

УДК 550.34

ПАВЛОВ В. М., ГУСЕВ А. А.

**ДЕТАЛЬНОЕ ИЗУЧЕНИЕ ОЧАГА ГЛУБОКОГО
ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЯ 15. II. 1971 г. (ОСТРОВА ФИДЖИ)
КАК ИЗЛУЧАТЕЛЯ УПРУГИХ ВОЛН.**

I. РАСЧЕТ ТЕНЗОРА СЕЙСМИЧЕСКОГО МОМЕНТА

Введение

В [5, 6, 10] авторами был предложен новый теоретический подход к изучению очагов землетрясений с помощью степенных моментов. Этот подход реализован практически в применении к глубокому землетрясению, произошедшему 15. II. 1971 г. в районе островов Фиджи. Выбор этого объекта в большой мере произволен. В данной работе выполняется первый шаг исследования — рассчитываются характеристики эквивалентного точечного источника.

Как известно [9], точечный силовой источник, эквивалентный одиночной плоской трещине сдвига, характеризуется тензором сейсмического момента M_{ij} специального вида («двойной диполь без момента»)

$$M_{ij} = M_0 (n_i b_j + n_j b_i) = M_0 m_{ij}^0, \quad (1)$$

где M_0 , дин·см — «скалярный сейсмический момент», n_i — единичный вектор нормали к площадке разрыва, b_i — единичный вектор в направлении подвижки, m_{ij}^0 — тензор «механизма очага», предполагается, что векторы во всех точках площадки коллинеарны.

По данным наблюдений мы рассчитаем тензор M_{ij} для точечного дипольного источника общего вида, удовлетворяющего лишь условию уравновешенности $M_{ij} = M_{ji}$. Покажем, что полученный по наблюдениям тензор M_{ij} близок к виду (1); таким образом, источник, по-видимому, можно в первом приближении рассматривать как плоскую сдвиговую трещину. Это необходимо для применимости нашей методики [6] к изучению очага как протяженного объекта.

Теоретический способ определения тензора M_{ij} по записям P - и S -волн предложен Б. В. Костровым [9] и впервые применен в [1]. В данной работе изучен ряд вопросов техники определения тензора сейсмического момента и последовательно описан вариант методики решения этой задачи, включающий аккуратные оценки погрешностей.

Землетрясение 15 февраля 1971 г. (время в очаге: 07 ч 51 м 08 с; координаты гипоцентра: широта $\phi = 25,20^\circ S$, долгота $\lambda = 178,41^\circ E$, глубина $H = 574$ км, магнитуда $m_b = 5,7$, $m_{PV} = 6,0$) изучалось рядом авторов. В статье [2] определен механизм очага m по знакам первых вступлений P -волн, а также найдено значение M_0 по спектрам импульсов P -волн. Позднее для m_{ij}^0 было получено решение по знакам P на ЭВМ [12], оно характеризуется большими доверительными областями. В отличие от [2] мы применяли для расчета M_{ij} не спектральное, а временное представление: вместо оценки уровня спектра импульса на нулевой частоте в расчет входила площадь импульса. Использование временного представления имеет то преимущество, что очаговый импульс более или

менее уверенно отсекается от последующих колебаний. Значение площадей было рассчитано по записям P - и SH -волн, приведены к единичной сфере и подставлены в уравнения для компонент тензора сейсмического момента. Возникающая при этом переопределенная система линейных уравнений решалась методом наименьших квадратов.

В работе рассчитывается несколько вариантов тензора M_{ij} как отдельно по P - и S -волнам, так и по объединенным данным. Для расчета по S -волнам принималось, что источник является сдвиговым в широком смысле. Значения M_{ij} , вычисленные отдельно по P - и S -волнам, получились заметно различными. Поэтому мы отказались от объединения данных по P - и S -волнам и приняли в качестве основного вариант расчета M_{ij} по P -волнам. Затем решение было проверено с использованием данных о знаках импульсов волн pP и об углах поляризации S -волн. Было показано, что замена решения, полученного методом наименьших квадратов, на «ближайший» двойной диполь без момента мало ухудшает степень согласованности решения с наблюдательными данными.

Теоретические соотношения

Б. В. Костров [9] указал на возможность рассчитать тензор сейсмического момента M_{ij} по значениям спектра смещений в объемных волнах в нуле частот. Во временной области эти значения совпадают с площадями соответствующих импульсов. Для однородной изотропной безграничной упругой среды площади $E_p(\mathbf{r})$, $E_{sh}(\mathbf{r})$ и $E_{sv}(\mathbf{r})$ импульсов P , SH - и SV -волн в дальней зоне источника на луче с единичным вектором \mathbf{r} связаны с M_{ij} соотношениями (см., например [6], предполагается стандартное соглашение о суммировании):

$$r_i r_j M_{ij} / (4\pi \rho c_p^3 R) = E_p(\mathbf{r}), \quad (2)$$

$$r_i s_j M_{ij} / (4\pi \rho c_S^3 R) = E_{sh}(\mathbf{r}), \quad (3)$$

$$\bar{r}_i q_j M_{ij} / (4\pi \rho c_S^3 R) = E_{sv}(\mathbf{r}), \quad (4)$$

где ρ , c_p , c_s — плотность и скорости P - и S -волн в среде; R — расстояние до точки наблюдения; компоненты векторов и тензора рассматриваются в некоторой фиксированной системе координат x , y , z , $\mathbf{s} = \mathbf{r} \times \mathbf{e}_z / |\mathbf{r} \times \mathbf{e}_z|$ (\mathbf{e}_z — орт оси z системы координат); $\mathbf{q} = \mathbf{s} \times \mathbf{r} / |\mathbf{s} \times \mathbf{r}|$.

Для того чтобы уравнения (2)–(4) можно было использовать для обработки наблюдений в реальной Земле, следует привести наблюдения к идеальному случаю, для чего необходимо учесть влияние неоднородности Земли, поглощения и свободной границы.

Выберем систему координат: начало поместим в гипоцентр, ось x направим на север, y — на восток, z — вверх. Приведение выполним на условную сферу вокруг точечного очага радиусом 1 км (фокальную сферу) с параметрами среды, соответствующими окрестности очага. Углы выхода лучей из источника к точкам наблюдения и значения геометрического расхождения рассчитываются по формулам геометрической сейсмики (см. например [11, 19]), а эффект свободной поверхности — на основе анализа отражения плоских волн [11]. Пусть E_{PV}^* и E_{SH}^* — площади импульсов P - (з-компоненты) и SH -волн, наблюденных на поверхности Земли (в см·с), тогда значения E_p и E_{sh} (в см·с) на фокальной сфере (значение E_{sv} мы вычисляем по E_{sh} и углу поляризации S -волн):

$$E_p = E_{PV}^* \cdot 10^5 / (K_p G_p \cos j_0), \quad (5)$$

$$E_{sh} = E_{SH}^* \cdot 10^5 / (K_{sh} G_s), \quad (6)$$

где K_p , K_{sh} — коэффициенты увеличения амплитуды и j_0 — угол выхода на поверхности Земли; G_p , G_s — геометрическое расхождение (в см⁻¹).

Таблица 1

Данные сейсмических станций и результаты обработки записей

Код	Δ°	A_3°	OA_3°	j_H°	j_0°	$G \cdot 10^{10}$, см \cdot с $^{-1}$	E_P , см \cdot с		E_{SH} , см \cdot с		θ°
							1	2	1	2	
RIV	25	244	77	116	38	25,1	8,03	—	-44,2	—	-48
TAU	31	227	65	120	36	24,6	11,7	—	-24,5	—	-41
RAB	32,5	305	132	122	35	23,8	-16,7	—	-6,87	-4,92	-14
PMG	33,5	292	122	122	35	22,9	-19,3	-17,7	-34,6	—	-69
GUA	51	316	140	132	30	16,1	-25,1	-22,7	—	—	-116
KIP	51,5	28	207	134	30	—	—	—	—	—	-4
MUN	54,5	248	100	134	29	14,9	-3,86	-2,91	-75,3	—	-49
DAV	60,5	295	124	138	27	13,2	-21,2	-16,0	—	—	-84
SPA	65	180	178	140	26	13,0	7,81	6,85	—	—	-26
BAG	70	300	125	143	24	12,2	-19,6	—	-28,8	—	-114
LEM	70	272	114	143	24	12,2	—	—	-72,0	—	-82
MAT	72	327	142	144	24	11,7	-27,5	—	14,7	8,42	104
SHK	73,5	322	137	145	23	11,7	-18,2	—	—	—	172
ANP	74	308	128	145	23	11,8	-22,1	—	—	—	—
HKC	78	302	124	147	23	11,3	-18,1	—	—	—	—
COR	87,5	37	230	151	22	6,80	—	—	72,8	69,5	55
TUC	88,5	53	239	152	19	6,12	-9,20	—	42,5	—	24
CHG	89	294	117	152	19	5,83	-20,8	—	—	—	-126
DUG	91	46	238	152	19	4,96	-3,50	-2,14	—	—	33
GOL	93,5	14	210	152	18	—	—	—	—	—	69
NNA	98	107	242	152	18	—	—	—	—	—	-1

Примечание. Δ , A_3 , OA_3 — эпицентральное расстояние (округлено до $0,5^\circ$), азимут и обратный азимут станции; j_H , j_0 — угол выхода в фокусе и на поверхности; G — геометрическое расхождение (расчитано по таблицам [20]); E_P , E_{SH} — площади импульсов на фокальной сфере (см. формулы (5), (6)) для вариантов интервала интегрирования «короткого» (1) и «длинного» (2); θ — угол поляризации.

При этом (см. [11] с. 155) $K_{SH}=2$, а K_P оказался в диапазоне $K_P=1,97-1,99$ и был также принят равным 2. Значения G_P определяются формулой (см., например [19])

$$G_P = \frac{1}{R_0} \left[\frac{R_H}{R_0} \frac{\rho_H}{\rho_0} \left(\frac{\eta_0}{\eta_H} \right)^2 \frac{1}{\sin \Delta} p \left| \frac{d^2 T}{d \Delta^2} \right| \frac{1}{\sqrt{\eta_0^2 - p^2} \sqrt{\eta_H^2 - p^2}} \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (7)$$

где R_0 — радиус Земли, $R_H=R_0-H$, Δ — эпицентральное расстояние, H — глубина, p — параметр луча, T — годограф P -волны, $\eta=R/c_P(R)$, ρ — плотность, c_P — скорость P -волны, индексы 0 и H относятся к поверхности Земли и очагу. Формула для G_S аналогична. Наконец, связь углов выхода на поверхности Земли j_0 и в очаге j_H с параметром луча p дается формулой

$$\frac{R_H \sin j_H}{c_{PH}} = \frac{R_0 \sin j_0}{c_{P_0}} = p. \quad (8)$$

В расчетах принято: глубина очага 600 км; скорость P -волн в очаге 10,25 км/с, на поверхности — 7,76 км/с, $\rho_0=3,32$ г/см 3 , $\rho_H=4,18$ г/см 3 ; производные годографа — по [20]. Значения $d^2T/d\Delta^2$ рассчитывались численным дифференцированием табличных значений $p=dT/d\Delta$. Зависимости j_0 и j_H от эпицентрального расстояния Δ для волн P и rP были рассчитаны по формуле (8). Значения j_0 и j_H для S -волн принимались теми же, что и для P . В некоторых вариантах счета были использованы значения G из литературы. Значения G для S -волн в большинстве вариантов счета принимались такими же, как и для P , но в части вариантов использовались $G_S \neq G_P$. Значения величин, необходимых для приведения на фокальную сферу, см. в табл. 1.

В качестве дополнительных данных мы привлекали углы поляризации S -волн. Они определялись по записям по формуле (12), приведен-

ной ниже. Теоретические углы поляризации определялись по формуле

$$\operatorname{tg} \epsilon = \frac{r_i s_j M_{ij}}{r_i q_j M_{ij}} . \quad (9)$$

Способ расчета E_{PV}^* , E_{SH}^* будет описан ниже. Избыточная система уравнений вида (2)–(4) с известными правыми частями и с шестью неизвестными M_{ij} может быть решена методом наименьших квадратов. В расчетах по одному из типов волн P или S , соответствующие уравнения использовались с одинаковыми весами, равными 1. При расчетах, включающих уравнения как для P -, так и для S -волн, для P -волн веса были равными 1, а для S -волн — $(c_s/c_p)^6$. Несколько условная оценка для веса S -волн была принята с учетом того, что относительная точность величин E_P и E_S близка, несмотря на то что амплитуды смещений для S -волн больше, чем для P -волн. Это связано с тем, что P -волны приходят на фоне микросейсм, а S -волны — на фоне рассеянных волн.

Для наших целей важно уметь оценить близость полученного решения к двойному диполю без момента (1). С этой целью тензор M_{ij} приводили к главным осям. Пусть M_i ($M_1 \geq M_2 \geq M_3$) — главные значения M_{ij} , величина $\alpha=1/3$ ($M_1+M_2+M_3$) есть интенсивность шаровой части M_{ij} , она характеризует компоненту источника типа центра расширения ($\alpha>0$) или сжатия ($\alpha<0$). При $\alpha=0$ источник имеет тип «общего сдвига». Среди таких источников двойной диполь без момента выделяется тем, что для него равен нулю «коэффициент Лоде — Надаи»

$$\mu = 2 \frac{M_2 - M_3}{M_1 - M_3} - 1. \quad (10)$$

Для получения решения в виде двойного диполя без момента следовало бы наложить дополнительные условия $\alpha=0$ (линейное) и $\mu=0$ (нелинейное). Для малых α и μ мы ограничиваемся рассмотрением «ближайшего» двойного диполя без момента, главные оси которого совпадают с главными осями тензора M_{ij} , а оценочное значение скалярного сейсмического момента равно $M_0=(M_1-M_3)/2$.

Восстановление импульсов объемных волн

Исходным материалом для определения характеристик очага землетрясения 15 февраля 1971 г. (острова Фиджи) были микрофильмы сейсмограмм, записанных длиннопериодными приборами сети станций WWSSN. Необходимым предварительным этапом обработки записей являлось приведение импульсов смещений в объемных волнах ко входу прибора (деконволюция за прибор), а также их исправление за поглощение в среде (деконволюция за поглощение). Строго говоря, следовало бы еще учесть искажения сигнала за счет слоистости среды под станцией, но мы сочли возможным пренебречь этим фактором (ср. [16]).

Исходный микрофильм оптически увеличивался, и скопированный импульс преобразовывался в цифровой ряд. При длительности импульса около 10 с вместе с ним цифровался участок около 10 с перед импульсом и около 30 с после него. Импульсы волн P и pP брались на записях z -канала сейсмографа. SH -компоненты S -волн вычислялись по импульсам S -волн на обоих горизонтальных каналах по формуле (13), приведенной ниже.

Для выполнения деконволюции за прибор и поглощение участок оцифрованной записи, содержащий импульс, переводился в частотную область, после чего результат делился на передаточную функцию сейсмографа, рассчитанную по формулам из [11], и передаточную функцию среды по поглощению. Последняя была рассчитана следующим образом.

Для ее модуля было принято выражение (см. например [8]):

$$|\Pi(f, L)| = \exp(-\pi t_* |f|), \quad (11)$$

где $\Pi(f, L)$ — передаточная функция среды по поглощению вдоль луча L ; $t = \int_L [Q(s)c(s)]^{-1} ds$; ds — элемент луча, $Q(s)$ — добротность, и $c(s)$ — скорость вдоль луча L . Фаза $\Pi(f, L)$ была рассчитана по модулю (11) методом Колмогорова [7], из требования минимальности фазового сдвига для импульсной реакции среды $\Pi(t, L)$ по поглощению. При-

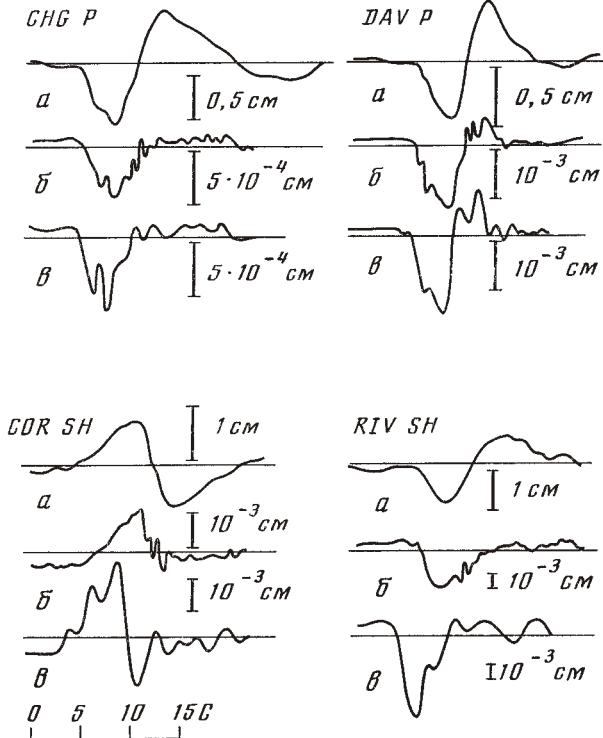


Рис. 1. Иллюстрация к процедуре деконволюции записей импульсов P - и SH -волн. a — исходная запись, b — после коррекции за прибор, c — после коррекции за поглощение

менение этого условия оправдано тем, что оно выполнено для всех классических моделей неидеально упругих сред [8].

Входным параметром для расчета $\Pi(f, L)$ является величина t_* , которая определяется распределением скорости и добротности вдоль луча и типом волны. В [1] приведена таблица значений $t_*^P(\Delta, H)$, рассчитанная для двух моделей $Q(H)$. Для целей расчета площадей импульсов с учетом данных этой таблицы мы сочли возможным принять $t_*^P=0,66$ с для $H=600$ км независимо от Δ . При коррекции поглощения SH -волн было принято $Q_P=1,6 Q_s$, $C_P=1,8 C_s$. Соотношение $Q_P=1,6 Q_s$ принято с учетом как теоретической оценки [13] ($Q_P=1,9 Q_s$), так и экспериментальных определений [8] ($Q_P \approx Q_s$). В обоснование выбора t_*^{SH} см. также [17]. Так получили $t_*^{SH}=1,9$ с. Отметим, что более аккуратный способ расчета $\Pi(f, L)$ должен учитывать зависимость добротности от частоты.

Для подавления шума, который резко усиливается на краях рабочей полосы частот из-за деления на передаточные функции сейсмографа и

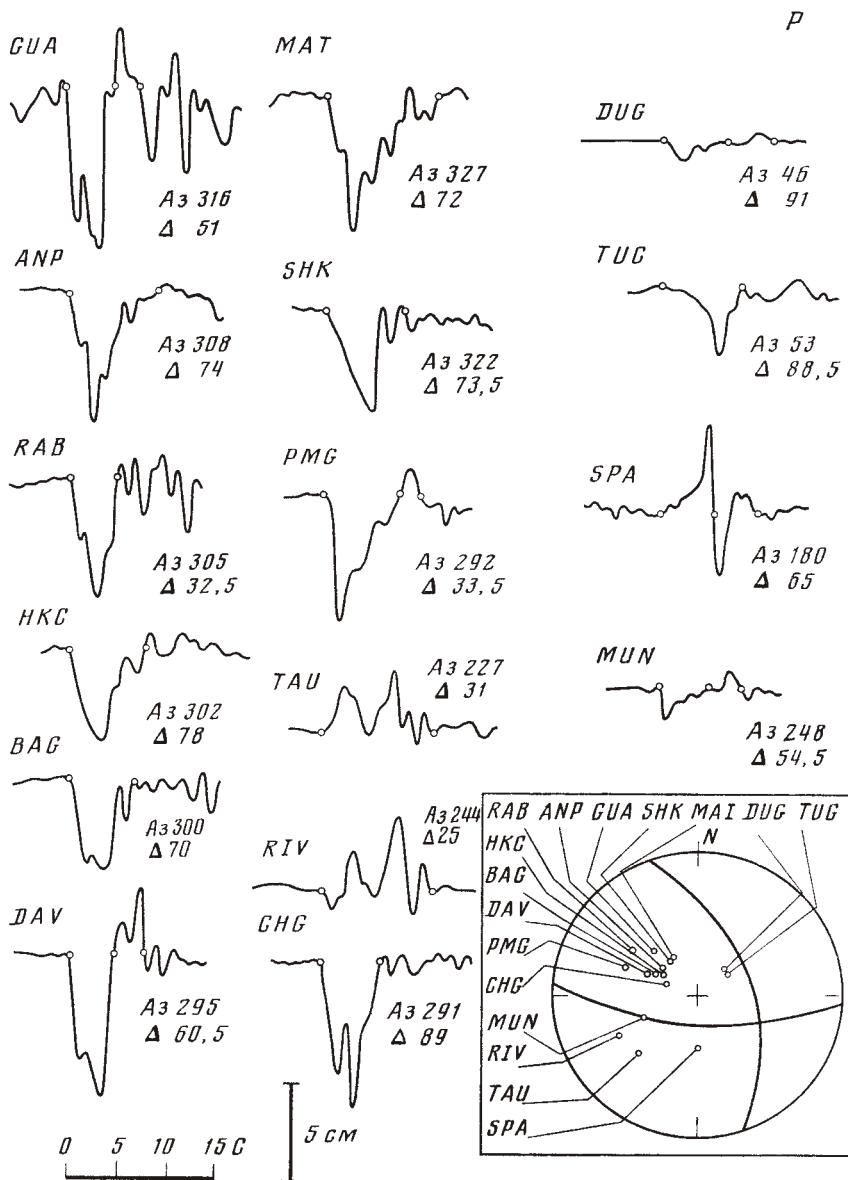


Рис. 2. Импульсы P -воли, после коррекции на прибор и поглощение и приведения на фокальную сферу (геометрическое расхождение по табл. 1). Кружками помечены положение начальной и варианты конечной точки интегрирования. На сетке Вульфа показаны точки выхода лучей, а также нодальные линии для P -воли, соответствующие принятому двойному диполю без момента. В настоящей статье мы всюду используем проекцию нижней полусфера

среды, проводилась полосовая фильтрация с частотами среза: 0,015—0,02 Гц на низких, 0,7 Гц (для P -воли) и 0,4 Гц (для SH) — на высоких частотах. После этого результат переводился во временную область.

Процедура корректировки импульсов за сейсмограф и поглощение иллюстрируется рис. 1. Сдвиг вступлений импульсов на кривых v , особенно заметный для SH -воли, возникает вследствие коррекции фазовых искажений и отражает реальное физическое явление.

На рис. 2 и 3 приведены скорректированные на сейсмограф и поглощение импульсы смещений в P - и SH -волнах, пересчитанные на фокальную сферу.

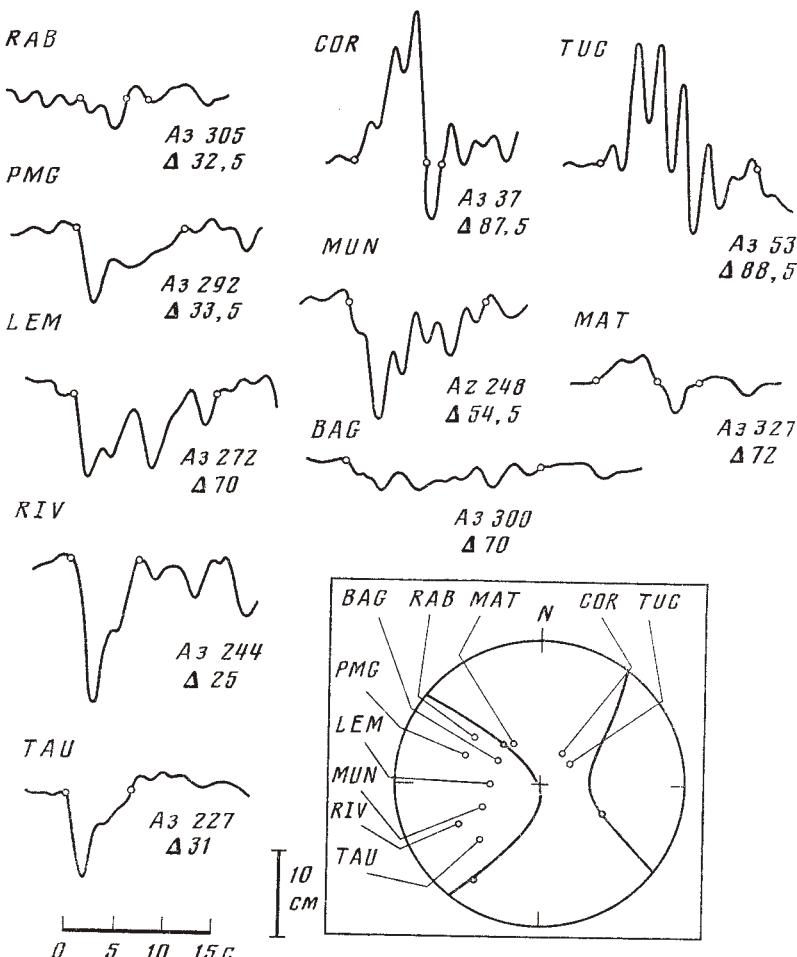


Рис. 3. Импульсы SH-волн. Пояснения см. в подписи к рис. 2

Расчет характеристик импульсов

Для расчета величин E_{PV}^* , E_{SH}^* были использованы импульсы, приведенные на рис. 2 и 3. Площади импульсов определялись численным интегрированием. Начальная точка интегрирования помещалась в начало импульса. Нуловая линия проводилась горизонтально через начало импульса. Начало и конец импульса (конец иногда в двух вариантах) определялись визуально (см. рис. 2 и 3).

Результаты расчетов, приведенные на фокальную сферу, представлены в табл. 1. Отличие результатов по различным вариантам интегрирования в основном в пределах 10%. Возможные неточности в значениях площадей связаны с влиянием микросейсм, полосового фильтра, плохим знанием поглощения в среде, с неточным выбором начала импульса и с неточностью проведения нулевой линии.

При пересчете на фокальную сферу возникают погрешности, связанные с неточностями направлений векторов выхода лучей из очага, отклонением истинного геометрического расхождения от принятого, отклонением модели Земли от сферически однородной и наличием как следствие аномальных трасс. Различие свойств трасс распространения P -волн обусловило, по-видимому, большое различие формы импульсов

P-волн на близких друг к другу станциях МАТ и SHК и как следствие заметное ($\sim 40\%$) различие в значениях площадей.

Дополнительным источником погрешностей являются волны, отраженные от границ раздела в Земле. В первую очередь это относится к фазам *PcP* и *ScS*, которые при $\Delta \geqslant 75^\circ$ приходят на станцию вслед за *P* и *S* с интервалом, меньшим 10 с. В конечном счете погрешности проявляются в невязках — разностях между эмпирическими значениями площадей и теоретическими, соответствующими рассчитанному тензору сейсмического момента. Из дальнейшего видно, однако, что по крайней мере один вид ошибок модели в невязках проявляется слабо. Это ошибки при расчете геометрического расхождения. Суммарное влияние остальных видов ошибок, по-видимому, достаточно хорошо отражается в невязках, и их величина в определенной мере отражает общую погрешность методики.

Кроме площадей импульсов *P*- и *SH*-волн по записям были рассчитаны углы поляризации *S*-волн. Применились формулы (см., например [18]):

$$\operatorname{tg} \varepsilon = -U_{sh} \cos j_0 / U_{rd}, \quad (12)$$

$$U_{sh} = \sin \theta U_n - \cos \theta U_e, \quad (13)$$

$$U_{rd} = -\cos \theta U_n - \sin \theta U_e. \quad (14)$$

где ε — угол поляризации: $\operatorname{tg} \varepsilon = U_{sh} / U_{sv}$; U_{sh} — *SH*-компоненты, U_{sv} — *SV*-компонента и U_{rd} — радиальная компонента *S*-волн, U_n и U_e — смещения на горизонтальных каналах сейсмографа, θ — обратный азимут.

В качестве U_n и U_e принимались значения экстремумов в первой видимой полуволне на сейсмограмме. Результаты приведены в табл. 1. Когда угол j_0 близок к критическому значению $33^\circ 45'$ или превышает его, формула (12) дает большую погрешность. Поэтому при $4^\circ < \Delta \leqslant 45^\circ$ значения следует рассматривать как ненадежные. При $\Delta > 75^\circ$ существует другой возможный источник погрешности — загрязнение *S*-волнами вступлением *SKS* или *ScS*. Реальная погрешность значений ε составляет, по-видимому, около 25° .

Результаты расчетов

По ряду причин мы не могли однозначно выбрать способ расчета тензора момента. Во-первых, не было уверенности в том, что данные *P*- и *S*-волн однородны, так что их можно объединять в общий набор. Поэтому расчет провели как отдельно по *P*- и *S*-волнам, так и по их совокупности. При этом, поскольку данные об *SH*-волнах в принципе недостаточны для оценки M_{ij} даже при дополнительном условии $\alpha=0$ (сдвиг общего вида), то для расчета по *S*-волнам использовали площади импульсов *SV*, оцененные через площади импульсов *SH* и углы поляризации. Для полной ясности расчеты провели по следующим наборам данных (в скобках число уравнений): *P* (16), *SH+SV* (20), *P+SH* (26), *P+SH+SV* (36). Эти наборы далее обозначены: «*P*», «*S*», «*PSH*», «*PSHV*».

Во-вторых, была неясна роль «загрязнения» фазами *PcP* и *ScS*. Визуально эти фазы совершенно незаметны, но для уверенности помимо варианта с диапазоном $\Delta=25-91^\circ$ был проведен расчет с диапазоном $\Delta=25-75^\circ$, когда влияние этих фаз заведомо исключено.

В-третьих, необходимо было выяснить влияние на результат варианта интегрирования импульса, так как выброс противоположного знака в конце многих импульсов, по-видимому, отражает реальную картину.

В-четвертых, имелись заметные различия между величинами геометрического расхождения G , полученными нами с использованием таблиц из [20]; по данным [1] для $H=600$ км (скоростной разрез по моде-

Таблица 2

Индексация вариантов счета

Номер варианта	Интервал интегрирования	Геометрическое расхождение	Интервал Δ°
1	Короткий	Табл. 2	25—91
2	Длинный	»	25—91
3	Короткий	[15]	25—91
4	»	[1]	25—91
5	»	Табл. 2	25—74
6	Длинный	»	25—74
7	Короткий	[15]	25—74
8	»	[1]	25—74

Таблица 3

Результаты счета по вариантам 1—8 «P», «S»

Вариант счета	α	$\sigma(\alpha)$	μ	$\sigma(\mu)$	M_0	$\sigma(M_0)$	$\sigma_{\text{ост}}$	N
1 «P»	-0,03	0,12	0,31	0,43	1,14	0,14	1,88	16
2 «P»	-0,02	0,13	0,39	0,43	1,09	0,13	1,92	16
3 «P»	-0,11	0,16	0,25	0,38	1,52	0,17	2,35	16
4 «P»	-0,22	0,20	0,14	0,39	1,84	0,22	3,10	16
5 «P»	0,04	0,37	0,51	0,60	1,15	0,23	1,97	12
6 «P»	-0,16	0,35	0,13	1,13	1,07	0,17	1,85	12
7 «P»	-0,25	0,49	-0,20	1,16	1,62	0,27	2,64	12
8 «P»	-0,13	0,65	0,31	1,14	1,84	0,29	3,50	12
1 «S»	—	—	0,29	0,24	0,85	0,08	11,4	20
2 «S»	—	—	0,24	0,24	0,84	0,08	9,32	20
3 «S»	—	—	0,11	0,17	1,13	0,07	8,64	20
4 «S»	—	—	0,30	0,25	1,30	0,13	14,6	20
5 «S»	—	—	0,07	0,32	0,76	0,06	7,96	16
6 «S»	—	—	-0,08	0,31	0,76	0,06	6,42	16
7 «S»	—	—	0,16	0,32	1,13	0,09	9,49	16
8 «S»	—	—	0,14	0,40	1,19	0,12	12,6	16

Примечание. $\sigma(\alpha)$, $\sigma(\mu)$, $\sigma(M_0)$ — стандартные уклонения; $\sigma_{\text{ост}}$ (в см·с) — остаточная дисперсия по методу наименьших квадратов; N — число уравнений; α и M_0 в ед. 10^{20} , дин·см; в вариантах по «S» $\alpha \equiv 0$, $\sigma(\alpha)$ смысла не имеет.

ли Земли В1 Джордана и Андерсона); и по данным [15] (численное дифференцирование годографа Джейфриса — Буллена для $H=380$ км). Последние данные, хотя они относятся к несколько другой глубине, было интересно использовать потому, что для них имелись раздельно величины G для P - и S -волн.

Всего было рассчитано 32 варианта M_{ij} , их индексация — в табл. 2, а результаты расчетов — в табл. 3, 4. В каждом варианте вычислялись: тензор M_{ij} , его главные значения M_i , главные оси, шаровая часть α , коэффициент Лоде — Надаи μ и оценочное значение скалярного сейсмического момента $M_0 = (M_1 - M_3)/2$ (в предположении, что очаг — двойной диполь без момента). Для каждой из этих величин были также рассчитаны оценки стандартных уклонений. Для главных значений они были получены повторным расчетом тензора M_{ij} в главной системе координат. Погрешности направлений главных осей определены с помощью специальной процедуры, описанной в Приложении. Эта процедура также позволяет другим способом получить оценки стандартных уклонений главных значений. Оба способа дают согласующиеся оценки. Приведены оценки по первому способу. Стандартные уклонения значений α , μ , M_0 рассчитаны по формуле для дисперсии линейной комбинации случайных величин (см., например, [4]). При этом выражение μ через M_i было предварительно линеаризо-

Таблица 4

Результаты счета по вариантам 1—8 «PSH», «PSHV»

Вариант счета	α	$\sigma(\alpha)$	μ	$\sigma(\mu)$	M_0	$\sigma(M_0)$	$\sigma_{\text{ост}}$	N_P	N_S
1 «PSH»	-0,03	0,09	0,40	0,19	1,06	0,10	1,77	16	10
2 «PSH»	-0,01	0,09	0,39	0,22	1,05	0,11	1,74	16	10
3 «PSH»	-0,16	0,13	0,19	0,21	1,39	0,18	2,45	16	10
4 «PSH»	-0,20	0,18	0,36	0,26	1,59	0,17	3,25	16	10
5 «PSH»	0,08	0,18	0,67	0,29	1,12	0,17	1,83	12	8
6 «PSH»	0,01	0,17	0,56	0,40	1,04	0,11	1,74	12	8
7 «PSH»	0,03	0,24	0,68	0,37	1,45	0,18	2,50	12	8
8 «PSH»	0,05	0,34	0,66	0,36	1,71	0,38	3,53	12	8
1 «PSHV»	-0,12	0,07	0,28	0,18	1,01	0,06	1,79	16	20
2 «PSHV»	-0,11	0,07	0,24	0,18	0,98	0,06	1,78	16	20
3 «PSHV»	-0,18	0,08	0,20	0,16	1,36	0,08	2,15	16	20
4 «PSHV»	-0,22	0,12	0,29	0,19	1,60	0,11	3,03	16	20
5 «PSHV»	-0,18	0,10	0,24	0,33	0,97	0,07	1,74	12	16
6 «PSHV»	-0,20	0,10	0,08	0,31	0,94	0,06	1,64	12	16
7 «PSHV»	-0,22	0,13	0,24	0,30	1,37	0,09	2,24	12	16
8 «PSHV»	-0,33	0,18	0,25	0,37	1,55	0,12	3,14	12	16

Примечание. N_P — число P -уравнений; N_S — число S -уравнений; $\sigma_{\text{ост}}$ — остаточная дисперсия на единицу веса; остальные обозначения в табл. 3.

вано. Такой расчет не учитывает возможного изменения порядка главных значений, чем мы пренебрегли. Коэффициенты корреляции главных значений, необходимые для расчета дисперсий α , μ , M_0 , были получены при повторном расчете тензора M_{ij} в главной системе координат. Далее анализируются результаты расчетов.

Направления главных осей. Из рис. 4, 5 видно, что области рассеяния оценок главных осей тензора M_{ij} по разным вариантам невелики и что процедура оценки погрешности хорошо оценивает разброс результатов.

Значение M_0 . Видно, что существенное влияние на оценку M_0 имеет тип волны (наибольшее различие между вариантами « P » и « S ») и принятый вариант геометрического расхождения. Различия за счет этих факторов заметно превышают формальное стандартное уклонение. Несоответствие между оценками M_0 по P - и S -волнам (первая примерно на 30% больше) может быть вызвано ошибками принятой модели поглощения, поэтому была проведена повторная деконволюция SH -волн за среду с t_*^{SH} , увеличенным до 2,2 с. Значение M_0 в расчетах по этим данным практически не изменилось. Мы не нашли других простых вероятных причин этого несоответствия, и оно осталось необъясненным. Таким образом, реальная точность M_0 определяется скоростной моделью Земли, а также, по-видимому, моделью Q и не выявляется при расчете с фиксированными моделями среды.

Значение α . Оценки α шаровой части M_{ij} не превышают в основном 10%, от M_0 во всех случаях незначимы, поэтому очаг можно считать сдвиговым в широком смысле.

Значение μ . Параметр μ в вариантах по P - и S -волнам положительный, но значимо не отличается от нуля. В вариантах 1—4 «PSH» μ значимо отличается от нуля, а в аналогичных вариантах 5—8 «PSHV» превышает 0,5, хотя и незначимо. В вариантах «PSHV» значимость отличия μ от нуля несколько выше, чем в « P »- и « S »-вариантах, но также невелика. Эта ситуация наводит на мысль, что большие μ в вариантах по «PSH» связаны с неоднородностью данных по P и S , выявившейся при расчете M_0 . Мы провели детальный анализ и выяснили, что, действительно, объединение данных по P и S в силу фактической структуры

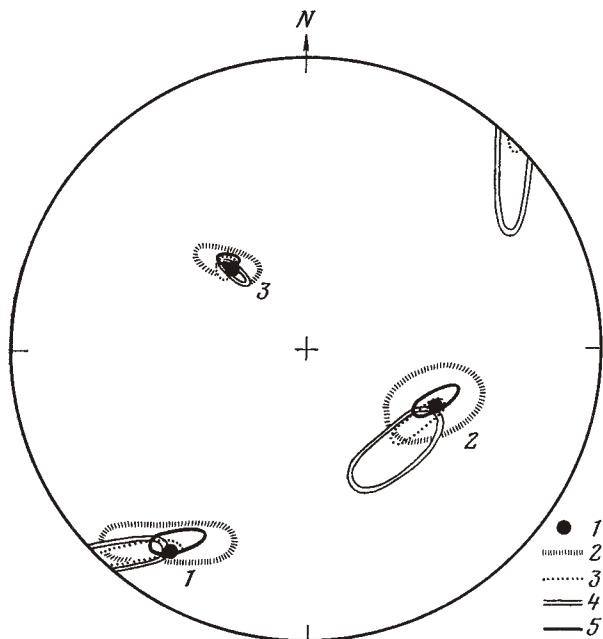


Рис. 4. Области рассеяния главных осей M_{ij} для различных вариантов счета. 1 — главные оси основного варианта. Здесь и далее они занумерованы в порядке убывания главных значений; 2—5 — области, охватывающие оси для вариантов расчета по P (2), $SH+SV$ (3), $P+SH$ (4) и $P+SH+SV$ (5)

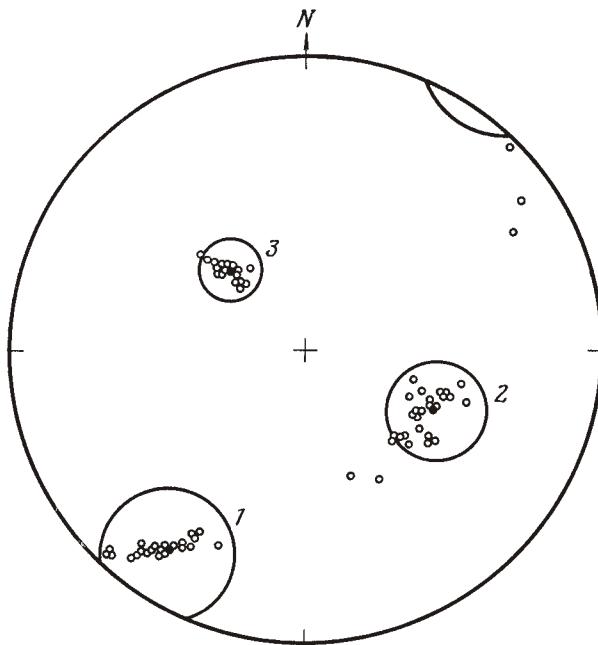


Рис. 5. Положение главных осей тензора M_{ij} для всех рассчитанных вариантов. Залитые кружки — главные оси для основного варианта. Приведены области погрешности главных осей основного варианта

уравнений и расположения точек наблюдения приводит к фиктивному росту μ . Этот анализ также предсказывает снижение μ в вариантах «*PSHV*» относительно «*PSH*», уменьшение α в тех же вариантах, а также рост μ в вариантах 5—8 «*PSH*» с ограничением по Δ . Более равномерное размещение точек на фокальной сфере могло бы дать более определенный результат. Итак, вероятнее всего, μ слегка больше нуля ($\sim 0,25$), но это отличие незначимо, и в первом приближении модель чистого сдвига ($\mu=0$) следует считать приемлемой.

Остаточная дисперсия. Этот параметр может дать указания на «загрязнение данных» *PcP*- и *ScS*-волнами. Попарное сравнение вариантов 1—5, 2—6 и т. д. не дает оснований для таких опасений — явного снижения дисперсии при исключении данных с $\Delta > 75^\circ$ не наблюдается. Обращает на себя внимание заметное увеличение дисперсии для варианта геометрического расхождения по [1]. Соотношение стандартных уклонений вариантов «*P*» и «*S*» — в разумном согласии с априорно заданным отношением $1,8^3 \approx 5,8$.

Вариант интегрирования импульса. Против ожиданий роль этого фактора оказалась практически несущественной. Таким образом, роль субъективной ошибки при визуальном выборе конца импульса в данном случае невелика и учет выброса противоположного знака на «заднем фронте» импульса не влияет на оценки.

Принятый вариант тензора и его проверка

В силу отмеченной неоднородности данных *P*- и *S*-волн и с учетом других факторов в качестве основного был принят вариант расчета 1 «*P*». Значения компонент тензора сейсмического момента для этого варианта (в единицах 10^{26} дин·см) таковы:

$$\begin{aligned} M_{11} &= 0,38 \pm 0,44, \quad M_{12} = 0,67 \pm 0,19, \quad M_{13} = 0,66 \pm 0,15, \\ M_{22} &= 0,13 \pm 0,30, \quad M_{23} = -0,42 \pm 0,14, \quad M_{33} = -0,62 \pm 0,17. \end{aligned}$$

Главные значения тензора M_{ij} и координаты его главных осей приведены в табл. 5. Поскольку значения $\alpha = -0,03 \pm 0,12$ и $\mu = 0,31 \pm 0,43$ значимо не отличаются от нуля, можно принять, что источник имеет тип двойного диполя без момента. Главные оси двойного диполя без момента приняты совпадающими с осями M_{ij} , оси соответствующего механизма имеют следующие координаты: $Az = 71^\circ, I = 48^\circ$ — для первой, $Az = -4^\circ, I = 113^\circ$ — для второй. Конусы погрешностей направлений осей имеют углы при вершине, не превышающие 30° .

На рис. 6 приведено сопоставление наблюденных ($E_{\text{набл}}$) и теоретических ($E_{\text{теор}}$) площадей *P*-волн для основного варианта M_{ij} и для принятого двойного диполя без момента. Видно, что общее согласие $E_{\text{набл}}$ и $E_{\text{теор}}$ налицо и что замена тензора диполем увеличивает разброс незначительно. Аналогичный вывод можно получить и для *S*-волн (см. рис. 7).

Таблица 5

Главные значения M_{ij} и сферические координаты главных осей тензора M_{ij} для основного варианта

i	M_i	$\sigma(M_i)$	Az	I°	δ°
1	0,99	0,31	34	79	15
2	0,20	0,34	115	129	15
3	-1,29	0,09	137	41	10

Примечание. $\sigma(M_i)$ — стандартные уклонения; Az — азимут, I — угол выхода, δ — оценка точности определения направлений осей; i — номер оси.

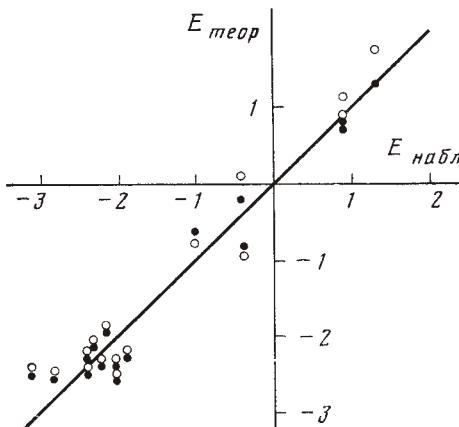


Рис. 6

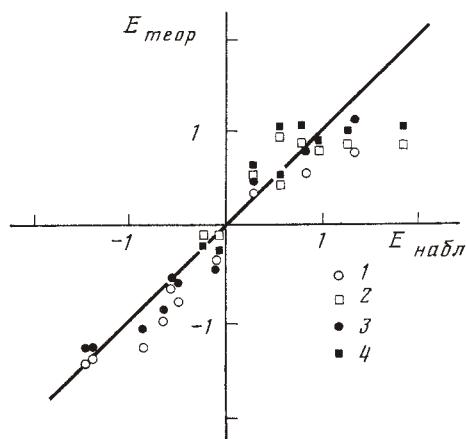


Рис. 7

Рис. 6. Сравнение наблюденных ($E_{набл}$) и расчетных ($E_{теор}$) значений площадей импульсов P -волн на фокальной среде для основного варианта M_{ij} (заливные кружки) и принятого двойного диполя без момента (пустые кружки), в единицах 8,84 см·с

Рис. 7. Сравнение наблюденных ($E_{набл}$) и расчетных ($E_{теор}$) площадей импульсов S -волн. 1, 2 — данные соответствуют варианту 1 « S » тензора M_{ij} по табл. 3; 3, 4 — соответствуют принятому двойному диполю со значением M_0 , уменьшенным до $0,88 \cdot 10^{26}$ для наилучшего согласования теоретических и наблюденных значений (1, 3 — данные SH , 2, 4 — данные SV). Единица соответствует 51,6 см·с

В этом случае принималось значение скалярного сейсмического момента M_0 , определенное по S -волнам.

Для проверки решения для тензора момента и двойного диполя приведены знаки смещений в P - и pP -волнах, а также углы поляризации S -волн. На рис. 8 представлены знаки смещений в P - и pP -волнах, снятые с длиннопериодных записей, и знаки первых вступлений по бюллетеням [3] (из бюллетеня брались только i -вступления). По длиннопериодным записям брались знаки импульсов в целом, т. е. знаки интегралов от импульса, но не знаки первых вступлений, которые в некоторых случаях (P на RIV , pP на CHG , pH на LEM) имели противоположный знак. Знаки импульсов оценивались по виду записи и, за исключением нескольких очевидных случаев, проверялись деконволюцией. Как видно из рис. 8, не все знаки согласуются с приведенным механизмом. Это знаки из бюллетеня, а также некоторые знаки pP , и в одном случае знак P (MUN) — по длиннопериодным записям. Все знаки, противоречащие механизму, за исключением одного из бюллетеня, находятся вблизи нодальных линий.

Было проверено также соответствие теоретических и наблюденных углов поляризации S -волн. Хотя был проведен расчет по вариантам « $PSHV$ », дополнительная проверка имела смысл, так как на станциях с малыми амплитудами расчет по методу наименьших квадратов мог привести к резкому различию теоретических и наблюденных углов. Кроме того, были использованы дополнительные данные. На рис. 9 приведены наблюденные направления поляризации S -волн, а также теоретические направления, рассчитанные для тензора сейсмического момента и для принятого двойного диполя без момента. Направления построены по углам поляризации известным способом (см. например [18]). Различие между теоретическими и наблюденными углами составляет в среднем около 20° . Сильно различаются углы на станции GUA , вблизи нодальной линии S -волн. На записи этой станции очень низкое отношение сигнал/шум. Таким образом, согласие теоретических и наблюденных углов поляризации вполне удовлетворительное.

Ранее механизм очага изучаемого землетрясения был определен по знакам вступлений, в основном на короткопериодной аппаратуре в работах [2, 12], причем в последней с использованием ЭВМ. Машинное решение включает набор механизмов, попадающих в 85%-ный доверительный интервал для функции правдоподобия. На рис. 8 приведены нодальные плоскости механизмов из [2, 12], в последнем случае показан механизм, реализующий максимум функции правдоподобия. Заметим, что множество механизмов, попадающих в 85%-ный доверительный интервал, включает в себя существенно различающиеся механизмы, как

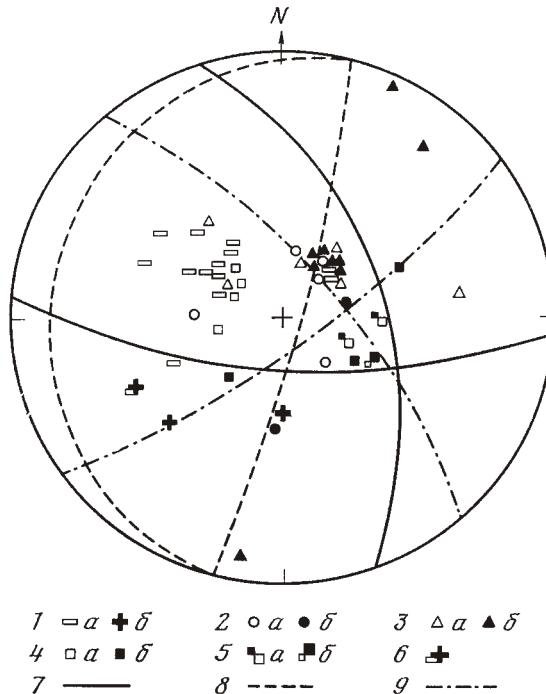


Рис. 8. Знаки импульсов волн P и rP и нодальные плоскости для принятого двойного диполя и механизмов, приведенных в [2, 12]. 1 — знаки импульсов P по данным рис. 1 (кроме RIV); 2 — знаки импульсов P , снятые с сейсмограмм без деконволюции; 3 — знаки фаз iP на короткопериодных приборах по бюллетеню; 4 — знаки импульсов rP , полученные путем деконволюции; 5 — импульсы rP , у которых по результатам деконволюции знак вступления и знак площади не совпадают; 6 — то же, P (ст. RIV) (в случаях 5 и 6 учитывается знак интеграла, а не первого вступления). Во всех случаях a — разрыв, b — сжатие. 7 — нодальные линии для принятого механизма, 8 — то же, для механизма из [2]; 9 — то же, для механизма из [12], реализующего максимум функции правдоподобия

это можно видеть из рис. 8, поскольку механизм из [2] принадлежит к указанному множеству машинных решений. Принятый нами механизм, хотя и не попадает в множество машинных решений, не очень сильно отличается от механизма, реализующего максимум функции правдоподобия. В [2] определено также значение скалярного сейсмического момента M_0 , равное $(0,86—1,16) \cdot 10^{26}$ дин·см. Оно расходится с полученным нами по сходному варианту 3 «P» — $1,52 \cdot 10^{26}$, что, возможно, объясняется отличием использованного в работе [2] механизма от полученного нами.

Отметим еще, что в [2] определенный там механизм классифицирован как относительно надежный; в то время как характер множества машинных решений указывает на обратное. Не исключено, что опреде-

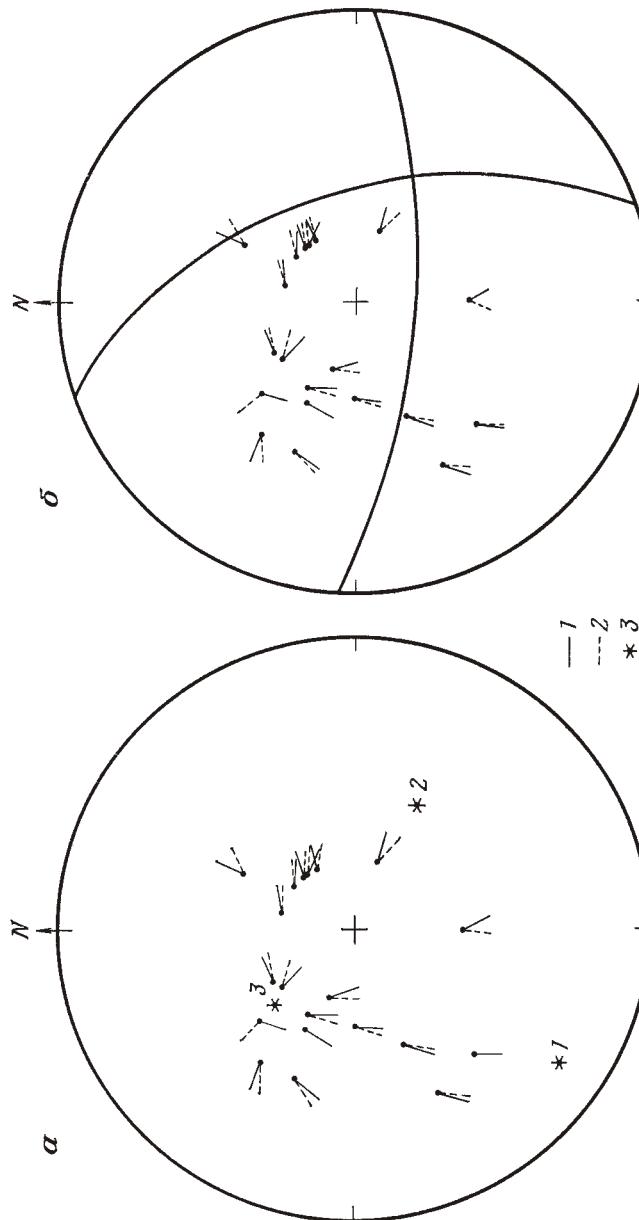


Рис. 9. Наблюденные и теоретические направления поляризации S -волны для основного варианта тензора сейсмического момента (a) и для принятого диполя без момента (σ). 1 — направление поляризации наблюденное, 2 — то же, теоретическое, 3 — главные оси тензора момента

ленную роль в обсуждаемых расхождениях может играть фактическое различие механизма очага по наблюдениям на короткопериодной и длиннопериодной аппаратуре (см. [14]).

Заключение

На примере глубокого землетрясения 15 февраля 1971 г. в районе островов Фиджи реализована методика определения тензора сейсмического момента с использованием площадей импульсов смещений в объемных волнах. Шаровая часть тензора для этого землетрясения практически нулевая. При раздельной обработке групп данных P - и S -волн значения коэффициента μ Лоде — Надаи значимо от нуля не отличаются, и можно считать, что источник имеет тип двойного диполя без момента. Значение скалярного сейсмического момента по P - и S -волнам заметно различается (M_0 по S на 30% меньше), что не позволяет доверять оценке μ по объединенным данным. За окончательный результат принят вариант с использованием P -волн на 16-станциях. Решение согласуется с дополнительными данными о знаках длиннопериодных P и pP и о поляризациях S -волн.

Авторы признательны Ж. Я. Аптекман за помощь в получении записей и Ю. А. Горицкому — за обсуждение методов оценки точности решения.

Приложение.

Расчет оценок среднеквадратических уклонений для собственных значений и собственных векторов симметричного тензора.

Пусть M_{ij} — экспериментально определенный симметричный тензор ранга 2 и размерности 3 и D_{ij}^2 — значения дисперсий его компонент. Пусть, далее, матрица вращения α_{ik} преобразует M_{ij} к диагональному виду

$$M_{kl}^D = M_{ij} \alpha_{ik} \alpha_{jl}, \quad M_{kl}^D = \{M_1, M_2, M_3\}.$$

При этом собственные векторы $l_i^{(1)}, l_i^{(2)}, l_i^{(3)}$ суть столбцы матрицы α_{ij} . Наборы M_{1-3} и $l_i^{(1-3)}$ нелинейно зависят от компонент M_{ij} , поэтому в условиях больших относительных погрешностей стандартные приемы переноса ошибок непригодны для определения погрешностей этих величин. Мы применили метод, близкий к традиционному методу Монте-Карло. По стандартному варианту этого метода значения M_{ij} следует возмущать случайными ошибками с дисперсиями D_{ij} , мы же ограничились возмущениями вида $\pm D_{ij}$, причем перебирали все комбинации знаков. Для каждого из 64 вариантов рассчитывали M_{1-3} и $l_i^{(1-3)}$, нумерация определялась условием $M_1 \geq M_2 \geq M_3$. Полученные наборы величин $M_{1-3}, l_i^{(1-3)}$ обрабатывались для получения оценок точности, имеющих смысл стандартных уклонений. Для M_{1-3} в качестве оценки берется значение полуширины интервала, накрывающего 68% точек (т. е. 43 точки). Для $l_i^{(1-3)}$ определяем половину угла при вершине кругового конуса, захватывающего 43 оси. Центр интервала и ось конуса выбираем в невозмущенной точке M_{1-3} и соответственно на невозмущенном векторе $l_i^{(1-3)}$. Ковариации значений M_{ij} , вообще говоря, иенулевые. Поэтому примененный подход дает оценку сверху. Для проверки допустимости упрощенной процедуры на двух примерах из наших данных был проведен расчет по описанной методике и по стандартной схеме с нормально распределенными ошибками. По результатам 640 испытаний получено, что оценки по упрощенной схеме имеют точность порядка 10—15% и систематически завышены на 5—10%, что следует считать допустимым для наших целей.

ЛИТЕРАТУРА

1. Аптекман Ж. Я., Богданов В. И. Определение тензора сейсмического момента из наблюдений.—Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли, 1981, № 10, с. 14—24.
2. Балакина Л. М., Коган С. Я., Поликарпова Л. А. Сейсмические моменты очагов глубокофокусных землетрясений района Фиджи — Тонга.—Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли, 1980, № 4, с. 23—38.
3. Бюллетень международного сейсмологического центра 1971 г., февраль.
4. Вентцель Е. С. Теория вероятностей. М.: Наука, 1964. 576 с.

5. Гусев А. А., Павлов В. М. Система интегральных характеристик очага землетрясения, определяемых по смещениям в объемных волнах в дальней зоне.— Докл. АН СССР, 1978, т. 239, № 2, с. 289—292.
6. Гусев А. А., Павлов В. М. Метод степенных моментов в задаче восстановления движения в очаге землетрясения по его излучению— Вулканология и сейсмология, 1982, № 5, с. 61—82.
7. Клаербоут Д. Ф. Теоретические основы обработки геофизической информации. М.: Недра, 1981. 304 с.
8. Коган С. Я. Сейсмическая энергия и методы ее определения. М.: Наука, 1975. 152 с.
9. Костров Б. В. Механика очага тектонического землетрясения. М.: Наука, 1975. 176 с.
10. Павлов В. М., Гусев А. А. К возможности восстановления движения в очаге глубокого землетрясения по полю объемных волн в дальней зоне.— Докл. АН СССР, 1980, т. 255, № 4, с. 824—829.
11. Саваренский Е. Д., Кирнос Д. П. Элементы сейсмологии и сейсмометрии. М.: 1955 г. 544 с.
12. Старовойт О. Е., Чепкунас Л. С., Антекман Ж. Я., Бармин М. П. Об определении механизма очагов землетрясений на ЭВМЕС-1030.— В кн.: Физика сейсмических волн и внутреннее строение Земли. М.: Наука, 1983.
13. Стейси Ф. Д. Физика Земли. М.: Мир, 1972. 342 с.
14. Akasche B., Berckhemer H. Focal mechanism of deep and shallow earthquakes as derived from short and long period seismograms.— Тр. X Ген. ассамблеи ЕCK. М.: 1970. 334—359 с.
15. Ben-Menahem A., Singh S. J. Computation of models of elastic dislocations in the Earth.— Methods Comput. Phys., 1972, v. 12, p. 299—375.
16. Berckhemer H., Jacob K. H. Investigation of the dynamical process in earthquake by analizing the pulse shape of body waves.— Тр. X Ген. ассамблеи ЕCK. Т. II. М., 1970, p. 253—332.
17. Hanks T. The corner frequency shift, earthquake source models and Q.— Bull. Seismol. Soc. Amer., 1981, v. 71, № 3, p. 397—612.
18. Herrman R. B. A student's guide to the use of P and S wave data for focal mechanism determination.— Earthquake Notes, 1975, v. 46, № 4, p. 29—39.
19. Randall M. J. Multipolar analysis of the mechanisms of deep-focus earthquakes.— Methods Comput. Phys., 1972, v. 12, p. 272—292.
20. Seismological Tables for P.— Bull. Seismol. Soc. Amer., 1968, v. 58, № 4, p. 1196—1222.

Институт вулканологии
ДВНЦ АН СССР

Поступила в редакцию
25.V.1984