საქართველოს მეცნიერებათა აკადემია–გეოფიზიკის ინსტ. შრ. ტ. LVIII, 2003
Академия наук Грузии – Труды Института геофизики, т. LVIII, 2003

Остаточные смещения, деформации и наклоны поверхности земли, связанные с сильными землетрясениями

К. З. Картвелишвили, Д. К. Картвелишвили

Количественная оценка остаточных полей смещений, деформаций и наклонов поверхности Земли, вызываемых сильными землетрясениями, имеет важное значение для определения параметров очага землетрясения (протяженность разлома, на котором произошло землетрясение, его ориентация, глубина, величина подвижки на разломе и др.). В настоящее время для этой оценки используются методы упругой теории дислокаций. Подход упругой теории дислокаций в задаче определения параметров очага землетрясения предполагает, что разлом, на котором произошло землетрясение, представляет собой дислокационную поверхность огромных размеров.

Дислокационная поверхность – это поверхность, на которой нарушается непрерывность смещений. Дислокационная поверхность возникает в коре земли при разрушениях в горных породах и создает остаточные поля смещений, деформаций и наклонов поверхности земли в области, расположенной вокруг ней.

Как известно, поле смещений, вызванное возникновением сдвиговой дислокационной поверхностью, эквивалентно полю смещений, сгенерированному системой двойных пар сил с моментами, распределенными по всей поверхности дислокации (Л. Д. Ландау и Е. М. Лифшиц, 1965, Maruyama T.,1972). Используя эту эквивалентность, можно получить выражения, определяющие поля смещений, деформаций и наклонов поверхности Земли, вызванные возникновением поверхности упругой сдвиговой дислокации в очаге землетрясения.

Допустим, что в однородном, упругом, бесконечном пространстве имеется поверхность упругой сдвиговой дислокации $\sum$, на которой расположена точка $P(\xi_1,\xi_2,\xi_3)$. Допустим также, что ν_e представляет собой нормаль к поверхности дислокации $\sum$ в точке P, и смещение на поверхности дислокации в точке P равно :

$$\Delta u_k(P) = u_k^+ - u_k^-, \qquad (1)$$

где u_k^+ и u_k^-–смещения правой и левой поверхностей дислокации соответственно по отношению к их начальному расположению. Обозначим элемент поверхности $\sum$ через $d\sum$. Теперь, в том случае, когда дислокационная поверхность располагается в однородном бесконечном пространстве, можно написать выражение для полей смещений вне дислокации в точках $\theta(x_1,x_2,x_3)$. Поле смещений в точке θ, вызванное возникновением поверхности упругой сдвиговой дислокации, для которой удовлетворяются следующие равенства:

$$\Delta u_k(P) = u_k^+ - u_k^- = b_k + \Omega_{ij}\xi_j \quad \text{и} \quad \Omega_{ij} = -\Omega_{ji} \qquad (2)$$

для всех точек $P \in \sum$, т. е. эта поверхность представляет собой дислокацию типа Вольтерра – Вейнгартена и может быть записана в следующем виде (Volterra V., 1907, Steketee J.A., 1958, Maruyama T., 1964) :

$$u_m(\theta) = \iint_{\Sigma} \Delta u_k(p) T_{kl}^m(p,\theta) \nu_l(p) d\sum \quad , \tag{3}$$

где $T_{kl}^m(P,\theta)$ представляет собой kl компоненту тензора напряжения в точке P, вызванного единичной силой направления m, приложененной в точке θ.

Единичная точечная сила F_m, приложенная в точке θ, создает в точке P поля смещений и напряжений, найти которые необходимо для того, чтобы интегрировать уравнение (3), которое называется уравнением Вольтерра.

Как известно (Л. Д. Ландау, Е. М Лифшиц, 1965), сила F_m, приложенная в точке θ в бесконечном однородном пространстве создает поле смещений, которое записывается следующим образом :

$$u_k^m(P,\theta) = \frac{1}{4\pi\mu}(\delta_{km} r_{,nn} - \frac{\lambda+\mu}{2(\lambda+2\mu)} r_{,m,k}), \tag{4}$$

где

$$r_{,mk} = -r^{,mk} = \frac{\partial^2 r}{\partial\xi_m \partial\xi_k},$$

$$r = ((x_1-\xi_1)^2 + (x_2-\xi_2)^2 + (x_3-\xi_3)^2)^{1/2}.$$

Известно, что напряжение можно выразить через смещение следующим образом:

$$T_{kl}^m = \lambda\delta_{kl} u_{n,n}^m + \mu(u_{k,l}^m + u_{l,k}^m). \tag{5}$$

Выражение для определения поля напряжений, сгенерированного возникновением поверхности упругой сдвиговой дислокации, используя аналогию с уравнением (3), можно записать следующим образом:

$$\tau_{mn}(\theta) = \iint_{\Sigma} \Delta u_k(P) G_{kl}^{mn}(p,\theta) \nu_l(p) d\sum \quad , \tag{3'}$$

где

$$G_{kl}^{mn}(p,\theta) = \lambda\delta_{mn} T_{i,i}^{kl} + \mu(T_{kl}^{m,n} + T_{k,l}^{n,m}). \tag{5'}$$

Если использовать равенство (4) для исключения U_k^m и его производных из уравнений (5) и (5'), то можно получить следующие выражения (Maruyana T., 1964):

$$T_{kl}^m(P,\theta) = \frac{1}{4\pi}[(1-\alpha)(-\delta_{kl}\frac{r^m}{r^3} + \delta_{ml}\frac{r^k}{r^3} + \delta_{mk}\frac{r^l}{r^3}) + 3\alpha\frac{r_m r_e r_k}{r^s}] \tag{6}$$

$$G_{kl}^{mn}(P,\theta) = \frac{\mu}{4\pi}[-2(2-3\alpha)\delta_{kl}\delta_{mn}\frac{1}{r^3} + 2(1-\alpha)(\delta_{km}\delta_{ln} + \delta_{lm}\delta_{kn})\frac{1}{r^3} +$$

$$+6(1-\alpha)(\delta_{kl} r_m r_n + \delta_{mn} r_e r_k)\frac{1}{r^5} -$$

$$-3(1-2\alpha)(\delta_{km} r_e r_n + \delta_{lm} r_k r_n + \delta_{kn} r_e r_m + \delta_{en} r_k r_m)\frac{1}{r^s} - 30\alpha\frac{r_k r_l r_m r_n}{r^7}],$$

где

$$r_k = x_k - \xi_k \text{ и } \alpha = \frac{\lambda+\mu}{\lambda+2\mu} \quad (\lambda,\mu - \text{параметры Ламэ}).$$

$T_{kl}^m(P,\theta)$ и $G_{kl}^{mn}(P,\theta)$ представляют собой функции Грина для неограниченной, однородной, упругой среды.

Смещение $U_{k,l}^m$ можно выразить следующей формулой (Maruyama T., 1964):

$$U^m_{k,l} = \frac{\partial U^m_k}{\partial \xi_l} = \lim_{\Delta\xi_1 \to 0} \left[U^m_k(\xi_1 + \Delta\xi_1, \xi_2, \xi_3) - U^m_k(\xi_1, \xi_2, \xi_3) \right] \frac{1}{\Delta\xi_1}$$

$\Delta\xi_1 \to 0$

когда $\Delta\xi_1 \to 0$ и аналогично для других ξ_k.

Из этого уравнения можно видеть, что изменение смещения в точке θ генерируется неоднородностями, которые возникают при действии пары сил одинаковых величин и противоположных направлений, действующих на расстоянии $\Delta\xi_k$ друг от друга по соседству с точкой P, когда $\Delta\xi_k$ стремится к нулю (Steketee J.A., 1958). Эта пара сил называется ядром напряжении (Love A. E. H., 1927). Когда $k = l$, $U^m_{k,l}$ соответствует система сил без моментов, а когда $k \neq l$, $U^m_{k,l}$ соответствует системе сил с моментами.

В случае $k = l$ эта система сил называется A-ядром, а в случае $k \neq l$ – B-ядром. Вклад этих ядер в общую сумму смещений $U_m(\theta)$ зависит от локальных изменений Δu_k на поверхности дислокации $\sum$ и ориентации этой поверхности. Если мы допустим, что $\sum$ перпендикулярна оси x_3, то имеет место следующее равенство:

$$du_m(\theta) = (\Delta u_1 T^m_{13} + \Delta u_2 T^m_{23} + \Delta u_3 T^m_{33}) d\sum \ .$$

Δu_1 и Δu_2 в этом случае описывают сдвиг $\sum^+$ по отношению к $\sum^-$, а Δu_3 определяет расстояние между $\sum^+$ и $\sum^-$. Из этого примера можно увидеть, что A-ядра определяют нормальное растяжение, а B-ядра чистый сдвиг.

Для более реального моделирования очага землетрясения нужно решать уравнение Вольтерра в случае, когда дислокационная поверхность, генерирующая поле смещений, деформаций и наклонов, расположена в однородном полупространстве, ограниченном плоскостью. Без потери общности можно допустить, что граница полупространства совпадает с плоскостью $x_1 0 x_2$, а ось x_3 направлена вовнутрь полупространства. В этом случае при отсутствии поверхностных сил, на тензор напряжений на поверхности полупространства налагаются следующие ограничения:
$\tau_{13} = \tau_{23} = \tau_{33} = 0$ при $x_3 = 0$.

Для решения проблемы рассмотрим бесконечную однородную среду, в которой действуют следующие силы (Maruyama T., 1964):

1 сила F_m, приложенная в точке P ;

2 сила F'_m, симметричная сила F_m относительно плоскости $x_3 = 0$ и, приложенная в точке $P'(\xi_1, \xi_2, -\xi_3)$, которая симметрична точке P.;

3 нормальная нагрузка на поверхности $x_3 = 0$.

Нормальная нагрузка на поверхности-это сила, которая на поверхности генерирует напряжение величиной $-2\tau_{33}$ и которая вводится для компенсации напряжений на поверхности полупространства, которые вызваны действием сил I. и 2. В этом случае тензор Грина имеет следующий вид:

$$W^m_{kl} = w^m_{kl} + \omega^m_{kl} \qquad (7)$$

В выражении (7) w^m_{kl} соответствует полю смещений, вызванному общим действием сил F_m и F'_m, а ω^m_{kl} – полю смещении, вызванному нормальной нагрузкой на поверхности полупространства. Для простоты вычислений допустим, что $\lambda = \mu$. Тогда $\alpha = \frac{2}{3}$ из уравнения (7) для w^m_{kl} можно написать.

$$w_{kl}^m = \frac{1}{4\pi}[\frac{1}{3}(-\delta_{kl}(\frac{Rm}{R^3}+\frac{S_m}{S^3})+\delta_{mk}(\frac{R_e}{R^3}+\frac{s_l}{s^3})+\delta_{me}(\frac{R_k}{R^3}+\frac{s_k}{s^3}))+$$
$$2(\frac{R_m R_e R_k}{R^5}+\frac{s_m s_k s_l}{s^5})], \qquad (8)$$

где

$$R = |p\theta| = \sqrt{(x-\xi_1)^2+(x_2-\xi_2)^2+(x_3-\xi_3)^2},$$
$$s = |p'\theta| = \sqrt{(x-\xi_1)^2+(x_2-\xi_2)^2+(x_3+\xi_3)^2},$$
$$s_k = x_k - \xi_k, \quad k=1,2, \quad s_3 = x_3 + \xi_3,$$
$$R_k = x_k - \xi_k, \quad k=1,2,3.$$

Таким образом, для решения проблемы необходимо найти функцию Грина ω_{kl}^m для нормалной нагрузки на поверхости полупространства. Эта задача называется проблемой Буссинеска.

При отсутствии объемных сил в однородном пространстве уравнение равновесия имеет следующий вид (Л. Д. Ландау , Е. М Лифшиц, 1965) :

$$(\lambda+\mu)\,\mathrm{grad}\,\mathrm{div}\,\vec{u}+\mu\nabla^2\vec{u}. \qquad (9)$$

Определим $\vec{u}$ следующим образом :

$$\vec{u} = (\nabla^2 - \alpha\,\mathrm{grad}\,\mathrm{div})\vec{\Gamma} \qquad (10)$$

Если $\vec{u}$ из уравнения (10) удовлетворяет уравнению (9), то $\vec{\Gamma}(\Gamma_1,\Gamma_2,\Gamma_3)$ называется вектором Галеркина, который имеет следующее свойство:

$$\nabla^2\nabla^2\vec{\Gamma} = 0. \qquad (11)$$

Для решения проблемы достаточно найти вектор Галеркина для нормальной нагрузки на поверхности.

Вектор Галеркина $\vec{\Gamma}_k^m$, соответствующий полю смещений U_k^m, при фиксированном m имеет следующий вид:

$$\Gamma_k^m = \frac{1}{8\pi\mu}\delta_{km}r. \qquad (12)$$

Отсюда можно получить выражение вектора Галеркина Γ_{kl}^m, соответствующего полю напряжений T_{kl}^m при фиксированных k и l :

$$8\pi\mu\Gamma_{kl}^m = -\lambda\delta_{kl}r^{,m} - \mu(\delta_{mk}r^{,l}+\delta_{ml}r^{,k}). \qquad (13)$$

Проблема Буссинеска решается с помощью вектора Галеркина $\vec{r}(0,0,r)$, Фурье преобразование которого по координатам x_1 и x_2 имеет следующий вид:

$$\Gamma(x_1,x_2,x_3) = \frac{1}{2\pi}\iint_{-\infty}^{\infty}\overline{\Gamma}(k_1,k_2,x_3)e^{i(k_1x_1+k_2x_2)}dk_1dk_2,$$
$$\Gamma(k_1,k_2,x_3) = \frac{1}{2\pi}\iint_{-\infty}^{\infty}\overline{\Gamma}(x_1,x_2,x_3)e^{-i(k_1x_1+k_2x_2)}dx_1dx_2. \qquad (14)$$

Когда x_1 и x_2 стремятся к бесконечности, то Фурье- преобразование производных функций $\varphi(x_1,x_2,x_3)$ записывается следующим образом:

$$\overline{(\frac{\partial^r\varphi}{\partial x_j^{\,r}})} = (ik_j)^r\overline{\varphi}, \text{ где } j=1,2; \qquad (15)$$

применяя оператор ∇^4 к равенствам (14) и используя равенство (15), можно получить следующее уравнение:

$$\left(\frac{d^2}{dx_3^2} - k^2\right)^2 \bar{\Gamma} = 0 \qquad (16)$$

с решением:

$$\bar{\Gamma} = (A + Bkx_3)e^{-kx_3} + (c + Dkx_3)e^{kx_3},$$

где

$$k = \sqrt{k_1^2 + k_2^2}$$

Из граничных условий на бесконечности мы имеем:

$$c = D = 0$$

и, используя эти условия:

$$\bar{\Gamma} = (A + Bkx_3)e^{-kx_3} \qquad (17)$$

поле напряжений определяется посредством вектора Галеркина, как:

$$\tau_{kl} = \delta_{kl}\lambda(1-\alpha)\Gamma^{,nn3} + \mu(\delta_{3k}\Gamma^{,lmm} + \delta_{3l}\Gamma^{,kmm}) - 2\alpha\mu\Gamma^{,3kl},$$

Используя (15), мы имеем следующие уравнения:

$$\bar{\tau}_{31} = \mu(ik_1)\left[(1-2\alpha)\frac{d^2}{dx_3^2} - k^2\right]\bar{\Gamma},$$

$$\bar{\tau}_{32} = \mu(ik_2)\left[(1-2\alpha)\frac{d^2}{dx_3^2} - k^2\right]\bar{\Gamma},$$

$$\bar{\tau}_{33} = \mu\frac{d}{dx_3}\left[\frac{d^2}{dx_3} - (1+2\alpha)k^2\right]\bar{\Gamma},$$

Подставляя в эти уравнения выражения (17) и следуя ограничениям $\bar{\tau}_{13} = \bar{\tau}_{23} = 0$, получим (Maruyama T., 1964):

$$A = \left(2 - \frac{1}{\alpha}\right)B,$$

что дает для $\bar{\tau}_{33}$ следующее выражение:

$$\bar{\tau}_{33} = 2\mu lBk^3(1 - kx_3)e^{-kx_3}.$$

Если обозначить распределение нормальной нагрузки на поверхности $x_1 = 0$ через

$$p(x_1, x_2) = -2G_{kl}^{33}(x_1, x_2, 0)$$

и Фурье-преобразование от P обозначить через $\bar{P}$, то выражение, определяющее B, примет следующий вид:

$$B(k_1, k_2) = \frac{1}{3\alpha k^3}\frac{\bar{p}(k_1, k_2)}{\mu}$$

Решение проблемы получается с помощью вектора Галеркина Фурье-преобразование которого записывается следующим образом:

$$\bar{\Gamma} = \frac{1}{2\alpha}\frac{\bar{p}}{\mu}\left[\left(2 - \frac{1}{\alpha}\right)k^{-3} + x_3k^{-2}\right]e^{-kx_3}. \qquad (18)$$

Используя уравнение (13), можно написать выражения для компонент вектора Галеркина, определяющего поле смещений на поверхности $x_3 = 0$, вызванное точечными единичными силами F_m и F'_m, действующими в точках P и P'. Но эти выражения не всегда пригодны для вычислений (Maruyama T., 1964).

Как известно, нормальная нагрузка на поверхности $x_3 = 0$ записывается следующим образом :

$$P_{kl}(x_1, x_2) = -2G_{kl}^{33}(x_1, x_2, 0)$$

для всех k и l . Из (6) мы можем определить $G_{kl}^{33}(x_1, x_2, 0)$ и после этого написать выражения для определения $P_{kl}(x_1, x_2)$:

$$p_{11} = \frac{\mu}{\pi}[(2-3\alpha)\frac{1}{\rho^3} - 3(1-\alpha)\frac{x_1^2+\xi_3^2}{\rho^5} + 15\alpha\frac{x_1^2\xi_3^2}{\rho^7}],$$

$$p_{22} = \frac{\mu}{\pi}[(2-3\alpha)\frac{1}{\rho^3} - 3(1-\alpha)\frac{x_2^2+\xi_3^2}{\rho^5} + 15\alpha\frac{x_2^2\xi_3^2}{\rho^7}],$$

$$p_{33} = \frac{\mu}{\pi}[-\alpha\frac{1}{\rho^3} - 6\alpha\frac{\xi_3^2}{\rho^5} + 15\alpha\frac{\xi_3^4}{\rho^7}], \qquad (19)$$

$$p_{23} = \frac{\mu}{\pi}[3\alpha\frac{x_2\xi_3}{\rho^5} - 15\alpha\frac{x_2\xi_3^3}{\rho^7}],$$

$$p_{31} = \frac{\mu}{\pi}[3\alpha\frac{x_1\xi_3}{\rho^5} - 15\alpha\frac{x_1\xi_3^3}{\rho^7}],$$

$$p_{12} = \frac{\mu}{\pi}[-3(1-\alpha)\frac{x_1x_2}{\rho^5} + 15\alpha\frac{x_1x_2\xi_3^2}{\rho^7}],$$

где $\rho = \sqrt{x_1^2 + x_2^2 + \xi_3^2}$ и , для простоты вычислений $\xi_1 = \xi_2 = x_3 = 0$.

После нахождения Фурье- преобразования $\overline{P_{kl}}$, подстановки в (17) и обратного Фурье-преобразования можно получить выражения для определения компонент вектора Галеркина Γ_{kl}:

$$\Gamma_{11} = \frac{1}{4\pi}[\frac{3}{4}f(r,p) + \frac{1}{8r^2}(s^2 + 14sp - 7p^2 + 8\frac{p^3}{s}) +$$
$$+\frac{x_1^2}{4r^4}(-s^2 - 2sp + 7p^2 - 4\frac{p^3}{d}) + \xi_3(-\frac{3}{s} + \frac{2x_1^2}{s^3}) +$$
$$+\xi_3^2(\frac{2}{r^2}(1-\frac{p}{s}) + 2\frac{x_1^2}{r^4}(-2 + 3\frac{p}{s} + \frac{p^3}{s^3}))],$$

$$\Gamma_{22} = \frac{1}{4\pi}[\frac{3}{4}f(r,p) + \frac{1}{8r^2}(s^2 + 14sp - 7p^2 + 8\frac{p^3}{s}) +$$
$$+\frac{x_2^2}{4r^4}(-s^2 - 2sp + 7p^2 - 4\frac{p^3}{s}) + \xi_3(-\frac{3}{s} + \frac{2x_2^2}{s^3}) +$$
$$+\xi_3^2(\frac{2}{r^2}(1-\frac{p}{s}) + 2\frac{x_2^2}{r^4}(-2 + 3\frac{p}{s} + \frac{p^3}{s^3}))]$$

$$\Gamma_{33} = \frac{1}{4\pi}[f(r,p) + 2\frac{p}{s} + \xi_3(-\frac{1}{s} + 2\frac{p^2}{s^3}) + \xi_3^2(-2\frac{p}{s^3})],$$

$$\Gamma_{23} = \frac{1}{4\pi}[-\frac{1}{r^2}(1-\frac{p}{s}) - 2\frac{x_3}{s^3}]x_2\xi_3, \qquad (20)$$

$$\Gamma_{31} = \frac{1}{4\pi}[-\frac{1}{r^2}(1-\frac{p}{s}) - 2\frac{x_3}{s^3}]x_1\xi_3,$$

$$\Gamma_{12} = \frac{1}{4\pi}\frac{x_1x_2}{r^4}[(-\frac{s^2}{4} - \frac{sp}{2} + \frac{7p^2}{4} - \frac{p^3}{s}) +$$

$$+2\xi_3(s-2\frac{p^2}{s}+\frac{p^4}{s^3})+2\xi_3^2(-2+3\frac{p}{s}-\frac{p^3}{s^3})\,],$$

где

$$r=\sqrt{x_1^2+x_2^2},\ s=\sqrt{x_1^2+x_2^2+p^2},\ p=x_3+\xi_3>0,$$

$$f(r,p)=\iint_{-\infty}^{\infty} e^{-pk}k^{-2}e^{i(x_1k_1+x_2k_2)}dk_1dk_2,$$

$$k=\sqrt{k_1^2+k_2^2},\quad \lambda=\mu,\quad \xi_1=\xi_2=0.$$

Из уравнений (20) можно написать выражения, определяющие вторую часть функции Грина ω_{kl}^m, которая после суммирования с w_{kl}^m дает выражения функции Грина W_{kl}^m:

$$W_{11}^1=\frac{1}{4\pi}\frac{x_1\rho}{r^4}[c+\frac{x_1^2}{r^2}F],\qquad W_{23}^1=\frac{1}{4\pi}[-6\frac{x_1x_2\xi_3}{\rho^5}],$$

$$W_{11}^2=\frac{1}{4\pi}\frac{x_2\rho}{r^4}[D+\frac{x_1^2}{r^2}F],\qquad W_{23}^2=\frac{1}{4\pi}[-6\frac{x_2^2\xi_3}{\rho^5}],$$

$$W_{11}^3=\frac{1}{4\pi}\frac{1}{r^2}[B+\frac{x_1^2}{r^2}E],\qquad W_{23}^2=\frac{1}{4\pi}[6\frac{x_2\xi_3{}^2}{\rho^5}],$$

$$W_{22}^1=\frac{1}{4\pi}\frac{x_1\rho}{r^2}[D+\frac{x_2^2}{r^2}F],\qquad W_{31}^1=\frac{1}{4\pi}[-6\frac{x_1{}^2\xi_3}{\rho^5}],\tag{21}$$

$$W_{22}^2=\frac{1}{4\pi}\frac{x_2\rho}{r^2}[c+\frac{x_2^2}{r^2}F],\qquad W_{31}^2=\frac{1}{4\pi}[-6\frac{x_1x_2\xi_3}{\rho^5}],$$

$$W_{22}^3=\frac{1}{4\pi}\frac{1}{r^2}[B+\frac{x_2^2}{r^2}E],\qquad W_{31}^3=\frac{1}{4\pi}[6\frac{x_1\xi_3{}^2}{\rho^5}],$$

$$W_{33}^1=\frac{1}{4\pi}[6\frac{x_1\xi_3^2}{\rho^5}],\qquad W_{12}^1=\frac{1}{4\pi}\frac{x_2\rho}{r_4}[A+\frac{x_1{}^2}{r^2}F],$$

$$W_{33}^2=\frac{1}{4\pi}[6\frac{x_2\xi_3^2}{\rho^5}],\qquad W_{12}^1=\frac{1}{4\pi}\frac{x_1\rho}{r^4}[A+\frac{x_2{}^2}{r^2}F],$$

$$W_{33}^3=\frac{1}{4\pi}[-6\frac{\xi_3^3}{\rho^5}],\qquad W_{12}^3=\frac{1}{4\pi}[\frac{x_1x_2}{r^4}E],$$

где A, B, C, D, E и F являются полиномами от $\zeta=\frac{\xi_3}{\rho}$:

$A(\zeta)=1-2\zeta+\zeta^2$,

$B(\zeta)=-1+2\zeta-\zeta^3$,

$C(\zeta)=2-6\zeta+5\zeta^2-\zeta^4$,

$D(\zeta)=-2\zeta+3\zeta^2-\zeta^4=C(\zeta)-2A(\zeta)$,

$E(\zeta)=2-9\zeta=13\zeta^2-6\zeta^5$,

$E(\zeta)=3+8\zeta-24\zeta^2+19\zeta^4-6\zeta^6$.

Подставив выражения тензора Грина W_{kl}^m в уравнение

$$u_m(\theta)=\iint_{\Sigma}\Delta u_k(p)W_{kl}^m(p,\theta)v_l(p)d\Sigma \tag{22}$$

и проинтегрировав это уравнение по поверхности дислокации $\sum$, можно получить выражения для полей смещений, деформаций и наклонов на поверхности полупространства на плоскости $x_3 = 0$, вызванных возникновением в полупространстве поверхности упругой дислокации.

В общем случае интегрирование уравнения (22) представляет собой неразрешимую задачу, так как интеграл (22) зависит от поверхности дислокации $\sum$, которая может принимать самые разрнообразные формы. Для интегрирования уравнения (22) необходимо определить размеры и форму поверхности дислокации, что дает возможность получить уравнения пригодные к вычислениям и связывающие поля смещений, деформаций и наклонов с параметрами очага землетрясения .

Литература

1. Ландау Л.Д. Лифшиц Е.М. Теория упругостию М., «Наука» 1965 г.
2. Maruyama T. Statical elastic diolocation in an infinite and semi-infinite medium. Bull. Earthquake Research Institute v. 42. 1964.
3. Volterra V. sur l'equilibre des corp elastiques multiplement connexes. Ann. Sci. Ecole Norm. Super., Paris 24, 1907.
4. Steketee I.A. On Volterra's dislocations in a semi-infinite elastic medium. Can. I. Phys. 36, 1958

ძლიერი მიწისძვრებით გამოწვეული დედამიწის ზედაპირის გადაადგილებები, დეფორმაციები და დახრები

კ. ქართველიშვილი, დ. ქართველიშვილი

რეზიუმე

ძლიერი მიწისძვრებით გამოწვეული ნარჩენი გადაადგილებების, დეფორმაციების და დახრების გამოსათვლელად გამოყენებულია სტეკეტის, ჩინერის და მარუიამას მიერ შემოთავაზებული რღვევების დისლოკაციის თეორია. ერთგვაროვანი ნახევარსფეროს ვოლტერას დისლოკაციის ვერტიკალური და ჰორიზონტალური გადადგილებების გამოსაკვლევად გამოყენებულია მარიუამის განტოლებები. დისლოკაციის ზედაპირად მიღებულია მართკუთხა სიბრტყე.

მოცემულია ანალიტიკური გამოსახულებები რღვევების ორივე strike-slip და dip-slip მოდელისათვის.

Residual displacements, strains and tilts connected with large Earthquakes

K. Kartvelishvili, D. Kartvelishvili

Abstract

The dislocation theory representation of faulting of Steketee, Chinnery, and Maruyama used to compute the residual displacement, strain, and tilt fields from major Earthquakes. Ma-

ruyama's equations have Scen used to calculates soth vertical and horizontal surface displacements for a Volterra dislocation in a uniform halfs space. The shape of the dislocation surface D assumed to Se a plane rectangle.

Closed analytical expressions for the displacement field of inclined, finite strike-slip and dip-slip faults are given.