt{\frac{a_{66}^I}{\rho^I}}\frac{\cos\sqrt{a_{66}^I\rho^I}\,\omega_\bullet^p\zeta_1}{\omega_\bullet^p}\times$$
$$\times\left[\frac{1}{a_{66}^{II}}\frac{\partial v^{(II,s-1)}(0)}{\partial\xi}-\frac{1}{a_{66}^{I}}\frac{\partial v^{(I,s-1)}(0)}{\partial\xi}+\sqrt{\frac{\rho^{II}}{a_{66}^{II}}}\left(\frac{\partial\overline{u}_c^{(II,s)}(0)}{\partial\zeta}+\frac{\partial\overline{u}_p^{(II,s)}(0)}{\partial\zeta}\right)-\right.$$
$$\left.-\sqrt{\frac{\rho^I}{a_{66}^I}}\left(\frac{\partial\overline{u}_c^{(I,s)}(0)}{\partial\zeta}+\frac{\partial\overline{u}_p^{(I,s)}(0)}{\partial\zeta}\right)\right]+\sin\sqrt{a_{66}^I\rho^I}\,\omega_\bullet^p\zeta_1\times$$
$$\left.\times\left(\overline{u}_c^{(II,s)}(0)+\overline{u}_p^{(II,s)}(0)-\overline{u}_c^{(I,s)}(0)-\overline{u}_p^{(I,s)}(0)\right)\right\}$$
$$\psi_1^{(s)}=-\frac{\overline{v}_c^{(II,s)}(-\zeta_2)+\overline{v}_p^{(II,s)}(-\zeta_2)}{V_\xi^{(II,s)}(\xi)}$$

$$\psi_2^{(s)}=\frac{1}{V_\xi^{(I,s)}(\xi)}\left\{-\frac{1}{\omega_*^c}\left(\frac{\partial\overline{v}_c^{(I,s)}(\zeta_1)}{\partial\zeta}+\frac{\partial\overline{v}_p^{(I,s)}(\zeta_1)}{\partial\zeta}\right)+\right.$$

$$+\frac{1}{A_{12}^I\omega_*^c}\sqrt{\frac{A_{11}^I}{\rho^I}}\frac{\partial u^{(I,s-1)}(\zeta_1)}{\partial\xi}-\sqrt{\frac{A_{11}^I}{\rho^I}}\frac{\cos\sqrt{A_{11}^I\rho^I}\,\omega_*^c\zeta_1}{\omega_*^c}\times$$

$$\times\left[-\frac{1}{A_{12}^{II}}\frac{\partial u^{(II,s-1)}(0)}{\partial\xi}+\frac{1}{A_{12}^I}\frac{\partial u^{(I,s-1)}(0)}{\partial\xi}+\sqrt{\frac{\rho^{II}}{A_{11}^{II}}}\left(\frac{\partial\overline{v}_c^{(II,s)}(0)}{\partial\zeta}+\frac{\partial\overline{v}_p^{(II,s)}(0)}{\partial\zeta}\right)-\right.$$

$$\left.-\sqrt{\frac{\rho^I}{A_{11}^I}}\left(\frac{\partial\overline{v}_c^{(I,s)}(0)}{\partial\zeta}+\frac{\partial\overline{v}_p^{(I,s)}(0)}{\partial\zeta}\right)\right]+\sin\sqrt{A_{11}^I\rho^I}\,\omega_*^c\zeta_1\times$$

$$\left.\times\left(\overline{v}_c^{(II,s)}(0)+\overline{v}_p^{(II,s)}(0)-\overline{v}_c^{(I,s)}(0)-\overline{v}_p^{(I,s)}(0)\right)\right\}$$

будут известными функциями.

В силу (1.5), (1.6), т.е. имея в виду, что ω_*^p – корень уравнения (1.6), ω_*^c – корень уравнения (1.5), определители алгебраических систем (2.3) и (2.4) будут отличны от нуля, следовательно, из этих систем однозначно определятся постоянные $C_{1,p}^{(II,s)}$, $C_{2,p}^{(II,s)}$, $C_{3,c}^{(II,s)}$, $C_{4,c}^{(II,s)}$.

Таким образом, решение системы (1.8) будет содержать для произвольного s постоянные $C_{1,c}^{(j,s)}$, $C_{2,c}^{(j,s)}$, $C_{3,p}^{(j,s)}$, $C_{4,p}^{(j,s)}$, которые присутствуют при $s=0$. Структура этого решения отличается от структуры для исходного приближения функциями, которые являются известными. Поскольку собственные функции, соответствующие $s=0$, составляют ортогональную систему функций на отрезке $[-\zeta_2,\zeta_1]$, то известным приемом [6] можно удовлетворить начальным условиям, откуда будет следовать, что высшие приближения лишь влияют на амплитуды собственных колебаний.

ЛИТЕРАТУРА

1. Агаловян Л.А., Саркисян Л.С. К определению частот собственных колебаний двухслойной ортотропной полосы.-Сб.: Инженерно-физические проблемы новой техники. М.: Изд. МГТУ, 1996, с.128-129.
2. Гольденвейзер А.Л. Построение приближенной теории изгиба пластинки методом асимптотического интегрирования уравнений теории упругости.-ПММ, 1962, т. 26, вып. 4, с.668-686.
3. Агаловян Л.А. О частотах собственных колебаний анизотропной полосы.-Сб. юбилейн. научн. конф. к 60-летию ГПИ. Армения, Гюмри. Изд. "Высшая школа", 1994, с. 23-26.
4. Васильева А.Б., Бутузов В.Ф. Асимптотические разложения решений сингулярно возмущенных уравнений.-М.: Наука, 1973. 276с.
5. Найфе А.Х. Методы возмущений.-М.: Мир, 1976. 455с.
6. Новацкий А.Х. Динамика сооружений.-М.: Госстройиздат, 1963. 376с.

Институт механики НАН Армении

Поступила в редакцию
21.07.1997