Известно, что при малом демпфировании резонансные частоты незначительно отличаются от резонансных частот при отсутствии демпфирования, поэтому для упрощения выкладок будем полагать $\mu' = \mu_2 = 0$. Тогда

$$\operatorname{Im} D_n\left(i\varepsilon_k\right) = 0; \quad \operatorname{Re} D_n\left(i\varepsilon_k\right) = \frac{n_1^2 T_{22} + E_{22} - \varepsilon_k^2}{\varepsilon_k^4 - a_{20}\varepsilon_k^2 + a_0}$$

и необходимым условием резонанса будет условие

$$\varepsilon_k^4 - a_{20}\varepsilon_k^2 + a_0 = 0. \qquad (4.120)$$

Отсюда получаем:

$$\varepsilon_k^2 = \frac{1}{2}\left(a_{20} + \left(a_{20}^2 - 4a_0\right)^{1/2}\right),$$

или

$$\left(\frac{v}{l}\right)^2 = \frac{1}{2k^2\pi^2}\left(a_{20} + D^{1/2}\right). \qquad (4.121)$$

Здесь индексы k, n принимают значения, при которых $A_{nk} \neq 0$, $S_{nk} \neq 0$.

Исследуем условие (4.121) более подробно для случая

$$\frac{n_1^4 E_{11} + n_1^2\left(T_{11} + T_{22}\right)}{E_{21} + E_{22}} < 1. \qquad (4.122)$$

Поскольку $n_1 = \dfrac{n\pi}{l_0}$, то условие (4.122) будет выполняться для $n = \overline{1, n_4}$,

когда E_2 достаточно велико, т. е. жесткость заполнителя превалирует над жесткостью корпуса и суммарным натяжением струн для больших длин волн. Тогда вместо (4.121) получим приближенно:

$$\frac{v}{l_2} = \frac{\left(E_{21} + E_{22}\right)^{1/2}}{k\pi}, \qquad (4.123)$$

или

$$\left(\frac{v}{l_2}\right)^2 = \frac{1}{2k^2\pi^2}\left[n_1^4 E_{11} + n_1^2\left(T_{11} + T_{22}\right)\right]. \qquad (4.124)$$

Соотношение (4.124) дает резонансный режим колебаний пролета со струнами как одного целого без учета сжатия-растяжения заполнителя, а (4.123) – условие резонанса корпуса с верхней струной и нижней струны во встречных колебаниях за счет деформации заполнителя. Поскольку амплитуда встречных колебаний не может неограниченно возрастать (нижняя струна не может выйти за пределы корпуса), то условие (4.123) можно исключить из рассмотрения.

Таким образом, условием резонанса волн длины l_0/n $(n \leq n_4)$ при выполнении неравенства (4.122) является равенство (4.124), которое можно записать так:

$$v = \frac{nl'}{kl_0} = \left(\frac{n^2\pi^2 E_1/l_0 + T_1 + T_2}{\rho_1 + \rho_2}\right)^{1/2}. \qquad (4.125)$$

Предположим теперь, что выполняется неравенство

$$\frac{E_{11} + E_{22}}{n_1^4 E_{11} + n_1^2\left(T_{11} + T_{22}\right)} < 1, \quad n \geq n_5, \qquad (4.126)$$

когда жесткость корпуса СТЛ и натяжения струн преобладают над жесткостью заполнителя для волн длины l_0/n, $n \geq n_5$. Тогда из равенства (4.121) приближенно получим:

$$v = \frac{nl'}{kl_0} T_{22}^{1/2}, \qquad (4.127)$$

или

$$v = \frac{nl}{kl_0}\left[\left(\frac{n\pi}{l_0}\right)^2 E_{11} + T_{11}\right]^{1/2}, \quad n \geq n_5. \qquad (4.128)$$

Нетрудно убедиться, что (4.127) – условие резонанса при отклонениях корпуса и нижней струны одного знака. Следовательно, оба условия (4.127) и (4.128) дают резонансные режимы для коротких волн при выполнении неравенства (4.126). Напомним, что в условиях (4.121), (4.127), (4.128) величины k, n принимают значения, при которых A_{nk}, S_{nk} отличны от нуля.

Заметим, что из полученных условий резонанса при соответствующих предположениях получаются частные случаи резонанса гибкой СТЛ, рассмотренные в п. 4.2.3.