

УДК 550 : 311

ГЕОФИЗИКА

С. Ц. Акопян

О поправках за динамический модуль сдвига для фазовых и групповых скоростей поверхностных волн

(Представлено академиком АН Армянской ССР А. Г. Назаровым 12/VII 1977г)

1. В работах (^{1,2}) при построении моделей Земли привлекаются как данные по объемным волнам, так и по собственным колебаниям и поверхностным волнам.

В (^{3,4}) обращено внимание на то, что модели неупругой Земли зависят от частоты. Из-за диссипации статический модуль сдвига земных недр становится динамическим $\mu_d(\omega)$, который будет разным для объемных волн (периоды ~ 1 сек), поверхностных волн и собственных колебаний (периоды от десятков секунд до 54 мин). Отличие динамического модуля от его статического значения для слоев Земли с пониженными значениями диссипативной функции Q , достигает нескольких процентов. Без учета поправки за динамический модуль нельзя сравнивать модели Земли, построенные по данным объемных волн, с моделями, построенными по поверхностным волнам и собственным колебаниям.

Эта поправка для спектра собственных частот рассчитана в (⁴) (за основу расчета были взяты модели пробных распределений Q с глубиной (⁵)), целью настоящей работы является введение этой поправки в фазовые и групповые скорости поверхностных волн Лява и Релея.

2. Введем динамический модуль сдвига с помощью логарифмической функции Ломнитца (⁶), дающую слабую зависимость Q от частоты, тогда поправка за динамический модуль сдвига в слое Земли с заданным Q_{il} (l — номер слоя) в рассматриваемом интервале частот может быть вычислена с помощью формулы (¹)

$$\Delta \mu_d(\omega) = - \frac{2\mu_0 l}{\pi Q_{il}} \ln \frac{\omega_0}{\omega}, \quad (1)$$

где $\omega_0 = 2\pi$ — частота объемных волн, соответствующая периоду $T = 1$ сек. За исходную принимается модель Земли, построенная по объемным

полнам ($T \sim 1$ сек), а динамический модуль $\mu_1(\omega)$ для длиннопериодных колебаний отсчитывается от этой высокочастотной модели.

Изменение частоты за динамический модуль сдвига находится с помощью теории возмущений по малому параметру $\Delta\mu_1(\omega)/\mu_0$ и для крутильных колебаний запишется в виде

$$\Delta\omega_{(s)} = -\frac{\bar{c}_{(s)}}{a} \frac{2}{\pi} \ln \frac{\omega_0}{\omega_{(s)}} \sum_i K_{pi}^{(s)} Q_{pi}^{-1}, \quad \bar{c}_{(s)} = (\bar{\mu}/\bar{\rho})^{1/2}, \quad (2)$$

а для сферондальных —

$$\Delta\omega_{(s)} = -\frac{\bar{c}_{(s)}}{a} \frac{2}{\pi} \ln \frac{\omega_0}{\omega_{(s)}} \sum_i K_{pi}^{(s)}. \quad (3)$$

В (2), (3) номер колебания n и номер обертона j опущены, a — радиус Земли, $\bar{\rho}$, $\bar{\mu}$, $\bar{K}$ — некоторые нормирующие значения плотности, модуля сдвига и модуля сжатия, $K_{pi}^{(s)}$ — укрупненные значения $k_{pi}^{(s)}$ (⁷).

Формулы (2), (3) удобно записать в виде:

$$\Delta\omega_{(i,s)} = -\frac{\omega_{(i,s)}}{\pi Q_{(i,s)}} \ln \frac{\omega_0}{\omega_{(i,s)}}, \quad (4)$$

где $Q_{(i,s)}$ — диссипативная функция крутильного и сферондального колебания

$$Q_{(i,s)}^{-1} = \frac{\bar{c}_{(i,s)}}{a} \frac{2}{\omega_{(i,s)}} \sum_i K_{pi}^{(i,s)} Q_{pi}^{-1}. \quad (5)$$

Соответствующее изменение периодов легко определить по формуле

$$\Delta T_{(i,s)} = \frac{T_{(i,s)}}{\pi Q_{(i,s)}} \ln T_{(i,s)}. \quad (6)$$

Используя формулы, связывающие частоты собственных колебаний с фазовой скоростью волн Лява (c_L) и Релея (c_R) (⁷), легко получаем

$$\Delta c_{(L,R)} = -\frac{c_{(L,R)}}{\pi Q_{(i,s)}} \ln \frac{\omega_0}{\omega_{(i,s)}}, \quad c_{(L,R)} = \frac{a}{n+1/2} \omega_{(i,s)}. \quad (7)$$

Поправки групповых скоростей поверхностных волн за динамический модуль сдвига найдем с помощью теории возмущений (⁸)

$$\Delta U_{(L,R)} = \bar{c}_{(i,s)} \sum_i k_{pi}^{(i,s)} \Delta\mu_1 = -\frac{2\bar{c}_{(i,s)}}{\pi} \ln \frac{\omega_0}{\omega_{(i,s)}} \sum_i \mu_0 k_{pi}^{(i,s)} Q_{pi}^{-1}. \quad (8)$$

Подставляя выражения для $k_{pi}^{(i,s)}$ (⁸) и используя (5), формулу (8) записываем в виде

$$\Delta U_{(L,R)} = \left(\frac{U_{(L,R)}}{Q_{(L,R)}} + \bar{c}_{(L,R)} A_{(L,R)} \right) \frac{1}{\pi} \ln \frac{\omega_0}{\omega_{(L,R)}}, \quad (9)$$

где

$$A_{(L)} = \frac{2}{x_{0l}} \sum_k (x_{0l}^2 - x_{0k}^2) a_n^{lk} \sum_i \mu_{0i} a_{\mu i}^{lk} Q_{\mu i}^{-1} - \frac{2n_0 + 1}{x_{0l} I_l} \sum_i \mu_{0i} Q_{\mu i}^{-1} \int_{x_{l-1}}^{x_l} z_{1l}^2 dx, \quad (10)$$

$$\begin{aligned} A_{(R)} = & \frac{2}{x_{0l}} \sum_k (x_{0l}^2 - x_{0k}^2) a_n^{lk} \sum_i \mu_{0i} a_{\mu i}^{lk} Q_{\mu i}^{-1} - \frac{2x_{0l}}{Q_{(s)}} a_n^{ll} + \\ & + \frac{2n_0 + 1}{x_{0l} I_l} \sum_k (x_{0l}^2 - x_{0k}^2) \int_0^1 \rho_0 z_{3l} z_{3k} x^2 dx \sum_i \mu_{0i} a_{\mu i}^{lk} Q_{\mu i}^{-1} + \\ & + \frac{2}{x_{0l} I_l} \sum_i \frac{1}{M_{0i}} \mu_{0i} Q_{\mu i}^{-1} \int_{x_{l-1}}^{x_l} dx \left\{ - \frac{x^2 M_0}{2\mu_0^2 N_1} z_{4l}^2 - N_0 x z_{2l} z_{3l} + \right. \\ & \left. + 2N_1 K_0 z_{1l} z_{3l} - N_1 [2\bar{N}_0 (K_0 - N_0 \mu_0) - 1] z_{3l}^2 \right\} \end{aligned} \quad (11)$$

(l, k — номера обертонов, x — безразмерная частота).

Из полученных соотношений видно, что поправки в фазовые и групповые скорости волн Лява и Релея такого же порядка, как и в частоты крутильных и сферондальных колебаний и при построении моделей Земли с использованием данных как объемных, так и поверхностных волн нужно вводить эти поправки по формулам (7) — (11).

3. В заключении отметим, что все формулы остаются в силе и при эмпирической теории Футермана ⁽⁹⁾, не имеющей физического механизма затухания.

Действительно, из этой теории следует, что

$$\frac{\mu_d(\omega)}{\mu} = \left(\frac{v_p}{c} \right)^2 \simeq 1 + \frac{\gamma}{\pi Q_0} \ln \frac{\gamma \omega}{\omega_{gr}}, \quad \omega \gg \omega_{gr} \quad (12)$$

где $\ln \gamma = 0,577$, ω_{gr} — некоторая граничная частота.

Отсчитывая поправку за динамический модуль для i — го слоя от значения $\mu_d(\omega)$ при $T = 1$ сек, приходим к формуле (1).

Մակերևսային ալիքների ֆազային և խմբային արագությունների
սահմանի դինամիկ մոդուլի համար մտցվող ուղղումների մասին

Դիսիպացիայի հետևանքով իրերի ընդերքի սահմանի մոդուլը դառնում է դինամիկ $\mu_2(\omega)$, որը կլինի տարբեր ծավալային ալիքների համար (պարբերությունները $\sim 1/\nu$), մակերևսային ալիքների սեփական տատանումների (պարբերությունները տասնյակ վայրկյաններից մինչև 54 րոպե) համար:

Սահմանի դինամիկ մոդուլի համար սեփական տատանումների հաճախականությունների սպեկտրում մտցվող ուղղումները հաշված են նախորդ աշխատանքներում: Տվյալ աշխատանքում դուրս են բերված բանաձևեր, որոնք ներառվորություն են տալիս մտցնել այդ ուղղումները մակերևսային ալիքների ֆազային և խմբային արագությունների մեջ: Այդ ուղղումները պետք է հաշվի առնվեն ծրկրի ընդերքի մոդուլները կառուցելիս, երբ օգտագործվում են ինչպես ծավալային ալիքների, այնպես էլ մակերևսային ալիքների և սեփական տատանումների տվյալները:

Ցույց է տրված, որ ստացված բանաձևերը ուժի մեջ են մնում Ֆուտերմանի էմպիրիկ տեսության համար:

ЛИТЕРАТУРА — ԴՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

- ¹ A. M. Dziewonski, A. U. Hales, E. R. Lapwood. Phys. Earth. Planet. Inter. 10, 1, 12—48, 1975. ² Don L. Anderson, R. S. Hart, Jour. Geophys. Res. 81, 8, 1461 — 1475, 1976. ³ С. Ц. Акопян, В. Н. Жарков, В. М. Любимов. ДАН АН СССР, т. 223, № 1 (1975).
- ⁴ С. Ц. Акопян, В. Н. Жарков, В. М. Любимов. «Известия АН СССР», Физика Земли, № 10, 1976. ⁵ В. Н. Жарков, Л. И. Дорофеева, В. М. Дорофеев, В. М. Любимов, «Известия АН СССР», Физика Земли, № 12, 1974. ⁶ С. Lomnitz, Jour. Appl. Phys., 28, 2, 201—205 (1957). ⁷ В. Н. Жарков, В. Л. Пиньков, А. А. Калачников, А. И. Оснач, Введение в физику Луны. изд. «Наука», М., 1969. ⁸ С. Ц. Акопян, В. Н. Жарков, В. М. Любимов, «Известия АН СССР», Физика Земли, № 3, 1977. ⁹ W. I. Futterman, Jour. Geophys. Res. 67, 5279 — 5291 (1962).