

УДК 550.34

ГУСЕВ А. А., ПАВЛОВ В. М.

**ДЕТАЛЬНОЕ ИЗУЧЕНИЕ ОЧАГА ГЛУБОКОГО
ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЯ 15.II.1971 г. (ФИДЖИ)
КАК ИЗЛУЧАТЕЛЯ УПРУГИХ ВОЛН.****II. РАСЧЕТ СТЕПЕННЫХ МОМЕНТОВ ОЧАГА ПОРЯДКА 1 и 2**

Задача определения характеристик процесса, происходящего в очаге землетрясения, по наблюдениям сейсмических волн вдали от очага, представляет большой интерес. Она, однако, неразрешима в сколько-нибудь общей постановке [6, 7, 10]. Для достаточно реалистической модели очага в виде плоской трещины сдвига эту задачу обычно решают, задав заранее вид функции скачка смещения (описывающей очаговый процесс) с точностью до нескольких параметров, а затем определяют эти параметры из наблюдений. Два типичных варианта такого подхода — это модель прямоугольной дислокации Хаскелла — Аки и модель в виде набора нескольких стандартных субочагов Х. Канамори [13]. В первом случае определяют длину, скорость и направление разрыва, во втором — координаты, время и «амплитуду» субочагов, а также характерное время для стандартной временной функции субочага. В условиях малого объема наблюдений такие подходы вполне оправданы. Их основной недостаток — в априорном характере конкретной параметрической модели. Альтернативой этим подходам служит определение таких характеристик очага, как степенные моменты. Их можно найти независимо от гипотез о виде функции источника, но при этом содержат информацию о его пространственно-временной структуре. Попытка практического применения такого подхода и посвящена данная работа.

В сейсмологии метод степенных моментов был впервые применен Дж. Бэкусом и М. Малкаи [10, 11] для описания сейсмического очага общего вида. Для такой модели однозначно определить моменты порядка выше первого по сейсмическим волнам невозможно. Несколько позже для менее общей модели очага нами показано [3], что моменты, описывающие очаг, могут быть определены из наблюдений объемных волн; предложен практический алгоритм их расчета. В работе [15] был предложен подход, аналогичный нашему [3].

Задача практического определения степенных моментов для землетрясений в настоящее время разработана недостаточно. Имеется лишь работа Д. Дорнбоса [12], в которой на основе подхода Дж. Бэкуса и М. Малкаи сделана попытка расчета моментов порядка 1 и 2 для конкретного землетрясения. Д. Дорнбосу, однако, не удалось получить надежных оценок, по-видимому, из-за неудачного выбора методики инверсии.

В данной статье мы продолжаем изучение очага глубокого землетрясения 15.II.1971 г. (острова Фиджи), которое было начато работой [8], где был определен тензор сейсмического момента этого землетрясения. Здесь мы приводим результаты расчетов степенных моментов порядков 1 и 2. Выбор конкретного землетрясения в большей мере произволен: работа была предпринята главным образом для демонстрации применимости подхода [3] к реальным данным.

1. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ СООТНОШЕНИЯ

Следуя [3, 4], приведем кратко основные определения и уравнения, которые будут применяться для расчета степенных моментов. В нашем подходе для очага землетрясения принимается модель в виде плоского сдвигового разрыва. Эта модель не самая общая, но она достаточно реалистична.

Мы предполагаем, что разрыв происходит на ограниченной площадке S плоскости Σ с нормалью n и характеризуется скачком смещения $\mathbf{B}(\mathbf{x}, t) = \mathbf{b}f^x(\mathbf{x}, t)$, ($|\mathbf{b}|=1, \mathbf{n} \cdot \mathbf{b}=0$), причем направление вектора не зависит от x и t ($\mathbf{x}=(x_1, x_2, x_3)$ — декартовы координаты, t — время). Разрыв начинается в момент времени $t=0$ в единственной точке $\mathbf{x}=0$ (гипоцентр) и распространяется со скоростью, меньшей скорости c_s поперечных волн. Величина относительного смещения берегов разрыва $f^x(\mathbf{x}, t)$ при этом монотонно возрастает в каждой точке ($f^x(\mathbf{x}, t) = \partial f^x(\mathbf{x}, t) / \partial t \geq 0$). Процесс движения в очаге имеет конечную длительность T .

Поскольку нас интересует реальный случай, когда ориентация плоскости источника заранее неизвестна, мы вынуждены рассмотреть наряду с плоской моделью также более общую — объемную — модель. В этой модели очаг расположен в ограниченном объеме V однородной изотропной упругой среды и описывается тензором объемной плотности сейсмического момента $m_{ij}(\mathbf{x}, t) = m_{ij}^{(0)}f^v(\mathbf{x}, t)$ ($i, j=1, 2, 3$), где $m_{ij}^{(0)} = m_{ji}^{(0)}$ — постоянный «единичный» тензор ($m_{ij}^{(0)}m_{ij}^{(0)}/2=1$) (здесь и ниже по повторяющимся индексам подразумевается суммирование от 1 до 3).

Объемную модель назовем моделью А, а плоскую — моделью Б. Модель Б — частный случай модели А, причем

$$m_{ij}^{(0)} = n_i b_j + n_j b_i, \quad f^v(\mathbf{x}, t) = \mu f^x(\mathbf{x}, t) \delta_\Sigma(\mathbf{x}),$$

где μ — модуль сдвига, а $\delta_\Sigma(\mathbf{x})$ — поверхностная δ -функция на плоскости Σ .

С помощью функционала

$$\mathcal{L}(\varphi) = \int_V \int_0^T \varphi(\mathbf{x}, t) \dot{f}^v(\mathbf{x}, t) dt dV$$

введем нормированные степенные моменты очага следующим образом. Начальные моменты 1-го порядка:

$$N_\alpha = \mathcal{L}(\dot{x}_\alpha) / \mathcal{L}(1), \quad (\alpha=0, 1, 2, 3; x_0 \equiv t).$$

Начальные и центральные моменты 2-го порядка:

$$N_{\alpha\beta}^{(0)} = \mathcal{L}(x_\alpha x_\beta) / \mathcal{L}(1), \quad N_{\alpha\beta} = N_{\alpha\beta}^{(0)} - N_\alpha N_\beta, \\ (\alpha, \beta = 0, 1, 2, 3; x_0 \equiv t).$$

Для источника Б введенные моменты удовлетворяют соотношениям

$$n_i N_i = 0, \quad n_i N_{ii} = 0, \quad n_i N_{ij} = 0, \quad (i, j = 1, 2, 3). \quad (1)$$

Величина $\mathcal{L}(1)$ соответствует скалярному сейсмическому моменту в случае источника А и в точности равна ему в случае Б. Для удобства введем также обозначения $N_t \equiv N_0$, $N_{tt} \equiv N_{00}$, $N_{ii} \equiv N_{i0}$ ($i=1, 2, 3$). Единицы измерения этих величин следующие: N_t — с, N_i — км, N_{tt} — с^2 , N_{ii} — км · с, N_{ij} — км^2 . Размерности указывают характер моментов — пространственный, временной или смешанный. Величины N_t , N_{ii} — скаляры, тройки $\{N_1, N_2, N_3\}$ и $\{N_{1t}, N_{2t}, N_{3t}\}$ — векторы, которые мы обозначим \mathbf{d} и \mathbf{q} соответственно. Матрица N_{ij} ($i, j = 1, 2, 3$) представляет симметричный тензор.

Пусть $u(\mathbf{r}, t)$ — импульс смещения в дальней зоне (например в P -волне), излученный источником вдоль луча с направляющим вектором \mathbf{r} ($|\mathbf{r}|=1$). Из наших предположений следует, что импульсы смещения в объемных волнах однополярны и имеют начало и конец, причем начало соответствует вступлению волны из гипоцентра. Введем нормированные степенные моменты от $u(\mathbf{r}, t)$. Для моментов порядка 1 и 2 имеем

$$\begin{aligned} e_1(\mathbf{r}) &= \frac{1}{E_0} \int_{t_1}^{t_2} u(\mathbf{r}, t) (t - t_1) dt, \\ e_2^{(0)}(\mathbf{r}) &= -\frac{1}{E_0} \int_{t_1}^{t_2} u(\mathbf{r}, t) (t - t_1)^2 dt, \quad e_2 = e_2^{(0)} - e_1^2, \end{aligned} \quad (2)$$

где

$$E_0 \equiv E_0(\mathbf{r}) = \int_{t_1}^{t_2} u(\mathbf{r}, t) dt$$

— «площадь» импульса, t_1 и t_2 — его начало и конец. Скалярная функция $u(\mathbf{r}, t)$ может представлять проекцию вектора смещения на любое заданное направление. Величины $e_1^{(k)} = e_1(\mathbf{r}^{(k)})$, $e_2^{(k)} = e_2(\mathbf{r}^{(k)})$ для луча $\mathbf{r}^{(k)}$ ($k=1, 2, \dots, K_m$), соответствующего некоторой точке регистрации, в случае однородной безграничной среды связаны с моментами источника А соотношениями

$$N_t - r_i^{(k)} N_i / c = e_1^{(k)}, \quad (3)$$

$$N_{tt} - 2r_i^{(k)} N_{it} / c + r_i^{(k)} r_j^{(k)} N_{ij} / c^2 = e_2^{(k)}, \quad (4)$$

где $c=c_p$ или c_s в зависимости от типа волны. Если величины e_1 или e_2 известны для достаточного числа лучей ($K_m \geq 4$ для (3) и $K_m \geq 10$ для (4)), то наборы соотношений (3), (4) представляют собой две переопределенные системы линейных уравнений относительно моментов порядка 1 или 2 соответственно, которые можно решить методом наименьших квадратов (МНК). Заметим, что для однозначной разрешимости уравнений для моментов порядка 2 необходимо использовать данные для P - и S -волн совместно [4].

Решение МНК для конкретного порядка (1 или 2) имеет обычный вид:

$$\mathbf{U} = (A^T A)^{-1} A^T \mathbf{V}, \quad (5)$$

где \mathbf{U} — вектор неизвестных длины K , \mathbf{V} — вектор правых частей (3) или (4) длины K_m , A — матрица соответствующей системы уравнений, $A_{ij}^T = A_{ji}$. Для дисперсии σ_i^2 компоненты решения \mathbf{U}_i справедлива оценка

$$\sigma_i^2 = (\sigma^{\text{oct}})^2 (A^T A)_{ii}^{-1}, \quad (6)$$

где

$$(\sigma^{\text{oct}})^2 = \sum_{i=1}^{K_m} g_i^2 / (K_m - K)$$

— остаточная дисперсия, g_i — невязка.

Среднеквадратические уклонения σ_i являются оценками точности искомых величин. Их значения зависят как от величины невязок, так и от характера размещения точек наблюдения (векторов $\mathbf{r}^{(k)}$). При прочих равных условиях оценки будут тем лучше, чем равномернее распределены векторы $\mathbf{r}^{(k)}$ по направлениям. Поскольку для волн P и S в телесейсмической зоне соответствующие лучи уходят из очага вниз, то очень желательно использовать фазы pP и sP , излучаемые в верхнюю полусферу.

Для источника B при известной ориентации плоскости уравнения (3), (4), выписанные в декартовой системе координат (x_1, x_2, x_3) с x_3 вдоль \mathbf{n} , не содержат $N_3, N_{3\alpha}$ ($\alpha=0, 1, 2, 3$) в силу (1). Поэтому число неизвестных снижается с 4 до 3 или с 10 до 6 соответственно для порядков 1 или 2.

В расчетах для землетрясения 15.II.1971 г. сначала приняли модель A , а затем, после обоснования применимости, использовали модель B .

2. ПОДГОТОВКА ИСХОДНЫХ ДАННЫХ ДЛЯ РАСЧЕТОВ

2.1. Определение смещений в объемных волнах и переход на фокальную сферу

Исходным материалом при изучении очага землетрясения 15.II.1971 (острова Фиджи, $t_0=07^{\text{h}}51^{\text{m}}$, $\varphi=25,20^{\circ}$ ю. ш., $\lambda=178,41^{\circ}$ в. д., глубина $H=574$ км, $m_{PV}=6,0$) были микрофильмы объемных волн (фазы P, S, pP, sP) на длиннопериодных приборах сети $WWSSN$. Для sS -волн по записям каналов NS и EW рассчитывалась SH -компонент (см. [8]). Записи волн P, pP, sP брались на вертикальном канале. Заметим, что при выходе из очага фаза pP соответствует P , в то время как sP соответствует SV .

Исходные микрофильмы увеличивали и цифровали с шагом 0,1 с. Длина участка цифровки — около 1 мин. Записи исправили за прибор и за поглощение с помощью процедуры, обратной фильтрации, описанной в [8]. На рис. 1—3 приведены результаты этой процедуры — восстановленные записи смещений в объемных волнах.

При коррекции за поглощение для параметра t^* были приняты значения: 0,66 с (для P), 1,90 с (для SH), 1,11 с (для pP) и 1,60 с (для sP -волн). Выбор значений t^* для P - и SH -волн пояснен в [8]. Значения t^* для pP и sP -волн были получены так. Сейсмический луч разбивался на два участка: до и после отражения от поверхности Земли, и значение t^* вычислялось как сумма $t_1^* + t_2^*$ значений t^* на этих участках. На втором участке фазы pP, sP распространяются как P -волны, поэтому t^* было принято соответствующим P -волнам от поверхностного очага.

Для численной оценки использовали таблицу из [1]. Пренебрегая зависимостью t^* от эпицентрального расстояния, приняли $t_2^*=0,85$ с. Оценку для t_1^* получили прямым расчетом по формуле $t^* =$

$$= \int_0^{600} [Q(z)c(z)]^{-1} dz, \text{ где } Q(z), c(z) — \text{ зависимости добротности и ско-}$$

рости с глубиной. Мы считали, что луч близок к вертикали и полагали $c_p(z) \approx 9$ км/с, $\lg Q(z) = 2,25 + 0,5 z/600$. Эта зависимость была получена аппроксимацией графика из [1]. В итоге получили $t_{1P}^*=0,26$ с, $t_{1S}^* = (Q_p c_p / Q_s c_s) t_{1P}^* = 2,88$, $t_{1S}^* = 0,75$ с.

Поскольку уравнения (3), (4) выведены для однородной среды, следует пересчитать наблюдения на фокальную сферу, приняв среду однородной в окрестности источника. Для этого следует рассчитать азимуты и углы выхода лучей, т. е. определить \mathbf{r} . Далее следует учесть геометрическое расхождение (в виде коэффициента), а также влияние свободной поверхности, как для точки наблюдения, так и (в случае фаз pP, sP) для точки отражения. Мы допустим, что влиянием слоистости Земли можно пренебречь. Тогда эффект свободной поверхности также сводится к умножению на коэффициент. Заметим теперь, что при нормировке степенных моментов импульсов (2) любые постоянные множители выпадают. Таким образом, практически учет геометрического расхождения и свободной поверхности (а также проектирования на направление записи сейсмографа) не нужен.

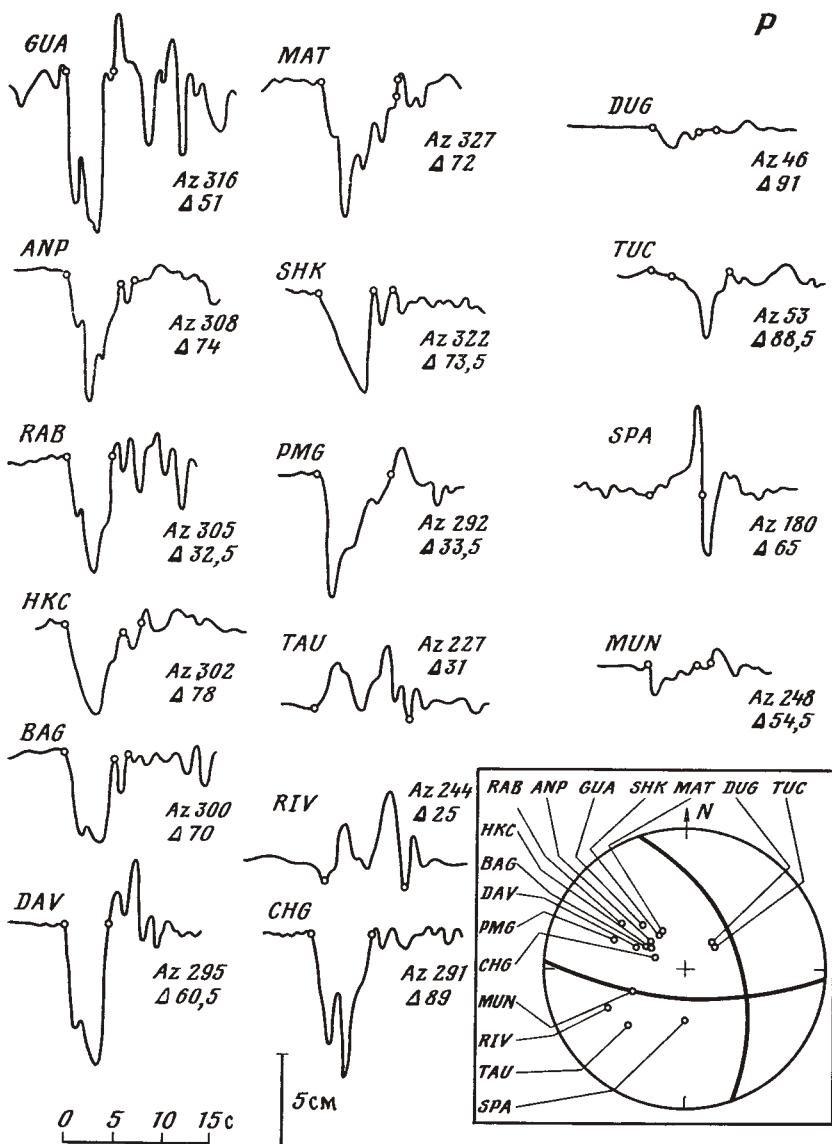


Рис. 1. Вид импульсов P -волн после коррекции за прибор и поглощение и приведения на фокальную сферу (использовано геометрическое расхождение, вычисленное по [14]). Кружками помечены положение начальной и варианты конечной точки интегрирования. На стереографической проекции (здесь и ниже, если это специально не оговорено, используется проекция нижней полусфера) показаны точки выхода лучей, а также нодальные линии для P -волн, соответствующие принятому в [8] двойному диполю без момента

При фиксированном эпицентральном расстоянии Δ углы выхода j (отсчет от зенита) для лучей P -волн определяли через значения лучевого параметра p из [14]. Значения j для S -волн принимали теми же, что и для P -волн. Скорости в очаге были приняты $c_p = 10,25 \text{ км/с}$, $c_s = c_p/1,8$. Для pP и sP рассчитывали значения j обычным способом, используя [14]. Значения j и азимута Аз даны в табл. 1.

2.2. Вычисление нормированных степенных моментов объемных волн

Нормированные степенные моменты порядка 1 и 2 импульсов, приведенных на рис. 1—3, были рассчитаны численно по формулам (2). Начальная и конечная точки интегрирования соответствовали вступлению и концу импульса, которые определялись визуально. При выборе конца импульса мы исходили из того, что согласно принятой модели импульсы должны быть однополярными. Выбранные начало и конец импульса определяли линию, аппроксимирующую нулевую. В некоторых случаях из-за неоднозначности определения начала или конца импульса расчет моментов выполнялся в двух вариантах.

Заметим, что не все импульсы, которые были использованы в расчетах тензора сейсмического момента в [8], были использованы здесь. Причина в том, что значения моментов порядка 1 и особенно 2 значительно более чувствительны к выбору интервала интегрирования, чем

Таблица 1
Характеристики точек наблюдения и импульсов смещения

Номер группы	Код станции	Фаза	Δ°	Аз $^\circ$	j°	$e_1, \text{ с}$		$e_2, \text{ с}^2$	
						1	2	1	2
I	RIV	P	25	244	116	3,98	—	4,06	—
	TAU	P	31	227	120	5,15	—	6,71	—
	PMG	P	33,5	292	122	2,83	—	2,51	—
	RAB	P	32,5	305	121	2,53	—	1,21	—
	GUA	P	51	316	132	2,28	—	1,19	—
	DAV	P	60,5	295	138	2,36	—	1,11	—
	CHG	P	89	291	152	2,98	—	1,89	—
	BAG	P	70	300	143	2,96	2,66	1,95	1,25
	ANP	P	74	308	145	2,66	2,42	1,95	1,27
	HKC	P	78	302	147	3,31	2,95	2,68	1,60
II	MAT	P	72	327	144	3,63	3,40	3,31	2,25
	SHK	P	73,5	322	145	3,68	3,39	2,34	1,60
III	MUN	P	54	248	134	2,36	1,83	2,47	1,38
	SPA	P	65	180	140	3,62	—	1,57	—
IV	TUC	P	88,5	53	152	4,76	3,32	2,61	1,11
	DUG	P	91	46	152	2,85	2,20	3,23	1,20
V	NNA	pP	98	107	28	5,00	—	3,23	—
	LPA	pP	100	136	28	3,83	—	4,10	—
	ANT	pP	97	120	28	3,94	—	4,44	—
VI	MUN	pP	54	248	51	1,69	—	1,18	—
	RIV	SH	25	244	116	2,59	—	1,40	—
	TAU	SH	31	227	120	2,16	—	1,94	—
VII	MUN	SH	54	248	134	3,41	—	2,35	—
	PMG	SH	33,5	292	122	3,54	—	5,94	—
	MAT	SH	72	327	144	3,28	—	1,97	—
VIII	TUC	SH	88,5	53	152	2,88	—	3,08	—
	COR	SH	87,5	37	151	3,94	—	2,86	—
IX	MUN	sP	54	248	26	1,71	4,43	0,90	3,64
	RIV	sP	25	244	37	4,32	—	1,35	—
VIII	CHG	sP	89	291	14	4,21	—	1,41	—
	GUA	sP	51	316	26	3,94	4,08	1,74	2,61
IX	COL	sP	93,5	15	15	4,80	—	5,51	—
	DUG	sP	91	16	16	4,76	5,87	4,10	6,55

Примечание. Δ — эпикентрическое расстояние, Аз — азимут из эпицентра на станцию, j — угол выхода луча из очага. Вариант 1 значений e_1, e_2 использовался в основном варианте расчета, а вариант 2 — в других.

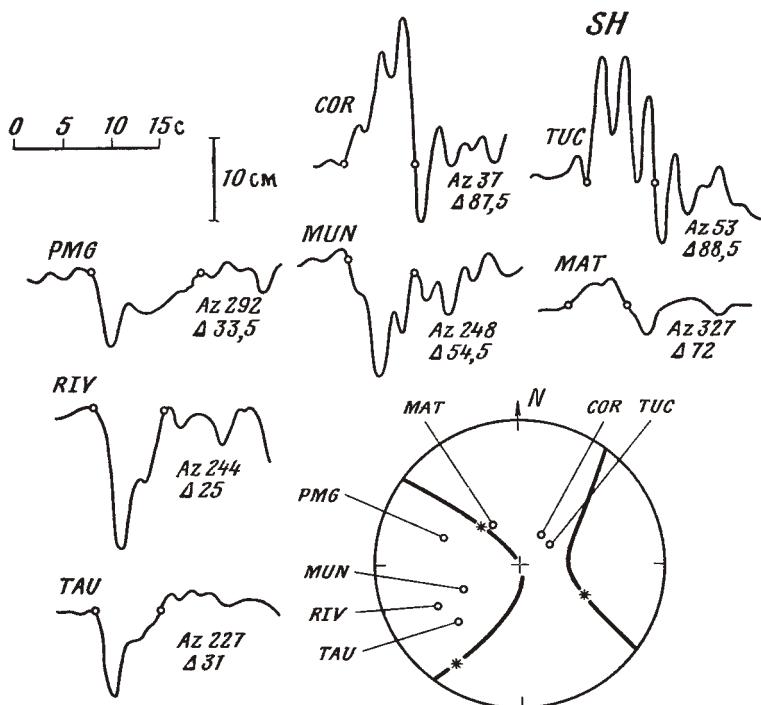


Рис. 2. Импульсы SH -волн. На стереографической проекции показаны главные оси тензора $m_{ij}^{(0)}$ (основной вариант по [8]) и нодальные линии SH -волн для принятого в [8] двойного диполя без момента

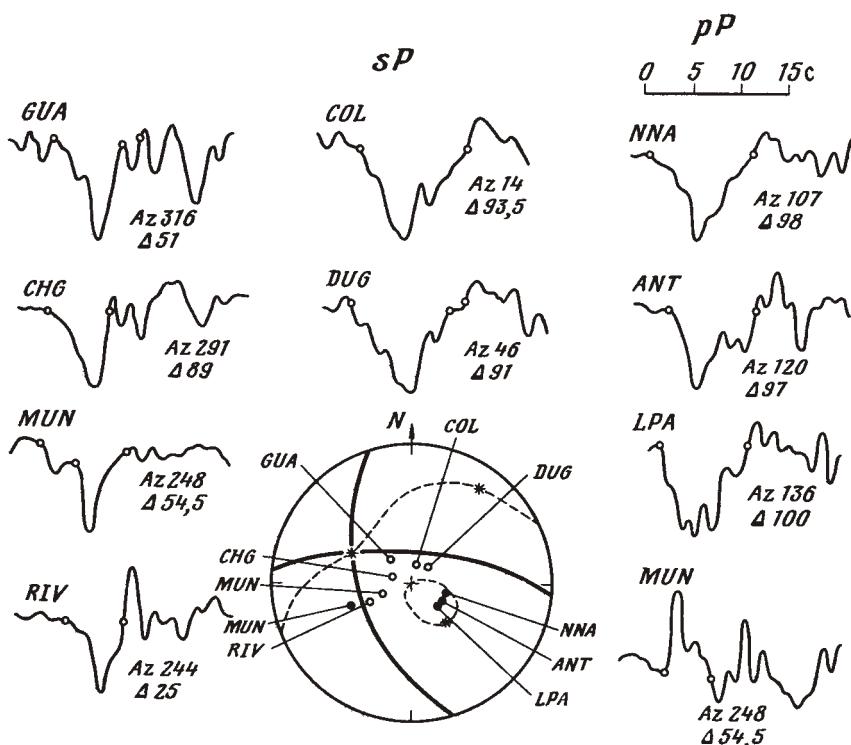


Рис. 3. Импульсы pP и sP -волн. На стереографической проекции верхней полусфера показаны точки выхода лучей pP (заливные кружки) и sP (пустые кружки), а также нодальные линии P -волн (сплошные кривые) и SV -волн (пунктирные кривые)

момент нулевого порядка (площадь). Поэтому в данной работе мы исключили те импульсы, начало и конец которых определяются недостаточно уверенно.

Значения нормированных степенных моментов, полученные интегрированием, далее были скорректированы. Это связано с тем, что при обратной фильтрации импульс восстанавливается лишь в некоторой полосе частот (f_1, f_2), что приводит к уширению восстановленного импульса по отношению к истинному. Поэтому значения моментов получаются завышенными, причем для разных фаз в различной степени, зависящей в основном от частоты верхнего среза фильтра. Значения этой частоты для различных фаз были следующими, Гц: 0,7 (P), 0,4 (SH), 0,55 (pP) и 0,45 (sP). Частота нижнего среза фильтра составляла для всех фаз 0,01—0,02 Гц.

Для коррекции влияния фильтра были рассчитаны поправки, причем использовались результаты следующего численного эксперимента. Для импульса в форме трапеции были вычислены моменты 1-го и 2-го порядков до и после полосовой фильтрации. Разность между значениями этих моментов была принята в качестве поправки. Значения поправок таковы: для моментов 1-го порядка: —0,12 с (P); —0,52 с (SH); —0,40 с (pP); —0,42 с (sP); для центральных моментов 2-го порядка: —0,02 с² (P); —0,26 с² (SH); —0,11 с² (pP); —0,17 с² (sP). Заметим, что такой подход формально корректен: фильтрация импульса дает аддитивную добавку к его нормированному степенному моменту, причем величина добавки определяется только фильтром. Окончательные значения моментов 1-го и 2-го порядков от использованных в работе импульсов объемных волн приведены в табл. 1.

Остановимся на точности эмпирических оценок нормированных степенных моментов порядка 1 и 2 от импульсов смещения. Оценим сначала влияние варианта интегрирования. В большинстве случаев разница значений моментов по двум вариантам интегрирования не превышает 20% для 1-го и 50% для 2-го порядка. Исключение составляют импульсы P на DUG, TUC и импульс sP на MUN, для которых это отличие для 2-го порядка достигает двух раз.

Для оценки точности определения моментов импульсов разобъем импульсы на группы по условию близости соответствующих лучей (см. табл. 1). Различие в направлениях лучей в этих группах не более 20°. Истинные значения моментов импульсов для близких лучей должны быть близки. Для оценочных целей примем их совпадающими. Мы полагаем, что средние значения e_{1cp} , e_{2cp} в пределах групп дают оценки для истинных значений, а наибольшие отклонения от среднего в группе дают оценки точности определения моментов e_1 , e_2 по наблюдениям. За исключением групп I, VII отклонение от среднего не превышает 25% для порядков 1 и 2. В группе I для порядка 1 это отклонение также менее 25%, но для порядка 2 оно достигает 50%. Можно видеть, что основная причина этого — «аномальный» импульс P на ст. МАТ. Мы, однако, не стали исключать его из расчетов.

Для группы VII, включающей импульсы sP на ст. MUN и RIV, отклонения достигают 45%, но и в этом случае мы не сочли целесообразным исключать какие-либо данные. Отметим, что приводимые оценки отклонений — это максимальные отклонения по двум вариантам осреднения внутри группы: в одном варианте брались «короткие», а в другом — «длинные» варианты интервала интегрирования (если такие варианты были).

В соответствии с принятой моделью источника и уравнениями (3), (4) можно ожидать, что в идеальном случае значения моментов будут гладкими функциями точки на фокальной сфере. Приведенный анализ показывает, что оценки моментов не противоречат этим представлениям, если считать, что их точность составляет около 25%.

3. ОПРЕДЕЛЕНИЕ НОРМИРОВАННЫХ СТЕПЕННЫХ МОМЕНТОВ ОЧАГА ПОРЯДКОВ 1 и 2

3.1. Варианты исходных данных

Используя найденные значения нормированных моментов импульсов (табл. 1), далее методом наименьших квадратов мы определяли (уравнения (3), (4)) нормированные степенные моменты очага. Сначала мы провели расчет по полному набору данных табл. 1, причем был принят вариант значений 1. По результатам этого расчета (вариант 0) выявились аномально большие (более 2σ , где σ — остаточная ошибка) невязки для импульсов P на ст. RIV и TAU и SH на ст. PMG. Эти три уравнения были исключены из дальнейших расчетов. Вариант расчета по оставшимся 30 уравнениям (вариант 1) был принят за основной. Дополнительно к этому варианту было проведено еще несколько вариантов МНК-расчета. Целью этих расчетов было убедиться в устойчивости результата при исключении части данных, а также проверить надежность стандартных оценок точности МНК. Подбор вариантов не имел вполне систематического характера, но в разных случаях исключались данные следующих типов: 1) импульсы с низким отношением сигнал/шум; 2) данные для лучей, близких к нодальным линиям; 3) импульсы с заметным выбросом противоположного знака на «хвосте»; 4) импульсы P и SH при $\Delta > 75^\circ$, когда возможно наложение фаз PcP и ScS ; 5) импульсы с большими невязками; 6) импульсы с разными вариантами интервала интегрирования. Не всегда группу импульсов, отобранную по одному из указанных критериев, можно было исключить целиком, так как это могло стать резко ухудшить обусловленность матрицы системы МНК, что анализ результатов не имел бы смысла. Всего было рассчитано 11 дополнительных вариантов; их исходные наборы данных отражены в табл. 2.

Таблица 2
Характеристика вариантов исходных данных

Код станции	Фаза	Номер варианта											
		1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
CHG	P	+	+	+	+	+	+	+	+	-	+	+	+
BAG	P	1	1	1	1	1	2	2	1	1	1	1	1
ANP	P	1	1	1	1	1	2	2	1	1	1	1	1
HKC	P	1	1	1	1	1	2	2	1	-	1	1	1
MAT	P	1	1	2	2	2	1	1	2	1	2	1	1
SHK	P	1	1	1	1	1	1	1	1	1	2	1	1
MUN	P	1	2	1	1	1	2	2	1	-	1	2	-
SPA	P	+	+	+	+	-	+	+	+	-	+	+	-
TUC	P	1	2	2	1	1	1	1	1	-	1	1	-
DUG	P	1	2	2	1	1	1	1	1	-	1	1	-
ANT	pP	+	+	-	+	+	+	+	-	+	-	+	+
MUN	pP	+	+	+	+	+	+	+	+	-	+	-	-
MUN	SH	+	-	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+
MAT	SH	+	+	+	+	+	-	+	+	-	+	+	+
TUC	SH	+	-	+	+	-	+	+	+	-	+	+	+
COR	SH	+	+	+	+	+	+	+	+	-	+	+	+
MUN	sP	1	2	2	2	2	2	1	2	1	1	2	1
RIV	sP	+	+	-	-	-	-	+	-	+	-	-	+
CHG	sP	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	-	+
GUA	sP	1	2	1	1	1	1	1	1	1	1	-	1
COL	sP	+	+	+	+	+	+	+	-	+	1	+	+
DUG	sP	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	2	1

Примечание. Вариант 0 включает дополнительно фазы RIV, P ; TAU, P и PMG, SH . Для других фаз, неприведенных здесь, в табл. 1 имелся единственный вариант e_1 и e_2 , который и использовали во всех вариантах счета. (+) — включение (-) — исключение данной фазы, 1 — или 2 — номер варианта e_1 , e_2 по табл. 1.

3.2. Результаты расчетов

В расчетах по объемной модели (*A*) очага была принята следующая пространственная система координат: начало — в гипоцентре, ось x_1 — на север, ось x_2 — на восток, ось x_3 — вверх. Для каждого набора исходных данных были посредством МНК (формулы (5), (6)) рассчитаны: N_t , N_i ($i=1, 2, 3$) (вектор \mathbf{d}) — по уравнениям (3); N_{tt} , N_{it} ($i=1, 2, 3$) (вектор \mathbf{q}), N_{ij} ($i, j=1, 2, 3$) — по уравнениям (4). В табл. 3 приведены значения этих величин (за исключением N_t , N_{tt} , которые приведены в табл. 4) для основного варианта. Там же приведены оценки точности по (6).

Для векторов \mathbf{d} и \mathbf{q} были рассчитаны величины и направления, а для тензора N_{ij} — его главные значения N_{11}^* , N_{22}^* , N_{33}^* (занумерованы в порядке убывания) и единичные векторы соответствующих главных осей $\mathbf{l}^{(i)}$ ($i=1, 2, 3$). Заметим, что процедура упорядочения в некоторой степени формальна, поскольку не учитывает точность определения значений N_{11}^* , N_{22}^* , N_{33}^* . Это необходимо иметь в виду в тех случаях, когда области ошибок для этих величин перекрываются.

Результаты расчетов приведены: в табл. 4 — скалярные величины, на рис. 4 — направления векторов \mathbf{d} , \mathbf{q} , $\mathbf{l}^{(i)}$ ($i=1, 2, 3$), в табл. 5 — координаты направлений векторов для основного варианта. В табл. 4 мы приводим полную информацию только для вариантов 0 и 1, а для остальных вариантов — лишь крайние значения. В табл. 4 и 5 и на рис. 4, 5 и 6 указаны оценки точности приведенных величин. Поясним, как они были получены.

Для оценки точности главных значений N_{11}^* , N_{22}^* , N_{33}^* проводился повторный МНК-расчет в системе координат, определяемой $\mathbf{l}^{(i)}$ ($i=1, 2, 3$) (оценки по формуле (6)). Оценка точности для направления $\mathbf{l}^{(i)}$ ($i=1, 2, 3$) дается в виде конуса (70%-ная доверительная область), полученного с помощью процедуры типа Монте-Карло, описанной в [8]. Подобная процедура была использована и для оценки точности направлений и длин векторов \mathbf{d} , \mathbf{q} . Для оценки точности других величин, встречающихся ниже, был использован стандартный способ переноса ошибок.

Как показывают результаты расчетов, моменты порядка 1 определяются с хорошей точностью. Области разброса величин N_t , $|\mathbf{d}|$ и направлений вектора \mathbf{d} , полученных по различным вариантам расчета, вполне согласуются с областями ошибок, полученными для основного варианта. Для моментов порядка 2 относительная точность оценок ниже, и согласие между разбросом по вариантам и оценками точности по основному варианту несколько хуже. Особенно это выражено для пространственных моментов N_{ij} — только одно главное значение N_{11}^* значимо отличается от нуля. Соответственно только главный вектор $\mathbf{l}^{(1)}$ определяется устойчиво, два других по существу могут иметь произвольную (с учетом ортогональности) ориентацию.

Заметим, что результаты расчетов осей $\mathbf{l}^{(i)}$ ($i=1, 2, 3$) для других вариантов счета (см. табл. 2) подтверждают вывод об относительной надежности определения оси $\mathbf{l}^{(1)}$. Лишь для варианта 2 оказывается, что ось $\mathbf{l}_A^{(2)}$ близка к оси $\mathbf{l}_A^{(1)}$ для варианта 1. Но в этом случае главные значения N_{11}^* и N_{22}^* различаются незначимо, так что это противоречие несущественно и связано с формальным характером процедуры упорядочения главных значений.

На основании этих результатов проверили применимость плоской модели и возможность определения плоскости очага. Критерием размещения очага на плоскости являются в данном случае условия (1). Они же позволяют в принципе определить ориентацию плоскости очага Σ . Эти условия означают, что векторы \mathbf{d} , \mathbf{q} , $\mathbf{l}^{(1)}$ и $\mathbf{l}^{(2)}$ должны лежать в плоскости Σ , а $\mathbf{l}^{(3)}$ совпадает с нормалью к ней.

Практически для изучаемого землетрясения оказалось, что векторы $\mathbf{l}^{(2)}$ и $\mathbf{l}^{(3)}$ устойчиво не определяются, а направления всех трех векторов

Таблица 3

Компоненты решения по основному варианту

<i>i</i>	N_i , км	N_{it} , км·с	N_{1i} , км ²	N_{2i} , км ²	N_{3i} , км ²
1	-4,1 (3,4)	-3,2 (3,0)	-34,6 (75,6)	74,6 (49,4)	-6,3 (17,6)
2	-8,2 (2,8)	-6,9 (2,2)	74,6 (49,6)	-41,5 (78,8)	52,5 (14,7)
3	-3,0 (1,3)	-2,1 (1,1)	-6,3 (17,9)	52,5 (14,7)	6,8 (26,3)

Примечание. В скобках указаны среднеквадратические уклонения.

Таблица 4

Результаты расчетов степенных моментов очага порядка 1 и 2

Модель	Индекс	N_t , с	$ d $, км	$\sigma_1^{\text{ост}}$, с	N_{tt} , с ²	$ q $, км·с	N_{11}^* , км ²	N_{22}^* , км ²	N_{33}^* , км ²	$\sigma_2^{\text{ост}}$, с ²
A	0	3,69 (0,19)	7,0 (3,0)	0,86	2,79 (0,58)	9,7 (4,0)	161,8 (97)	18,9 (76)	-30,5 (60)	1,41
	1	3,61 (0,17)	8,8 (2,7)	0,75	2,80 (0,33)	7,9 (2,2)	60,2 (26)	-2,2 (33)	-127,3 (94)	0,70
	max	3,76	9,7	0,77	2,86	3,6	88	43,1	-55,7	0,91
	min	3,55	7,3	0,64	2,42	8,5	49	-19	-166	0,54
Б	0	3,67 (0,18)	6,7 (2,5)	0,85	2,90 (0,45)	8,5 (3,2)	121,9 (68)	-	-34,7 (36)	1,34
	1	3,62 (0,16)	8,9 (2,3)	0,74	2,70 (0,23)	8,3 (1,7)	55,7 (19)	-	-47,3 (35)	0,66
	max	3,75	9,4	0,76	2,75	9,5	72	-	2,1	0,85
	min	3,54	7,3	0,63	2,26	5,3	44	-	-66	0,50

Примечание. Цифровой индекс указывает номер варианта, max (min) — максимальное (минимальное) значение по всем вариантам, за исключением вариантов 0 и 1.

Таблица 5

Направления: нормали n к плоскости Σ , подвижки b , а также векторов $d_A, q_A, l_A^{(i)}$ ($i=1, 2, 3$) (для основного варианта)

Вектор	A_3°	j°	δ°	Вектор	A_3°	j°	δ°
n	4	113	15	$l_A^{(1)}$	54	54	32
b	71	48	45	$l_A^{(2)}$	-162	42	37
d_A	-98	110	29	$l_A^{(3)}$	130	109	28
q_A	-115	105	25				

Примечание. A_3 — азимут, j — угол с осью x_3 , δ — угол между вектором и образующей 70%-ного доверительного конуса, характеризующего точность определения соответствующего направления.

d, q и $l^{(1)}$ (см. рис. 6) значимо не отличаются друг от друга. Эти результаты не противоречат условиям (1), однако не позволяют однозначно определить плоскость очага Σ , поскольку любая плоскость, проходящая через вектор, имеющий в пределах точности общее направление с $d, q, l^{(1)}$ (например, для основного варианта), удовлетворяет (1) с учетом того, что направление $l^{(3)}$ не может быть зафиксировано.

Таким образом, полученные результаты не противоречат сделанному в [8] выводу о том, что очаг изучаемого землетрясения является в пер-

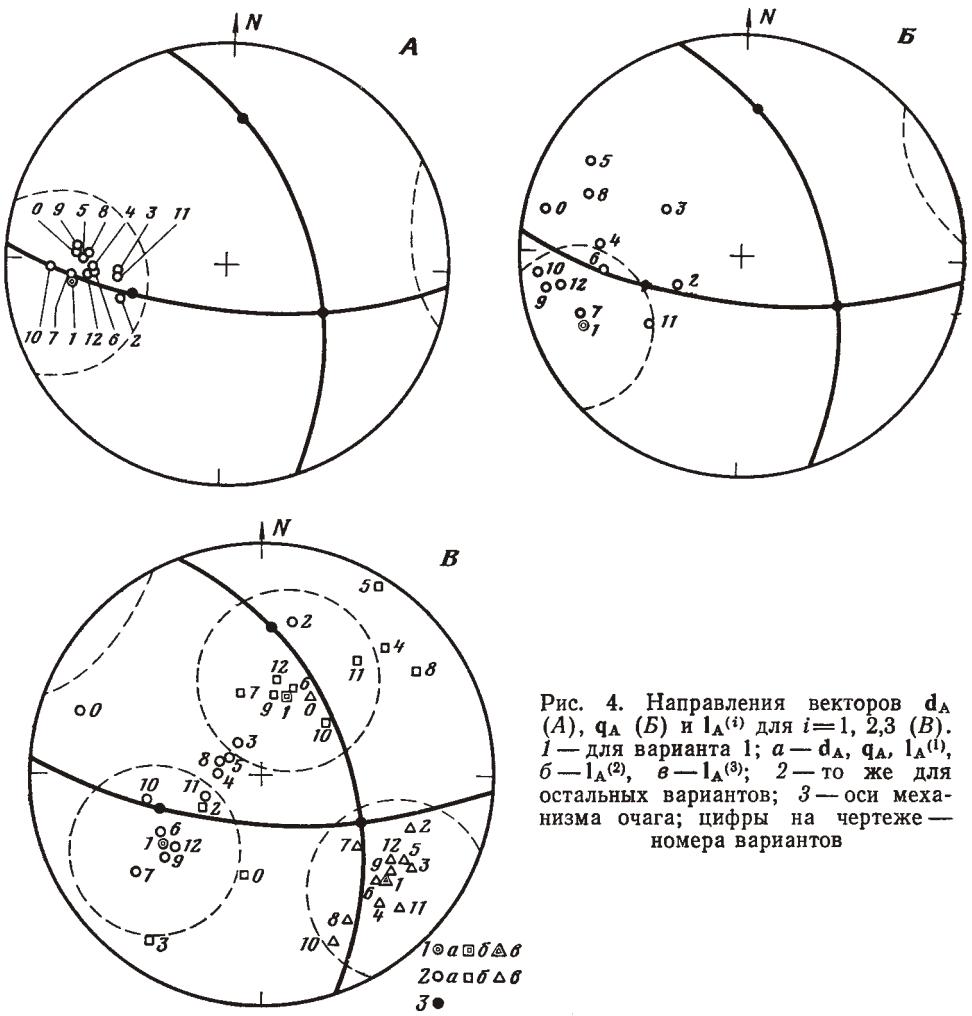


Рис. 4. Направления векторов d_A (A), q_A (B) и $l_A^{(i)}$ для $i=1, 2, 3$ (B).
 1 — для варианта 1; $a - d_A$, q_A , $l_A^{(1)}$,
 6 — $l_A^{(2)}$, $v - l_A^{(3)}$; 2 — то же для
 остальных вариантов; 3 — оси меха-
 низма очага; цифры на чертеже —
 номера вариантов

вом приближении плоской сдвиговой трещиной. В [8] были найдены нодальные плоскости P -волн, т. е. два варианта ориентировки плоскости очага Σ . Сопоставление положения векторов d , q , $l^{(1)}$ с положением нодальных плоскостей P -волн (см. рис. 4) однозначно выделяет плоскость очага (I на рис. 6, см. также табл. 5).

Теперь можно вести расчеты по плоской модели Б. Введем систему координат x'_1, x'_2, x'_3 с осью x'_3 по нормали \mathbf{n} к плоскости очага и осью x'_2 по \mathbf{b} . Моменты очага в этой системе будем помечать чертой. В силу (1) \bar{N}_3, \bar{N}_{3i} и \bar{N}_{3j} ($i=1, 2, 3$) равны нулю, поэтому в плоскости очага $\mathbf{d}_B, \mathbf{q}_B$ — двумерные векторы, а \bar{N}_{ij} ($i, j=1, 2$) — двумерный тензор. Расчеты проведены по тому же набору вариантов, что и для модели А, результаты отражены в табл. 4 и на рис. 5, 6.

Сравнение результатов для моделей А и Б показывает, что для обоих моделей оценки направлений и длин векторов \mathbf{d} , \mathbf{q} , $\mathbf{l}^{(1)}$ близки. Близки и оценки скалярных величин N_t , N_{tt} , N_{11} . Значение \bar{N}_{22}^* (соответствует N_{33}^* , поскольку близки $\mathbf{l}_B^{(2)}$ и $\mathbf{l}_A^{(3)}$) отличается от N_{33}^* , но оба они значительно от нуля не отличаются.

За исключением \bar{N}_{22}^* , все величины определяются устойчиво, а их значения не противоречат их физическому смыслу, а именно в соответствии с гипотезой монотонности скольжения (и как следствие — однополярности остаточной подвижки) величины N_t , N_{tt} , N_{11}^* положительны. Та-

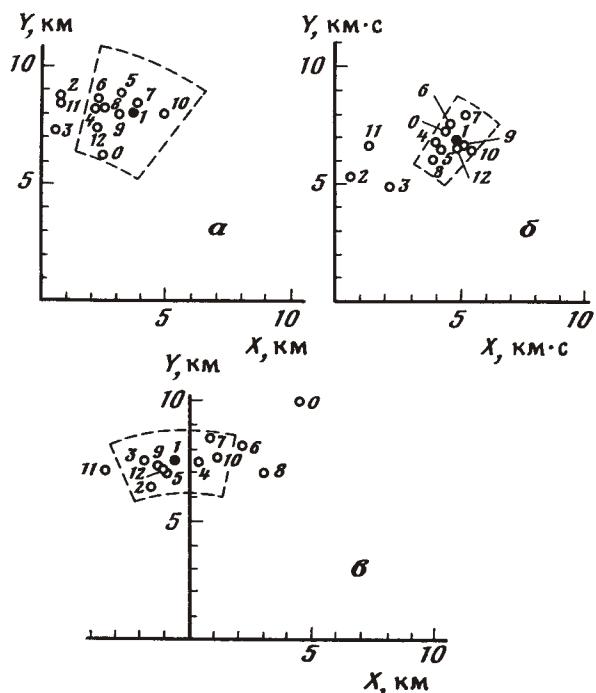


Рис. 5. Положение векторов d_B (а), q_B (б), $R_1 l_B^{(1)}$ (в) на плоскости очага. Ось Y направлена вдоль b . Пунктирная линия — область, характеризующая точность определения соответствующего вектора; цифры — номера вариантов

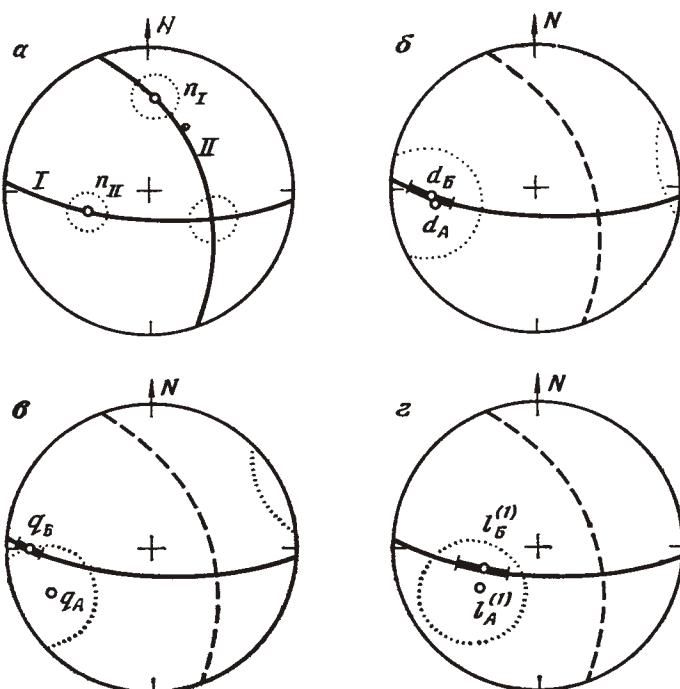


Рис. 6. Сравнение направлений векторов для трехмерных и двумерных расчетов. а — нодальные плоскости P (варианты площадки очага и нормали к ней n_I , n_{II}); б — г — векторы d , q , $l^{(1)}$. Указаны области (точками) и отрезки линий (жирные), характеризующие точность расчета направлений векторов в пространстве и на плоскости очага

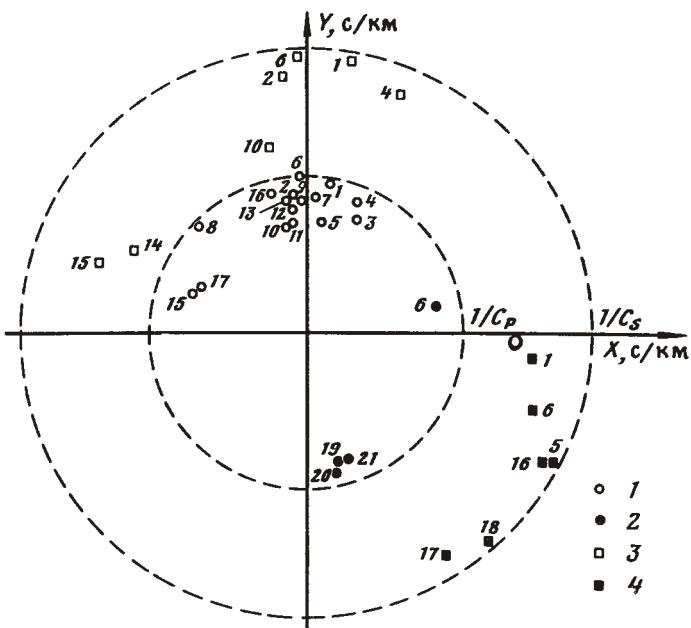


Рис. 7. Точки наблюдения на плоскости очага. Ось Y направлена по b . Фазы: 1 — P , 2 — pP , 3 — SH , 4 — sP . Цифры на чертеже — коды станций: 1 — RIV , 2 — TAU , 3 — RAB , 4 — PMG , 5 — GUA , 6 — MUN , 7 — DAV , 8 — SPA , 9 — BAG , 10 — MAT , 11 — SHK , 12 — ANP , 13 — HKC , 14 — TUC , 15 — COR , 16 — TUC , 17 — CHG , 18 — DUG , 19 — COL , 20 — NNA , 21 — LPA

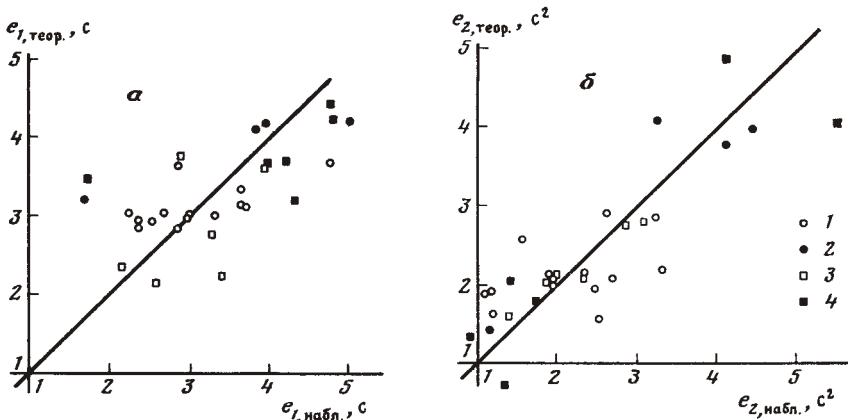


Рис. 8. Соотношение между наблюденными и теоретическими значениями моментов импульсов порядка 1 (a) и порядка 2 (б). Фазы: 1 — P , 2 — pP , 3 — SH , 4 — sP

ким образом, результаты расчетов вполне оправдывают предположения, заложенные в исходную модель очага.

При рассмотрении результатов, полученных по модели Б, полезно учесть следующее. Наблюдательные данные, используемые для решения обратной задачи для плоского источника, следя Б. В. Кострову [5], можно относить к точкам на плоскости очага Σ . Для этого введем векторы $\xi = [\mathbf{r} - (\mathbf{r} \cdot \mathbf{n})\mathbf{n}] / c$ — проекции \mathbf{r}/c на Σ . Тогда данные для P -волны лежат в круге $|\xi| \leq 1/c_p$, а для S -волны — в круге $|\xi| \leq 1/c_s$. В этом случае форма теоретического импульса объемных волн зависит лишь от ξ и совпадает для P - и S -волн при совпадающих ξ (\mathbf{r} при этом различны).

Описанное представление точек наблюдения для изучаемого землетрясения приведено на рис. 7. Видно, что заполнение области возмож-

ных наблюдений далеко от идеального, и что использование фаз SH и sP принципиально важно для того, чтобы получить информацию для удаленных от начала координат частей этой области. Ценность этой информации связана с тем, что «эффект Допплера» на записях выражен тем сильнее, чем больше $|\zeta|$, а именно этот эффект по существу используется для реконструкции пространственно-временной структуры очага.

Степень согласия наблюдавших и расчетных (для варианта I модели Б) значений моментов импульсов e_1 и e_2 можно видеть на рис. 8. Расхождения соответствуют сделанной выше оценке точности величин e_1 и e_2 (25%). Общее согласие можно считать удовлетворительным.

4. ИНТЕРПРЕТАЦИЯ РЕЗУЛЬТАТОВ

Поскольку мы не смогли определить устойчиво все моменты очага 2-го порядка, их интерпретацию в полном объеме (в соответствии с [3, 4], см. также [9]) провести не удается. Тем не менее из полученных результатов можно извлечь определенную информацию о пространственно-временной структуре очага. Для этого используем результаты двухмерного расчета по основному варианту.

Характеристиками геометрических размеров статического очага, т. е. функции $f^x(x, \infty)$ остаточной подвижки, являются его среднеквадратические радиусы $R_1 = \sqrt{\bar{N}^{*}_{11}} = 7,5 \pm 1,3$ км (в длину) и $R_2 = \sqrt{\bar{N}^{*}_{22}}$ (в ширину). Поскольку \bar{N}^{*}_{22} отрицательно и устойчиво не определяется, то R_2 также не определяется. Можно полагать, что это является указанием на то, что $R_2 \ll R_1$, т. е. очаг вытянут в направлении $I_B^{(1)}$. Нижний предел для размера очага в длину [4] составляет $L_{\min} = 2R_1 = 15 \pm 2,6$ км. Верхний предел размера очага найти нельзя, но можно гарантировать, что 90% «массы» $f^x(x, \infty)$ локализовано в интервале $\pm 3,16 R_1$ (вдоль $I_B^{(1)}$) вокруг «центра тяжести» очага (см. ниже). Длина этого интервала $6,32 R_1 = 48,4 \pm 8,2$ км.

Поскольку направления векторов q_B и $I_B^{(1)}$ близки, примем, что они совпадают, тогда для введенного в [4] коэффициента ρ односторонности вспарывания («динамический» коэффициент односторонности) получим: $\rho = |q_B|/R_1 R_t = 0,60 \pm 0,3$ ($R_t = \sqrt{\bar{N}_{tt}}$). Как показано в [4], для строгого одностороннего вспарывания $\rho = 1$, а для симметричного $\rho = 0$. Полученное значение указывает на то, что процесс вспарывания в очаге землетрясения 15.II.1971 г. имел в заметной мере односторонний характер.

На это указывает также положение центра тяжести очага, которое характеризуется вектором d_B (напомним, что начало исходной системы координат — в гипоцентре). Направление вектора d_B близко к направлению длинной оси очага $I_B^{(1)}$, что подтверждает вывод о вытянутости очага. Длина вектора d_B — расстояние от гипоцентра до центра тяжести очага t равна $8,9 \pm 2,3$ км. Статический коэффициент односторонности $\kappa = |d_B|/\sqrt{3} R_1 = 0,68 \pm 0,28$. Коэффициент κ равен нулю для симметричного разрыва (когда центр тяжести совпадает с гипоцентром), и тем больше отличается от нуля, чем более смещен гипоцентр относительно центра тяжести. Коэффициент κ принимает значение единицы — для модели Хаскелла — Аки с односторонним распространением разрыва.

Значения временного первого момента и среднеквадратической длительности \bar{N}_t , $R_t = \sqrt{\bar{N}_{tt}} = 1,66 \pm 0,10$ с характеризуют длительность процесса в очаге. Для длительности T в обычном смысле, по-видимому, не плохой оценкой может служить удвоенное значение $2\bar{N}_t$. В данном случае $2\bar{N}_t = 7,2 \pm 0,4$ с. Само значение \bar{N}_t — время от начала процесса в очаге до временного центра тяжести — можно рассматривать как время нарастания излучения из очага.

Скорость фронта разрыва без априорных предположений оценить нельзя. Поскольку направления векторов d , q и $I^{(1)}$ близки, то примем

модель Хаскелла — Аки. В этой модели очаг — прямоугольник длиной L_h и шириной W_h . Разрыв начинается на линии, параллельной меньшей стороне, на расстоянии d_h от центра прямоугольника и распространяется в обе стороны с постоянной скоростью v . В каждой точке разрыва подвижка мгновенно достигает своего конечного значения, которое постоянно для всех точек очага и равно B_0 . С помощью формул из [3] для параметров этой модели получаем следующие значения: длина $L_h = 26,6 \pm 4,5$ км, $d_h = |\mathbf{d}_B| = 8,9 \pm 2,3$ км. Ширина W_h не определяется, поскольку R_2 неизвестно. Для скорости v можно получить несколько оценок в зависимости от того, какая комбинация параметров используется. По L_h , d_h и \bar{N}_t (см. [3]) получаем $v_1 = 2,6 \pm 0,5$ км/с, по L_h , d_h и \bar{N}_{tt} получаем $v_2 = 4,0 \pm 0,7$ км/с, по L_h , d_h и $|\mathbf{q}_B|$ получаем $v_3 = 5,9 \pm 2,4$ км/с. Эти оценки имеют различную точность, с учетом которой их можно считать непротиворечивыми. Средневзвешенное значение скорости равно $\bar{v} = 3,4 \pm 0,4$ км/с, что составляет $0,6 c_s$. Для длительности $T_h = (d_h + L_h)/\bar{v}$ получаем значение $6,8 \pm 0,3$ с.

Поскольку ширина W_h неизвестна, нельзя уверенно определить величину средней подвижки B_0 . Приняв для оценочных целей условно $W_h = L_h/2$, получим $B_0 = M_0 / (\mu L_h W_h) = 24$ см. Для получения этой оценки мы воспользовались значением сейсмического момента $M_0 = 1,14 \cdot 10^{26}$ дин·см, полученному в [8] (основной вариант). Значение модуля сдвига $\mu = 1,32 \cdot 10^{12}$ дин/см² взято по [2] для $H = 600$ км. Сброшенное напряжение $\Delta\sigma = CM_0 / (L_h W_h)^{3/2}$ при значении коэффициента $C = 2,4$ равно 40 бар. Подчеркнем условность полученных оценок для B_0 и $\Delta\sigma$.

Пространственно-временная структура очага землетрясения 15.II.1971 г. изучалась ранее в работе [5] с использованием зависимости угловой частоты спектра смещения от характеристик очага. С учетом того, что степень детальности работы [5] ниже, можно считать, что результаты, полученные в ней (оценки L , B_0 , $\Delta\sigma$), не противоречат нашим оценкам.

Выводы

1. Для глубокого землетрясения 15.II.1971 г. (острова Фиджи) реализована методика расчета нормированных степенных моментов очага.

2. При неизвестной плоскости очага устойчиво рассчитаны нормированные моменты порядка 1 функции скорости подвижки. Частично найдены и моменты порядка 2, причем устойчиво определены: временной момент N_{tt} , пространственно-временные моменты N_{tt} , наибольшее главное значение N_{tt}^* и соответствующая главная ось $1^{(1)}$ тензора пространственных моментов N_{ij} .

3. Совместное использование результатов расчета тензора сейсмического момента и нормированных степенных моментов очага порядков 1 и 2 позволило принять для землетрясения 15.II.1971 г. модель очага в виде плоского сдвигового разрыва и определить ориентацию плоскости очага.

4. Без привлечения жестких априорных представлений о функции очага удалось довольно детально охарактеризовать его пространственно-временную структуру. Площадка очага относительно узкая, процесс развивался на ней не симметрично, хотя и не чисто односторонним образом. Разрыв распространялся вдоль длиной оси очага. Определены числовые характеристики размера, длительности и положения центра тяжести очага.

5. Параметрическая модель Хаскелла — Аки с частично односторонним распространением разрыва неплохо соответствует полученному набору характеристик очага. Получены оценки размера и длительности очага для этой модели, а также оценка скорости вспарывания $v = (0,6 \pm 0,1) c_s$.

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. Буллен К. Е. Введение в теоретическую сейсмологию. М.: Мир, 1966. 460 с.
3. 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, с. 289—292.
4. 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.
5. Коган С. Я., Поликарпова Л. А. Определение динамических параметров очагов глубокофокусных землетрясений Фиджи-Тонга по спектрам продольных волн.—Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли, 1983, № 7, с. 34—48.
6. Костров Б. В. Механика очага тектонического землетрясения. М.: Наука, 1975. 176 с.
7. 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.
8. Павлов В. М., Гусев А. А. Детальное изучение очага глубокого землетрясения 15.02.1971 г. (Фиджи) как излучателя упругих волн. I. Расчет тензора сейсмического момента.—Вулканология и сейсмология, 1986, № 1, с. 61—77.
9. Backus G. Interpreting the seismic glut moments of total degree two or less.—Geophys. J. Roy. Astron. Soc., 1977, v. 51, № 1, p. 1—25.
10. Backus G., Mulcahy M. Moment tensors and other phenomenological descriptions of seismic sources. I. Continuous displacements.—Geophys. J. Roy. Astron. Soc., 1976, № 46, p. 341—361.
11. Backus G., Mulcahy M. Moment tensors and other phenomenological descriptions of seismic sources. II. Discontinuous displacements.—Geophys. J. Roy. Astron. Soc., 1976, № 47, p. 301—329.
12. Doornbos D. J. Seismic moment tensors and kinematic source parameters.—Geophys. J. Roy. Astron. Soc., 1982, v. 69, p. 235—251.
13. Kanamori H., Stewart G. S. Seismological aspects of the Guatemala earthquake of February 4, 1976.—J. Geophys. Res., 1978, v. 83, № B7, p. 3427—3434.
14. Seismological Tables for P. Bull. Seismol. Soc. Amer., 1968, v. 58, № 4, p. 1196—1222.
15. Silver P. G. Retrieval of source extent parameters and the interpretation of corner frequency.—Bull. Seismol. Soc. Amer., 1983, v. 73, p. 1499—1511.

Институт вулканологии
ДВНЦ АН СССР

Поступила в редакцию
24.VI.1985