

## НАПРЯЖЕННОЕ СОСТОЯНИЕ В АФТЕРШОКОВОЙ ОБЛАСТИ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЯ ТОХОКУ 11.03.2011

© 2021 г. Ю. Л. Ребецкий<sup>а</sup>, \*, А. Ю. Полец<sup>б</sup>, \*\*

<sup>а</sup>Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН, ул. Большая Грузинская, 10, стр. 1, Москва, 123242 Россия

<sup>б</sup>Институт морской геологии и геофизики ДВО РАН, ул. Науки, 1Б, Южно-Сахалинск, 693022 Россия

\*e-mail: reb@ifz.ru

\*\*e-mail: polec84@mail.ru

Поступила в редакцию 03.09.2020 г.

После доработки 26.02.2021 г.

Принята к публикации 23.03.2021 г.

В работе выполнена детальная реконструкция напряженного состояния в коре японской сейсмофокальной области, возникшего после землетрясения Тохоку 11 марта 2011 г. Параметры напряженного состояния определены на основе метода катакластического анализа разрывных смещений, базирующегося на выделении в окрестности точки расчета однородной выборки механизмов очагов землетрясений. Критерии создания выборки используют положения теории пластичности, распространенные на деформации, развивающиеся в трещиноватой среде. При реконструкции напряжений использовались данные о механизмах очагов землетрясений из каталога сети NIED f-net за период наблюдения до 1 июня 2018 г. Анализ закономерности пространственного распределения напряжений, выполненный в коре для шести глубинных уровней, показал существенные изменения напряженного состояния в афтершоковой области землетрясения Тохоку в верхних слоях литосферы континентального склона (0–30 км). Возникшее сразу после землетрясения напряженное состояние горизонтального растяжения в настоящее время наиболее широко представлено в самом верхнем слое коры (0–10 км). С глубиной предствительность этого напряженного состояния снижается. Оценки величин напряжений, основанные на модели горизонтального растяжения совместно с чистым сдвигом, показали, что в верхнем слое коры смена типа геодинамического режима сопровождалась большим изменением уровня касательных напряжений, действующих вдоль оси сейсмофокальной области (снижение около 90%), и выше среднего понижением (около 65%) уровня максимальных касательных напряжений. Эти результаты объясняются большим вкладом в изменение напряженного состояния квазиоднородного горизонтального растяжения, чем чистого сдвига, вызванного сбросом касательных напряжений в очаге землетрясения Тохоку.

*Ключевые слова:* землетрясения, субдукция, оси главных напряжений, величины напряжений, прочность сцепления

DOI: 10.31857/S0203030621040040

### ВВЕДЕНИЕ

Великое землетрясение Тохоку (ЗТ), произошедшее 11.03.2011 ( $M_w = 9.0$ ) на северо-западном фланге Тихоокеанской сейсмофокальной области, является последним в цепочке гигантских землетрясений, произошедших в новейшую эпоху цифровых инструментальных наблюдений. Для этого землетрясения зафиксированы аномально большая амплитуда смещения в очаге с максимумом около 50 м, находившемся на глубине 4–5 км [Yagi, Fuhacito, 2011; Lay et al., 2011], высокие значения косейсмических перемещений поверхности [Ammon et al., 2011; Sato et al., 2011] и скорости развития фронта разрыва вдоль сейсмофокальной зоны в направлении выхода на поверхность (2.5 км/с). Как показали исследования

напряженного состояния в последовательности сейсмических катастроф XXI в. – Суматра-Андаманское в 2004 г.,  $M_w = 9.3$ ; Среднекурильское в 2006 г.,  $M_w = 8.3$ ; Чилийское Мале в 2010 г.,  $M_w = 8.8$  – Тохоку-землетрясение выделяется не только своими катастрофическими последствиями.

Так, особенностью этого землетрясения является кардинально сильное изменение характера сейсмического режима, проявившегося в афтершоковых последовательностях в первый год после землетрясения [Kato et al., 2011; Hirose et al., 2011; Toda et al., 2011; Chiba et al., 2012; Hasegawa et al., 2011, 2012]. Большие площади литосферы к западу от тальвега желоба характеризовались афтершоками в виде сбросов, чего здесь не было до катастрофического ЗТ.

В отличие от вышеперечисленных, ЗТ произошло в той части земной поверхности, которая имеет одну из наибольших по плотности систем сейсмологических и геофизических наблюдений *f-net* (<http://www.fnet.bosai.go.jp>). Эта система наблюдений создавалась в Японии после сильного землетрясения в Кобе 17 января 1995 г.  $M_b = 7.3$ , приведшего к гибели людей (около 5000 человек) и ощутимым разрушениям. Базовая сеть из 31 сейсмической станции *f-net* была сформирована в 1995–1999 гг. В 2000–2002 гг. она была наращена до 77 станций и в дальнейшем по 2011 г. она пополнилась еще 7 новыми станциями. Плотность расположения сейсмических станций в Японии (среднее расстояние между станциями 100–200 км) уступает только Калифорнийской (США) сети сейсмических станций. Это позволяет рассчитывать на получение более детальных данных не только об изменении сейсмического процесса в афтершоковый период, но и о косейсмических и постсейсмических деформациях, формирующихся сразу и через некоторое время после ЗТ.

Важным фактором развития точности определения гипоцентров очагов и их механизмов по записям японской сейсмической сети являлась установка в 2002 г. трех станций на тихоокеанских островах Хатидзэ (OSW), Микурадзима (НЮ) и Мияке (НЮ). Это позволило, начиная с 2002 г., получать в большом количестве данные о механизмах очагов землетрясений, гипоцентры которых находились к востоку от тальвега океанического желоба (рис. 1).

В работе [Rebetsky et al., 2016] при использовании данных сети *f-net* были представлены результаты реконструкции напряжений, действовавшие в очаговой области ЗТ до его возникновения. Задачей новых наших исследований являлось изучение закономерности и эволюции напряженного состояния в период афтершоковой последовательности и после него.

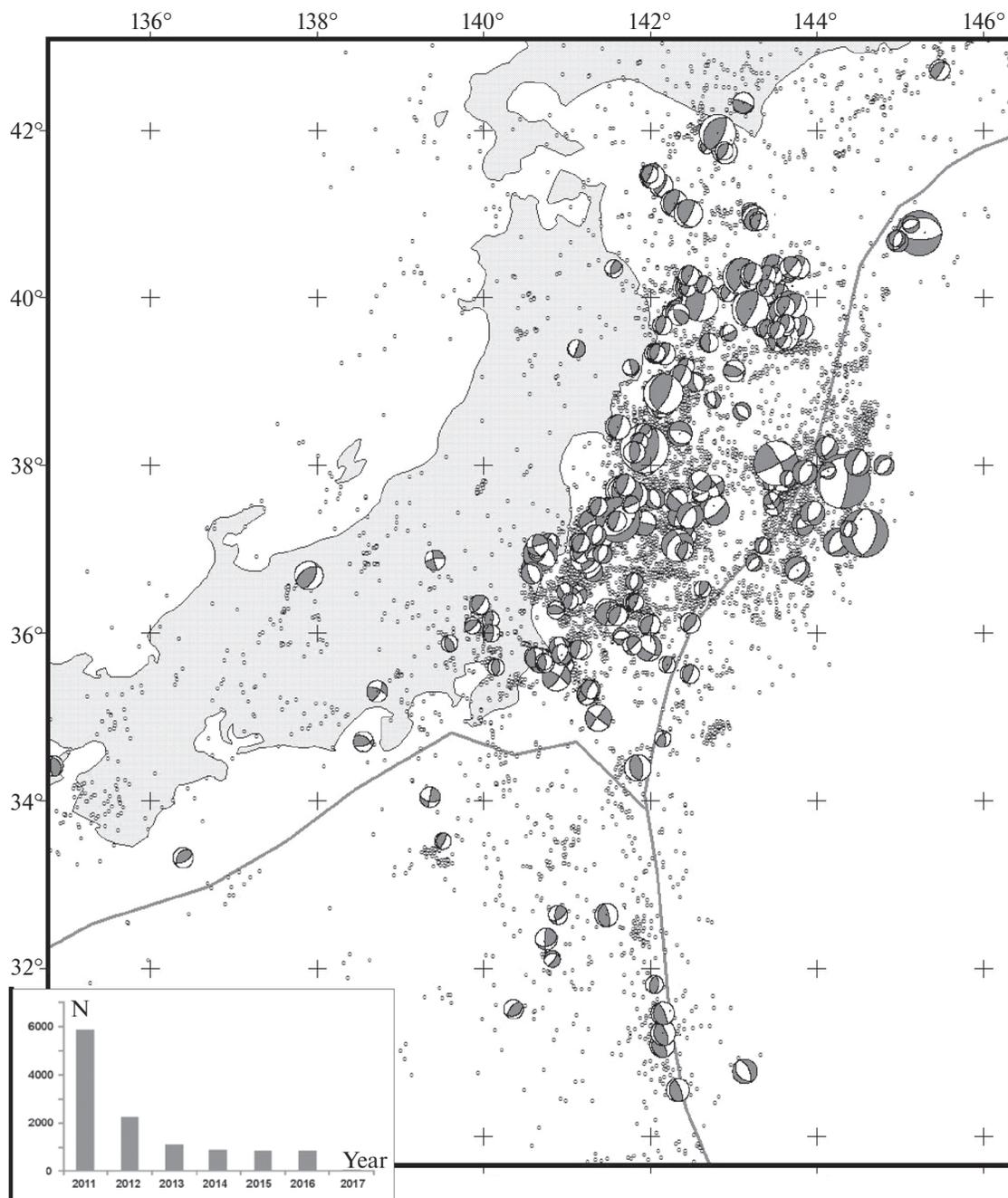
## МЕТОД ИНВЕРСИИ НАПРЯЖЕНИЙ

Реконструкция – инверсия параметров напряженного состояния в коре северо-западного фланга Тихоокеанской сейсмофокальной области из сейсмологических данных – была произведена на основе метода катакластического анализа разрывных смещений (МКА) [Ребецкий, 1999, 2003; Rebetsky, Polets, 2018]. Этот метод относится к обратным методам тектонофизики, позволяющим определять параметры тензора тектонических напряжений, согласующиеся с параметрами фокальных механизмов из однородной выборки землетрясений, отвечающих квазиоднородной фазе деформирования участка коры. МКА состоит из четырех этапов и позволяет определять не только параметры эллипсоида напряжений, как это делается в широко известных методах [Angelier, 1984;

Carey-Galphardis, Mercier, 1987; Gephard, Forsyth, 1984; Гущенко, 1981; Гущенко и др., 1990 и др.], но и оценивать величины напряжений. Для этого в МКА используются не только данные о механизмах очагов землетрясений (первый этап реконструкции), но и обобщение результатов экспериментов по разрушению горных пород на диаграмме Мора (второй этап), данные о динамических параметрах очагов землетрясений (третий этап) и уравнение сохранения импульса силы в вертикальном направлении (четвертый этап). На каждом этапе расчета используется какой-то один тип из указанной выше общей группы данных или обобщений. При этом результатом первого этапа МКА являются данные об ориентации осей главных напряжений и значение коэффициента Лоде–Надаи, второго – нормированные на прочность сцепления величины эффективного (с учетом влияния флюида) изотропного давления и максимального касательного напряжения, третьего – величина прочности сцепления для коры в масштабе всего региона, четвертого – оценка отдельно флюидного давления в трещинно-поровом пространстве массива пород и тектонического давления в масштабе реконструированных напряжений [Ребецкий, 2003].

Отметим, что базисом алгоритма МКА являются положения о формировании землетрясений в среде, имеющей множество поверхностей пониженной хрупкой прочности. Параметры тензора напряжений для каждого участка коры определяются на основе требования уменьшения упругой энергии системы после каждого землетрясения и максимума суммарного уменьшения упругой энергии от множества хрупких сколов (землетрясений) для истинного тензора напряжений. Эти положения позволяют на первом этапе определять не только ориентацию осей главных напряжений, как это имеет место в методах, используемых в работах, например, [Zoback, 1992; Heidbach et al., 2010, 2018; Hardebeck, Hauksson, 2001; Hasegawa et al., 2011, 2012], но и оценивать значение коэффициента Лоде–Надаи, характеризующего вид эллипсоида напряжений [Надаи, 1969].

Расчеты компонентов тензора напряжений выполняются в доменах земной коры, выделяемых в качестве квазиоднородных по их деформационному режиму. Каждому из таких доменов отвечает своя однородная выборка очагов землетрясений. В алгоритме МКА существуют процедуры, позволяющие выполнять контроль за однородностью деформаций таких доменов [Ребецкий, 1999, 2003; Rebetsky, Tatevossian, 2013]. Эти процедуры опираются на неравенства, подобные тем, что использованы в методе Анжелье [Angelier, 1984], которые и определяют описанные выше энергетические требования МКА.



**Рис. 1.** Эпицентры афтершоков и механизмы очагов крупнейших землетрясений для сейсмофокальной области вдоль восточного побережья о. Хонсю, произошедших после землетрясения Тохоку 2011 г. до мая 2018 г.

Слева внизу приведена диаграмма распределения количества афтершоков и землетрясений в пределах исследуемой территории. В нижнем левом и правом углах розы диаграммы показывают репрезентативность азимутов и углов погружения осей наибольшего сжатия, а диаграмма показывает количество областей земной коры при различных типах напряженного состояния.

В нашей работе использовалось правило знаков для напряжений, принятое в механике (растяжение – положительное) при индексации главных напряжений  $\sigma_1 \geq \sigma_2 \geq \sigma_3$ . При интерпретации ориентации осей главных напряжений будем

главные напряжения  $\sigma_3$  именовать напряжениями максимального сжатия или просто напряжениями сжатия. Поскольку девиаторная часть главного напряжения  $\sigma_1$  является растяжением, то будем ориентацию осей этого напряжения так-

же именовать максимальным растяжением или просто напряжениями растяжения. Такая терминология уже устоялась в интерпретации инверсии природных напряжений геологами [Гзовский, 1954; Гущенко, 1981; Сим, 1996].

### ИСХОДНЫЕ СЕЙСМОЛОГИЧЕСКИЕ ДАННЫЕ ДЛЯ ИНВЕРСИИ НАПРЯЖЕНИЙ

Источником информации о напряженном состоянии коры являлись фокальные решения очагов землетрясений, полученные по данным сейсмической сети Японии (<http://www.fnet.bosai.go.jp>) в пределах области  $30^{\circ}$ – $43^{\circ}$  с.ш. и  $135^{\circ}$ – $146^{\circ}$  в.д. за временной период с 03.12.2011 г. по 26.05.2018 г. Каталог землетрясений для этой зоны насчитывает около 12900 событий с диапазоном магнитуд  $7.0 \geq M_w \geq 3.2$ , и в глубинном диапазоне от 0 до 100 км. Эта зона несколько больше области очага ЗТ, что позволяет увидеть по результатам реконструкции расстояния, на которое распространилось его влияние. Больше, чем очаг землетрясения, окно реконструкции напряжений не позволяет утверждать, что все используемые нами землетрясения являются афтершоками. Более того, даже в самой очаговой области ЗТ за столь большой период времени можно было бы ожидать завершения афтершокового процесса.

На рис. 1 показаны механизмы сильных землетрясений с  $M_w \geq 5.5$  и эпицентры менее сильных землетрясений ( $M_w \leq 5.5$ ) из фокального каталога ЗТ. Анализ данных показывает, что основными типами механизмов является сброс (около 35%) и взброс (около 31%). При этом оси  $P$  и  $T$  отдельных механизмов на своих роза-диаграммах имеют два преимущественных погружения –  $5^{\circ}$ – $25^{\circ}$  и  $55^{\circ}$ – $65^{\circ}$ . За последний 2018 г. такой характер сейсмического режима почти не изменился. Соотношение сбросов и взбросов для него было в пропорции 31/33. Если посмотреть на механизмы очагов землетрясений (каталог сети *f-net*), которые происходили в этой же области до ЗТ [Rebetsky, Polets, 2014; Rebetsky et al., 2016], то можно увидеть, что для диапазонов магнитуд  $5.5 > M_w > 3$  преимущество имели взбросы (около 32%), а все остальные кинематические типы механизмов очагов были представлены почти равномерно (сбросы – 12%).

Таким образом, изменение кинематического типа механизмов очагов афтершоков показывает, что после ЗТ произошло не просто изменение уровня напряжений, а резкая перестройка режима напряженного состояния, которая сохраняется уже в течение семи лет.

Наиболее интенсивно афтершоки происходили в первые три года (около 10000 событий). Затем в 2015–2017 гг. число землетрясений снизилось до 750–850, т.е. приблизилось к числу событий для этой же площади в 2003–2006 гг. Если

оценивать интенсивность сейсмического процесса, то можно было бы сказать, что афтершоковый процесс в очаговой области ЗТ завершился. Однако отмеченное выше соотношение между механизмами взбросового и сбросового типов, отличающихся от существовавшего ранее, должно говорить нам о том, что афтершоковый процесс еще продолжается. Далее в работе весь семилетний период наблюдений будет именоваться как условно афтершоковый.

### РЕЗУЛЬТАТЫ РЕКОНСТРУКЦИИ ПРИРОДНЫХ НАПРЯЖЕНИЙ

#### *Параметры усреднения при реконструкции напряжений*

Напряжения определялись с помощью программы STRESSseism, созданной на основе алгоритма МКА [Ребецкий, 1999, 2003]. Этот метод инверсии напряжений из сейсмологических данных о механизмах очагов землетрясений имеет 4 этапа расчета и относится к обратным задачам тектонофизики. В данной работе использовались алгоритмы двух первых этапов МКА, позволяющие сначала определить ориентацию осей и форму эллипсоида напряжений (первый этап), а затем с использованием диаграммы Мора рассчитать нормированные на прочность сцепления массива значения максимального касательного напряжения и эффективного изотропного давления (второй этап). Процедуры метода этих двух этапов опираются на графический анализ областей сжатия и растяжения отдельных фокальных механизмов из однородных выборок землетрясений на стереосферах – сетка Вульфа (первый этап) и редуцированных напряжений для очагов землетрясений на диаграмме Мора (второй этап).

Основные результаты расчетов будут представлены в узлах сетки для напряжений, средних за весь период расчета. Эти напряжения отвечают длиннопериодному режиму усреднения напряжений. Они получаются за счет усреднения совокупности напряженных состояний  $\sigma_{ij}^{\beta}$  ( $i, j = 1, 2, 3$ ;  $\beta = 1, \dots, B$  – номер напряженного состояния из общей их последовательности в одном из узлов расчета), которые рассчитываются по алгоритму МКА в каждом из узлов сетки и отвечают разным временным интервалам  $T^{\beta}$ . Каждому из таких напряженных состояний отвечает своя однородная выборка механизмов очагов землетрясений ( $\beta$ ), характеризующая квазиоднородный этап деформирования массива вблизи узла сетки. Критерии однородности выборки землетрясений связаны с требованием уменьшения упругой энергии в результате каждого землетрясения и упорядоченности упруго-пластического течения [Ребецкий, 1999, 2003; Rebetsky, Polets, 2018], что приводит к

необходимости выполнения следующих неравенств

$$\ell_{n_1}^{\alpha} \ell_{s_1}^{\alpha} \geq \ell_{n_2}^{\alpha} \ell_{s_2}^{\alpha} \geq \ell_{n_3}^{\alpha} \ell_{s_3}^{\alpha}, \quad \alpha = 1, \dots, A, \quad (1)$$

которые требуют наличия острого угла между направлениями смещения на разрыве из однородной выборки землетрясений с номером  $\alpha$  и касательным напряжений искомого тензора напряжений. Здесь  $\alpha$   $\ell_{n_k}$  и  $\ell_{s_k}$  — направляющие косинусы векторов нормалей ( $\mathbf{n}$  и  $\mathbf{s}$ ) нодальных плоскостей землетрясений с осями главных напряжений  $\sigma_k$  ( $k = 1, 2, 3$ ) искомого тензора напряжений.

Представляемые результаты расчета были получены при числе событий в однородной выборке  $\alpha \geq 6$ . Усреднение производится с учетом временного периода действующих напряжений (временной интервал землетрясений в данной однородной выборке) в качестве весовой функции:

$$\sigma_{ij} = \sum_{\beta=1..b} \frac{T^{\beta}}{T} \sigma_{ij}^{\beta} \quad \text{при} \quad T = \sum_{\beta=1..b} T^{\beta}. \quad (2)$$

Возможность усреднения напряжений во времени в МКА связана с тем, что в нем после второго этапа реконструкции определяются нормированные величины шаровой и девиаторной компонент тензора напряжений [Ребецкий, 2003; Rebetsky, Polets, 2018].

Алгоритм МСА предусматривает плавающий размер окна усреднения по латерали (широты и долготы) вблизи узла сетки расчета. Он зависит от плотности распределения сейсмических событий и их магнитудного диапазона. В расчетах использованы только землетрясения с  $6.0 \geq M_w \geq 3.0$ . Минимальный радиус усреднения принимался 10 км, максимальный 50 км.

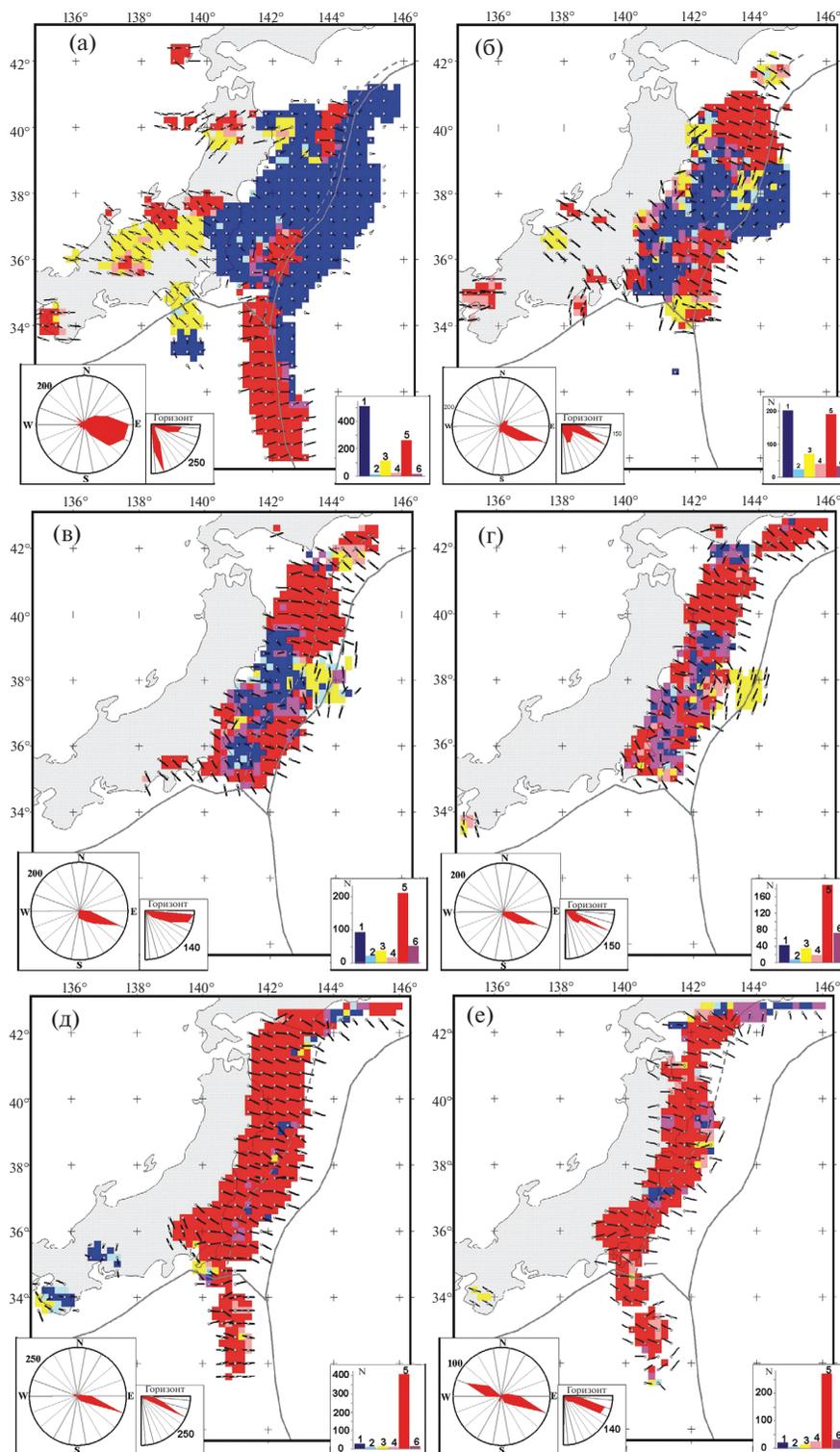
Расчеты напряжений проводились в узлах сетки с шагом  $0.2^{\circ}$  по широте и долготе, при этом выделялось 6 глубинных слоев расчета: 0–10, 10–20, 20–30, 30–40, 40–60, 60–100 км. Этим слоям отвечало 4137, 2361, 1730, 1248, 2652, 768 землетрясений указанного выше диапазона магнитуд. Результатам расчета присваивались координаты узлов с глубинами соответственно 5, 15, 25, 35, 50, 80 км, отвечающие серединам указанных слоев.

Принятый для расчета диапазон магнитуд землетрясений вместе с используемыми при создании начальной выборки правилами оценки достаточной близости события к узлу расчета позволяли говорить о том, что получаемые параметры напряжений отвечают в основном латеральному усреднению не более 15–30 км (в верхних слоях) при наибольшем усреднении 50–80 км, наблюдавшемся в большей части для глубинных слоев.

### *Первый этап реконструкции – параметры эллипсоида напряжений*

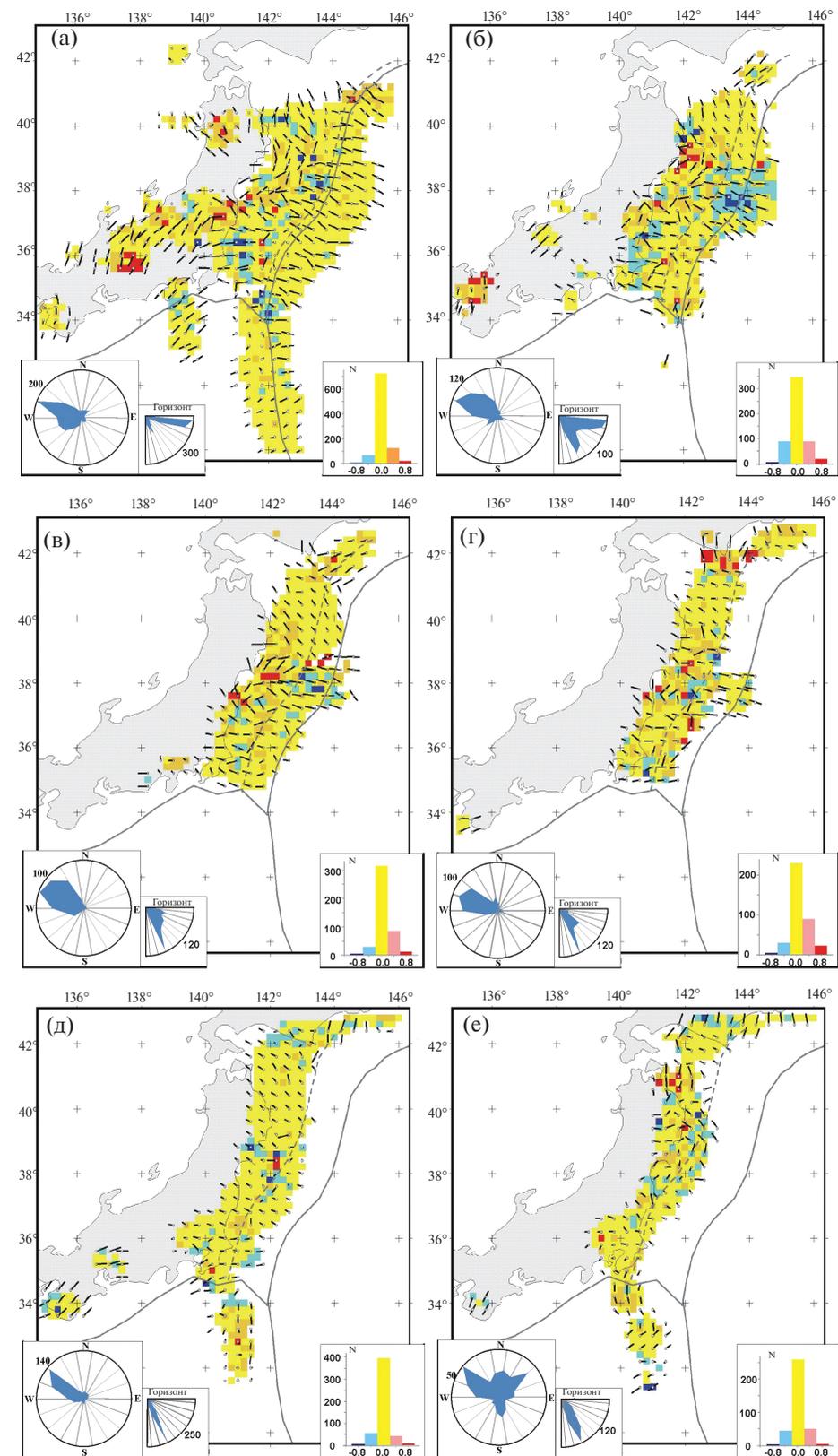
Результаты тектонофизической реконструкции позволили установить, что оси максимального сжатия  $\sigma_3$  (рис. 2а) в большей части верхнего слоя (5 км) коры континентального склона вдоль о. Хонсю имеют субвертикальную ( $70^{\circ}$ – $85^{\circ}$ ) ориентацию. Подобная ориентация этих напряжений не существовала здесь до ЗТ. Есть два локальных участка в южной и в северной частях склона вблизи тальвега желоба, где оси этих напряжений в большей части полого ( $5^{\circ}$ – $20^{\circ}$ ) погружаются под океанскую кору. Здесь они сохранили ориентацию, имевшуюся до землетрясения в  $10^{\circ}$ – $20^{\circ}$  [Rebetsky, Polets, 2014; Rebetsky et al., 2016]. В остальных участках континентальной коры субгоризонтально и в основном субортогонально простиранию океанского желоба направлены оси максимального растяжения  $\sigma_1$  (рис. 3а). Практически везде оси промежуточного главного напряжения  $\sigma_2$  субгоризонтальны и параллельны тальвегу океанского желоба, т.е. оси этих напряжений сохранили свою ориентацию такой же, что и до ЗТ [Rebetsky et al., 2016].

Полученные данные об углах погружения осей максимального и минимального сжатия после землетрясения Тохоку несколько отличаются от результатов работ [Hardebeck, 2012; Hasegawa et al., 2011]. Так, Хардебек и Хасегава получили усредненный для всей области очага угол погружения максимального сжатия около  $45^{\circ}$ – $50^{\circ}$ , используя данные о решениях соответственно Global CMT (<http://www.globalcmt.org>) и сети NEID *f-net* (<http://www.fnet.bosai.go.jp>). Позднее А. Хасегава [Hasegawa et al., 2012] получил более детальное распределение напряжений, из которого следовало, что для большей части очага угол погружения осей максимального сжатия лежит в интервале  $70^{\circ}$ – $85^{\circ}$ . Последние результаты лучше соответствуют нашим. Выполняя подобное сравнение, отметим, что в указанных работах в качестве осей максимального и минимального сжатия берутся среднестатистические значения осей  $P$  и  $T$  отдельных СМТ решений. Как это всегда отмечалось в работах Б.В. Кострова [Костров, 1975; Kostrov, Das, 1988],  $P$  и  $T$  — это главные оси снимаемых напряжений и поэтому их нельзя сопоставлять с главными осями тектонических напряжений, используя статистические подходы. В работах [Ребецкий, Алексеев, 2014; Vavryčuk, 2015] было показано, что в регионах, где сейсмические плоскости маловариабельны и близки к ориентации угла внутреннего трения (зоны сдвухции), статистический метод оценки осей главных напряжений будет давать систематические ошибки в углах, близкие к половине угла внутреннего трения, т.е. около  $15^{\circ}$ .



**Рис. 2.** Проекция осей главного напряжения максимального сжатия  $\sigma_3$  на горизонтальную плоскость и геодинамические типы напряженного состояния для глубин: а – 0–10 км, б – 10–20 км, в – 20–30 км, г – 30–40 км, д – 40–60 км, е – 60–100 км.

1 – горизонтальное растяжение (синий), 2 – горизонтальное растяжение со сдвигом, 3 – горизонтальный сдвиг (желтый), 4 – горизонтальное сжатие со сдвигом, 5 – горизонтальное сжатие (красный), 6 – вертикальный сдвиг. Оси главных напряжений построены в направлении погружения: кружок показывает начало оси при угле падения более 15°, другой конец показывает направление погружения. Короткие оси отвечают большим углам погружения. Если кружок находится в середине оси, это означает, что угол погружения менее 15°. В нижнем левом углу розы-диаграммы показывают репрезентативность азимутов и углов погружения осей наибольшего сжатия. В правом нижнем углу диаграммы показывает количество областей земной коры при различных типах напряженного состояния.



**Рис. 3.** Проекция главных осей напряжений минимального сжатия  $\sigma_1$  на горизонтальную плоскость и коэффициент Лодэ–Надаи  $\mu_\sigma$  для глубин: а – 0–10 км, б – 10–20 км, в – 20–30 км, г – 30–40 км, д – 40–60 км, е – 60–100 км. (см. подпись к рис. 2).

В нижнем левом и правом углах розы-диаграммы показывают репрезентативность азимутов и углов погружения осей напряжений наименьшего сжатия, а диаграмма показывает значения коэффициента Лодэ–Надаи.

В силу высокой частоты сетки расчета ( $0.2^\circ$ ) существуют проблемы в изображении векторов. Поэтому при изображении осей напряжений мы произвели разрядку сетки расчета вдвое по широте и по долготе. Такую сетку мы будем именовать грид-сетка. При такой разрядке узлы новой сетки могли выходить за пределы сетки расчета, если их удаление не превышало  $0.2^\circ$ . В узле грид-сетки определялись параметры тензора напряжений на основе усреднения напряжений для нескольких самых близких узлов сетки расчета. В случае совпадения узла сетки расчета с узлом грид-сетки последнему присваивались расчетные значения. Скалярные параметры тензора напряжений изображались в узлах расчетной сетки.

Таким образом, в самом верхнем слое коры континентального склона в зоне очага ЗТ практически везде имеет место режим горизонтального растяжения (см. рис. 2а). Лишь для двух выше отмеченных участков имеет место режим горизонтального сжатия. Это полностью отличает характер напряженного состояния афтершоковой стадии от того, что имело место до ЗТ.

Оси главных напряжений в коре океанского склона, построенные в направлении погружения, в целом сохранили свое простирание и направление погружения, которое имелось до ЗТ [Rebetsky et al., 2016], т.е. субвертикально — ось сжатия и субгоризонтально и ортогонально тальвегу — ось растяжения. Больше число данных о механизмах очагов землетрясений в афтершоковый период позволило получить лучшее покрытие коры океанского склона данными о напряженном состоянии. Частично это относится к Идзу-Бонинской зоне, в северной части которой к востоку от тальвега желоба имеет место горизонтальное растяжение. Режимы горизонтального сжатия, наблюдающиеся в океанском склоне вдоль южной части этого желоба, могут быть связаны с низкой плотностью эпицентров землетрясений и большим окном усреднения напряжений.

В небольшом числе точек наблюдается субгоризонтальная ориентация этих осей в направлении, параллельном тальвегу желоба (переход к Идзу-Бонинскому желобу и несколько точек в центральной части исследуемой области). Почти всегда такой ориентации осей отвечает геодинамический режим горизонтального сдвига. До ЗТ [Rebetsky et al., 2016] такая ориентация наблюдалась для оси промежуточного главного напряжения.

Оси главных напряжений минимального сжатия (см. рис. 3) в зонах горизонтального растяжения имеют более пологие углы погружения, чем это было до ЗТ. Вне этой зоны углы погружения осей почти не изменяются. В центральной и северной частях очаговой области также сформировалась зона, где субгоризонтально ориентированные оси этого главного напряжения субпарал-

лельны тальвегу желоба. На глубинах более 30 км эта зона исчезает.

На глубинах более 10 км данные о напряжениях представлены в основном в коре континентального склона, причем они имеют тенденцию на севере выходить за пределы очага ЗТ. Особенно это проявляется на глубинах более 40 км. На глубине 15 км (см. рис. 2б) северо-восточный участок с субгоризонтальной ориентацией оси максимального сжатия резко расширяется, соответственно, области горизонтального растяжения в коре континентального склона начинают сжиматься. Далее с глубиной (см. рис. 2в, г) наблюдается дальнейшее разрастание областей горизонтального сжатия, особенно в северо-восточной части коры континентального склона. Еще более резкие изменения происходят на глубине более 40–45 км. Ниже этой глубины в коре континентального склона практически везде имеет место пологое ( $25^\circ$ – $30^\circ$ ) погружение  $\sigma_3$  под океанскую литосферу (см. рис. 2д, е), а  $\sigma_1$  (см. рис. 3д, е) более круто погружаются под субконтинентальную литосферу. Здесь в основном режим горизонтального сжатия.

Так же, как в самом верхнем слое расчета, в глубинных слоях наблюдаются точки расчета субгоризонтальной и субпараллельной тальвегу желоба ориентацией осей максимального сжатия. Причем здесь число таких точек существенно больше и они на глубинах 20–40 км концентрируются в центральной части очага ЗТ вблизи его восточной границы. На глубине 60–100 км в коре юго-восточной части о. Хонсю погружение оси максимального сжатия изменяется на  $180^\circ$ . Поскольку угол погружения их здесь близок к  $20^\circ$ – $25^\circ$ , то это означает, что напряжение сжатия направлено вдоль погружающейся океанской плиты.

Относительно небольшое число землетрясений, произошедших на глубинах 10–20 км к востоку от эпицентра ЗТ коре океанского склона, дают режим горизонтального растяжения с ориентацией оси напряжения растяжения, ортогональной тальвегу. На больших глубинах здесь наблюдается режим горизонтального сдвига.

Некоторые изменения произошли и с видом тензора напряжений, который характеризуется значениями коэффициента Лодэ–Надаи. До ЗТ его значения в зоне очага изменялись от сочетания чистого сдвига со сжатием до сочетания чистого сдвига с растяжением. После землетрясения в достаточно большом числе доменов реконструкции появились определения, отвечающие тензору вблизи одноосного сжатия и одноосного растяжения (см. рис. 3).

В океанской коре к западу от Идзу-Бонинского желоба сохраняется ориентация осей сжатия и геодинамический режим напряженного состояния, существовавший до ЗТ. Также сохранилась

ориентация осей сжатия на участке локальной сейсмической активности Филиппинской плиты и для коры центральной и западной части о. Хонсю. При этом в коре восточного побережья острова есть небольшая по площади область, где произошла смена типа геодинамического режима с горизонтального сжатия на горизонтальное растяжение. В других участках субконтинентальной коры острова геодинамический режим не изменился (см. рис. 2).

Данные об ориентации трех главных осей и о значении коэффициента Лоде–Надаи, которые в рамках МКА получаются после первого этапа его алгоритма, позволяют определить и относительные величины нормальных ( $\bar{\sigma}_{nn}$ ) и касательных ( $\bar{\sigma}_{nt}$ ) напряжений для любой плоскости:

$$\bar{\sigma}_{nn} = \left[ (1 - \mu_\sigma/3) \ell_{n1} \ell_{n1} + \frac{2}{3} \mu_\sigma \ell_{n2} \ell_{n2} - (1 + \mu_\sigma/3) \ell_{n3} \ell_{n3} \right], \quad (3)$$

где  $\bar{\sigma}_{nn} = (\sigma_{nn} + p)/\tau$ ,

$$\bar{\sigma}_{nt} = \left[ (1 - \mu_\sigma/3) \ell_{n1} \ell_{t1} + \frac{2}{3} \mu_\sigma \ell_{n2} \ell_{t2} - (1 + \mu_\sigma/3) \ell_{n3} \ell_{t3} \right], \quad (4)$$

где  $\bar{\sigma}_{nt} = \sigma_{nt}/\tau$ .

Здесь  $p$  и  $\tau$  – изотропное давление и максимальное касательное напряжение,  $\mu_\sigma$  – коэффициент Лоде–Надаи, определяющий вид эллипсоида напряжений, а  $\ell_{ni}$  и  $\ell_{ti}$  – соответственно направляющие косинусы вектора нормали  $\mathbf{n}$  к плоскости и вектора  $\mathbf{t}$  в этой плоскости с главными осями тензора напряжений ( $i = 1, 2, 3$ ). Т.е. после первого этапа МКА, не зная полных напряжений  $\sigma_{nn}$ ,  $\sigma_{nt}$ ,  $p$ ,  $\tau$ , можно определить нормированные напряжения  $\bar{\sigma}_{nn}$  и  $\bar{\sigma}_{nt}$ .

Используя выражение (3) и полагая вектор  $\mathbf{n}$  горизонтальным, можно рассчитать направления действия максимального  $S_H$  и минимального  $S_h$  сжатия в горизонтальном направлении (рис. 4). Также на основании (4) можно рассчитать направления касательных напряжений, действующих на горизонтальных плоскостях, нормали которых ориентированы вертикально вниз  $\tau_z$  (вектор  $\mathbf{n}$  совпадает с осью на зенит). Для зон субдукции направление этих напряжений отражает характер взаимодействия коры и верхней мантии (рис. 5).

Параметры, представленные выражениями (3) и (4), очень важны для понимания геодинамики сейсмофокальной зоны. Обычно [Zoback, 1992; Гущенко и др., 1990] они представляются в виде ориентации осей максимального и минимального горизонтального сжатия, а также поддвиговых касательных напряжений на горизонтальных площадках. При этом величины этих напряжений

остаются неопределенными из-за изменения значений максимальных касательных напряжений в разных узлах сетки расчета. Поэтому сравнивать их значения в разных точках области не представляется возможным. Далее мы покажем, что результаты работы алгоритма МКА на втором этапе метода позволяют решить эту проблему.

#### Нормированные величины напряжений – второй этап реконструкции

После второго этапа алгоритма МКА [Ребецкий, 2003, 2009], в рамках которого производится анализ каждой однородной выборки землетрясений на диаграмме Мора, в каждом узле сетки определяются нормированные значения эффективного давления  $p^*/\tau_f$  и максимальных касательных напряжений  $\tau/\tau_f$ . Эффективное давление  $p^*$  представляет собой разность тектонического давления и давления флюида в трещинно-поровом пространстве пород. На этом этапе расчета нормировка напряжений производится на неизвестное, но одинаковое значение прочности сцепления  $\tau_f$ . Т.е. здесь, так же как и в случае редуцированных напряжений (2) и (3), алгоритм метода позволяет определить отношения  $p^*/\tau_f$  и  $\tau/\tau_f$  без знания по отдельности значений  $p$ ,  $\tau$  и  $\tau_f$ .

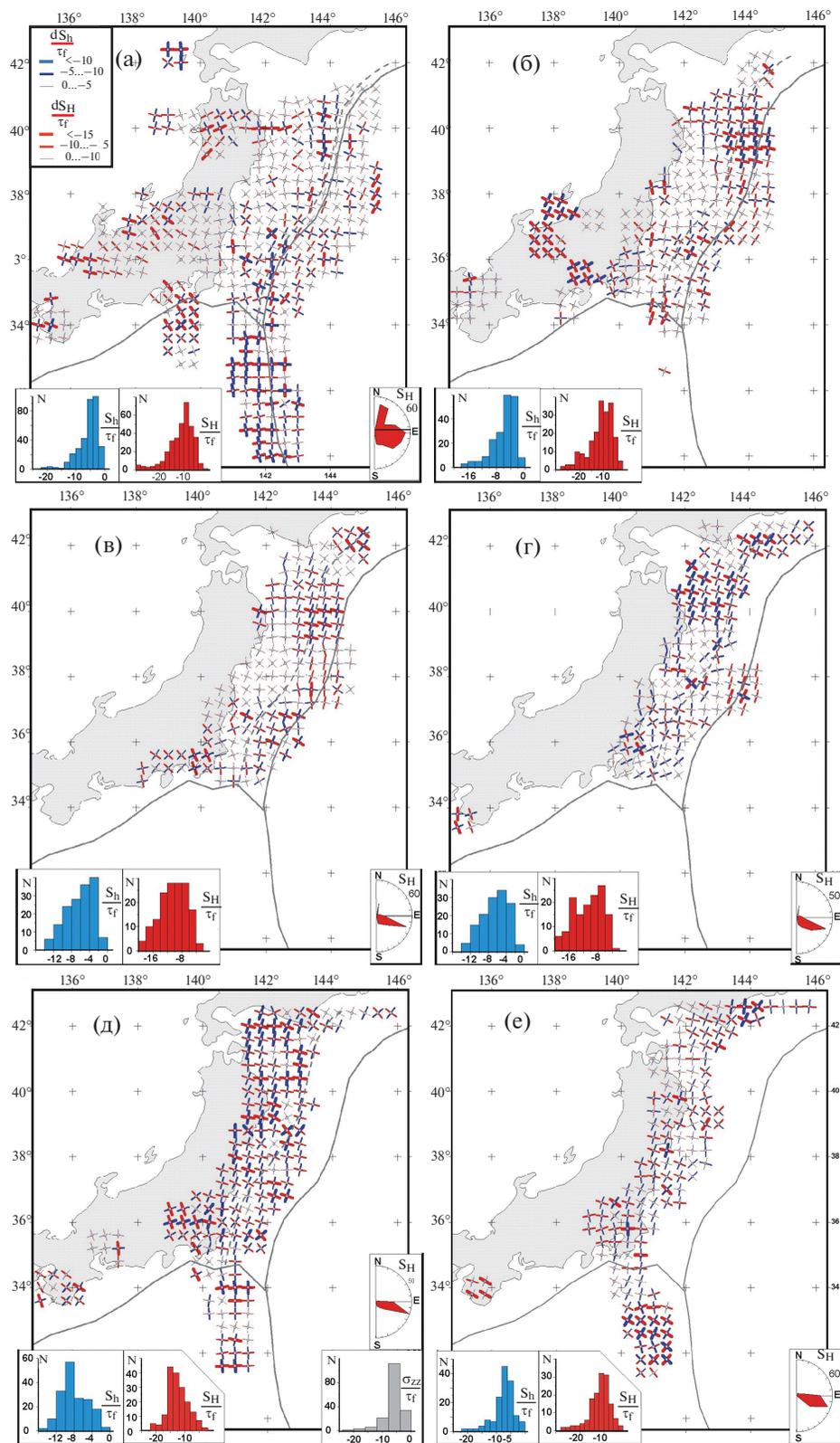
После получения данных о нормированных величинах эффективного давления и максимальных касательных напряжений можно сравнивать различные компоненты тензора напряжений, действующие в разных точках пространства.

На рис. 4, где показаны ориентации осей эффективного максимального  $S_H^*$  и минимального сжатия  $S_h^*$ , толщина линий отражает нормированное значение напряжения  $\tilde{S}_j^*$ , определяемого из выражения:

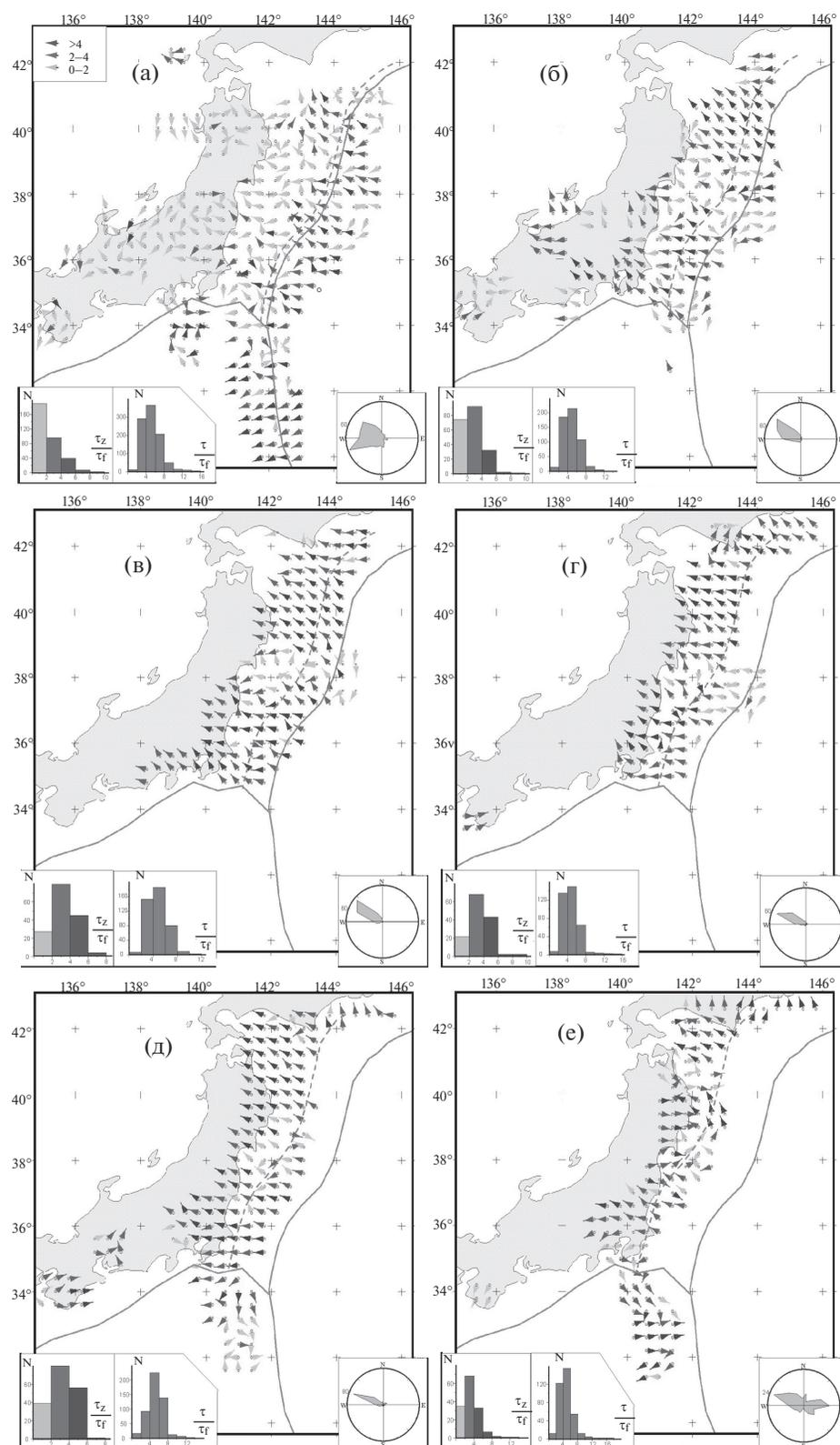
$$\tilde{S}_j^* = \left\langle \frac{S_j^*}{\tau_f} \right\rangle = - \left\langle \frac{p^*}{\tau_f} \right\rangle + \left[ (1 - \mu_\sigma/3) \ell_{j1}^2 + \frac{2}{3} \mu_\sigma \ell_{j2}^2 - (1 + \mu_\sigma/3) \ell_{j3}^2 \right] \left\langle \frac{\tau}{\tau_f} \right\rangle, \quad (5)$$

$$j = H, h$$

которое можно получить из выражения (3) при соответствующих преобразованиях. В правой части выражений (5) в треугольных скобках – нормированные величины эффективного давления и максимальных касательных напряжений, полученные после второго этапа реконструкции напряжений, а  $\ell_{ji}$  – направляющие косинусы соответствующей оси горизонтального напряжения ( $S_j$ ,  $j = H, h$ ) с осями главных напряжений ( $\sigma_i$ ,  $i = 1, 2, 3$ ).



**Рис. 4.** Направления максимального (красные линии)  $S_H$  и минимального (синие линии)  $S_h$  горизонтального сжатия и их нормализованные значения (толщина осей): а – 0–10 км, б – 10–20 км, в – 20–30 км, г – 30–40 км, д – 40–60 км, е – 60–100 км. В нижнем левом и правом углах розы-диаграммы показывают репрезентативность азимутов  $S_H$  и  $S_h$  и диаграммы репрезентативности их нормированных значений.



**Рис. 5.** Направление поддвиговых касательных напряжений на подошве земной коры и их значения, нормированные на прочность сцепления (интенсивности оттенков серого цвета): а – 0–10 км, б – 10–20 км, в – 20–30 км, г – 30–40 км, д – 40–60 км, е – 60–100 км.

Внизу справа показана роза-диаграмма азимутов поддвиговых касательных напряжений, слева – диаграммы нормированных значений поддвиговых и максимальных касательных напряжений.

В очаговой области ЗТ в верхней части коры континентального склона (0–10 км) существуют большие площади, протягивающиеся вдоль тальвега желоба, где ориентация максимального сжатия субпараллельна тальвегу желоба. До ЗТ такое наблюдалось только в коре океанского склона, к западу от тальвега желоба [Rebetsky et al., 2016]. В результате землетрясения возникшее дополнительное растяжение в субширотном направлении изменило соотношение величин напряжений вдоль и нормально к тальвегу желоба.

Подобные изменения наблюдаются и для глубин 20–40 км, но проявляются они только вблизи эпицентральной зоны ЗТ. Для еще больших глубин такие искажения ориентации практически отсутствуют.

Теперь выполним сопоставление величин этих напряжений в разных участках исследуемого региона. В самом верхнем слое (0–10 км) большая часть континентального склона и коры о. Хонсю имеет пониженный уровень напряжений максимального и минимального горизонтального сжатия. Для южного участка коры континентального склона, там, где ориентация осей  $S_H$  ортогональна тальвегу желоба, наблюдается повышенный уровень этих напряжений.

На глубинах 10–40 км происходит постепенное стягивание зоны пониженного уровня напряжений в центральной части очага ЗТ за счет расширения периферийных зон повышенных напряжений. На глубине 40–60 км наблюдается практически повсеместное высокое значение горизонтальных напряжений. Но затем вновь на глубине 60–100 км происходит их снижение.

Для расчета величин поддвиговых касательных напряжений выражение (4) было преобразовано к виду:

$$\begin{aligned} \tilde{\tau}_z = \left\langle \frac{\sigma_{zi}}{\tau_f} \right\rangle = & \left[ (1 - \mu_\sigma/3) \ell_{z1} \ell_{i1} + \right. \\ & \left. + \frac{2}{3} \mu_\sigma \ell_{z2} \ell_{i2} - (1 + \mu_\sigma/3) \ell_{z3} \ell_{i3} \right] \left\langle \frac{\tau}{\tau_f} \right\rangle, \quad (6) \\ & j = H, h. \end{aligned}$$

В коре континентального и океанского склонов ориентация поддвиговых касательных напряжений (см. рис. 5) в целом сохранилась такой же, какой была до ЗТ, т.е. эти напряжения ориентированы в запад–северо-западном направлении. Но в самом верхнем слое к западу от тальвега желоба уровень поддвиговых касательных напряжений понизился (если полагать, что величина прочности сцепления осталась неизменной) и их ориентация стала менее единообразной. В слоях от 10–60 км эти напряжения становятся более однонаправленными и их уровень повышается. Здесь вблизи широты, отвечающей эпицентру ЗТ, на-

блюдаются резкие искажения ориентации и величин поддвиговых касательных напряжений.

Таким образом, после сброса напряжений в очаге ЗТ, осуществленного путем растяжения субконтинентальной коры на восток [Preliminary GPS ..., 2011; Nishimura et al., 2011; Ozawa et al., 2011; Shestakov et al., 2012], сохранилось деформационное перекашивание коры в виде сдвига в вертикальной плоскости в направлении, ортогональном простиранию желоба. Отметим также, что ориентация поддвиговых касательных напряжений испытала определенные изменения в коре о. Хонсю и для его западной части, отвечающей Японскому морю, т.е. далеко за пределами очага ЗТ.

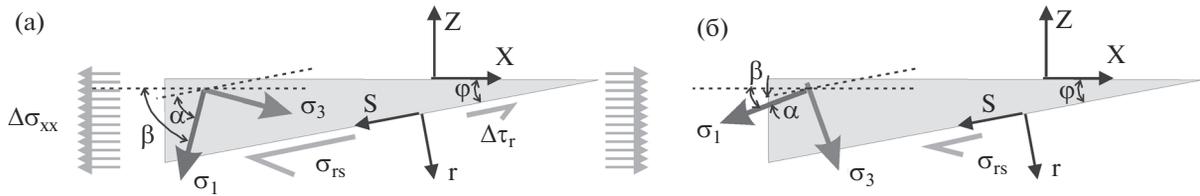
### ОЦЕНКА УРОВНЯ ВНЕШНЕГО ВОЗДЕЙСТВИЯ В ОЧАГОВОЙ ОБЛАСТИ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЯ ТОХОКУ

Реконструкция напряжений, выполненная выше, показала, что в большей части узлов сетки расчета континентального склона внутри очаговой области ЗТ произошло изменение геодинамического типа напряженного состояния с горизонтального сжатия на горизонтальное растяжение. При этом оси главных напряжений наибольшего и наименьшего сжатия, изменив свою ориентацию, как до, так и после ЗТ находятся вблизи вертикальной плоскости (рис. 6). Этот факт существенно ограничивает вариации величин напряжений и может быть использован для их оценки.

#### *Оценка величин напряжений ЗТ в работах А. Хасегавы*

Впервые закономерность, близкую к той, что была отмечена выше, была использована в работе [Hardebeck, Hauksson, 2001] в приложении к анализу напряженного состояния в коре района землетрясения Ландерс 1994 г., произошедшего на разломе Сан-Андреас. В работах [Hasegawa et al., 2011; Hardebeck, 2012] по этой же схеме была сделана оценка величин максимальных касательных напряжений, действовавших до и после ЗТ в коре континентального склона. При этом в указанных работах посчитали возможным это осуществить точно так же, как это было выполнено в работе [Hardebeck, Hauksson, 2001].

Схема оценки напряжений А. Хардебек опирается на данные об изменении ориентации осей главных напряжений до и после землетрясения, полученные в результате инверсии напряжений, которая в обоих случаях оставалась субгоризонтальной, отвечающей геодинамическому режиму горизонтального сдвига. Это позволило получить формулу для расчета напряжений, действовавших до землетрясения при использовании в качестве дополнительных данных о величине сброшенных напряжений в очаге землетрясения Лан-



**Рис. 6.** Изменение ориентации главных осей напряжений в субконтинентальной коре: а – до ЗТ – состояние “0” с дополнительным нагружением в виде горизонтального растяжения  $\Delta\sigma_{xx}$  и чистого сдвига вдоль сейсмогенной плоскости  $\Delta\tau_r$ , б – после ЗТ – состояние “1”. z – ось на Зенит, r – нормаль к плоскости очага ЗТ (см. пояснения в тексте).

дерс. Алгоритм ее построения предполагал, что снятие напряжений чистого сдвига, вызванного косейсмическим смещением по системе разрывов в пустыне Махаве, сопряженных к разрывом Сан-Андреас, привело к изменению ориентации осей главных напряжений.

В работе [Hasegawa et al., 2011] считалось, что главные напряжения наибольшего и наименьшего сжатия лежат не в горизонтальной плоскости (напряженное состояние на разломе Сан-Андреас), а в вертикальной плоскости, ортогональной оси океанского желоба (см. рис. 6). Косейсмическое смещение вдоль зоны субдукции приводит к сбросу напряжений, отвечающих состоянию чистого сдвига, которые и приводят к изменению ориентации главных напряжений наибольшего и наименьшего сжатия. При этом ось промежуточного главного напряжений до и после ЗТ остается ориентированной вдоль океанского желоба.

*Критический анализ существующих представлений на изменение напряжений в очагах мегаземлетрясений зон субдукции*

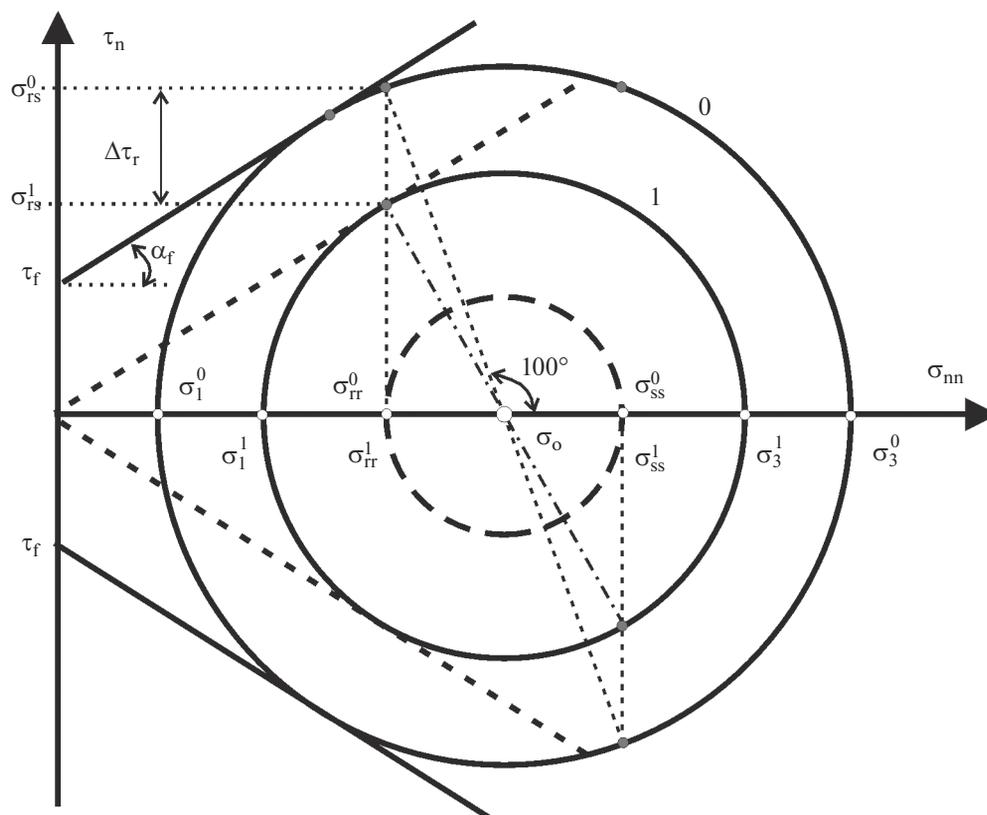
В работе [Hasegawa et al., 2011] оценка величин напряжений выполнена для значений средних углов погружения осей максимального сжатия около  $25^\circ$ – $30^\circ$  до ЗТ (это совпадает с результатами реконструкции, выполненной в работах [Ребецкий, Полец, 2014; Rebetsky et al., 2016]) и  $60^\circ$  после ЗТ. В следующей работе [Hasegawa et al., 2012] при анализе каталога СМТ решений большого временного периода были получены существенно большие углы погружения главных осей наибольшего сжатия, около  $65^\circ$ – $85^\circ$ . Таким образом, изменение ориентации осей главных напряжений может достигать  $50^\circ$ – $60^\circ$ .

Простой анализ, произведенный на диаграмме Мора (рис. 7), показывает, что использование в качестве дополнительного напряженного состояния только чистого сдвига, связывающего начальное состояние (0), существовавшее до землетрясения, и конечное, возникшее после землетрясения (1), невозможно объяснить повороты осей главных напряжений более, чем на значение угла внутреннего трения ( $\alpha_f = \arctg k_f$ ), т.е. более  $30^\circ$ – $35^\circ$ .

Это связано с тем, что состояние чистого сдвига, добавляемое к начальному (форшоковому), не изменяет изотропное давление и нормальные напряжения на плоскости разрыва и вдоль него ( $\sigma_{rr}^0 = \sigma_{rr}^1$ ,  $\sigma_{ss}^0 = \sigma_{ss}^1$ ) и, следовательно, положение центров кругов Мора двух состояний ( $\sigma_o^0 = \sigma_o^1$ ). На рис. 7 отклонение от горизонта для напряжений наибольшего сжатия принято  $25^\circ$ , а для оси сейсмофокальной области  $10^\circ$ . Значение коэффициента внутреннего трения  $k_f = 0.6$  ( $\alpha_f = 31^\circ$ ). Напомним, что в параметрической области Мора углы между осями напряжений и нормалью плоскостей, отсчитываемые вдоль дуги круга Мора, удваиваются. При определении возможных изменений ориентации главных напряжений афтершокового напряженного состояния (1) рассматривались два характерных случая: А) на плоскости разрыва ЗТ касательные напряжения достигают предела минимального сопротивления трению (касание большим кругом Мора пунктирной линии), Б) сброс касательных напряжений до нуля (пунктирный большой круг Мора).

Поскольку положение центра больших кругов Мора обоих состояний (см. рис. 7) совпадает, то, как это следует из рис. 7, для варианта А отклонения осей главных напряжений  $\sigma_1^1$  и  $\sigma_3^1$  от их начального положения будет около  $5^\circ$  (на моровской области около  $10^\circ$ ). Если коэффициент внутреннего трения увеличить до 1 ( $\alpha_f = 45^\circ$ ), то соответственно на угол около  $14^\circ$  может увеличиться отклонение осей напряжений состояния 1. В случае А состояния 1 (сплошной круг Мора) кулоновы напряжения в окрестности очага должны быть везде отрицательными или близкими к нулю (вблизи касания линии сухого трения большого круга Мора), т.е. уровень касательных напряжений на разноориентированных плоскостях не может преодолеть силу сухого трения. Это не соответствует реальным данным, показывающим высокую афтершоковую активность после сильных землетрясений.

Для варианта Б состояния 1 (пунктирный круг Мора) показывает, что при падении касательных напряжений на разрыве до нуля отклонения осей главных напряжений от начального состояния мо-



**Рис. 7.** Графический анализ вращения главных осей  $\sigma_1$  и  $\sigma_3$  двух (верхние индексы) напряженных состояний “0” и “1” (см. рис. 6) на диаграмме Мора по схеме анализа напряжений из работы [Hardebeck, Nauksson, 2001] и результатам инверсии напряжений по работе [Hasegava, 2011].

Здесь и далее отрицательные значения нормальных напряжений показаны направо, а коэффициент внутреннего трения ( $k_f = \text{tg}\alpha_f$ ), определяющий вместе с прочностью сцепления  $\tau_f$  предел хрупкой прочности (утолщенные сплошные прямые), совпадает с коэффициентом сопротивления статического трения. Показаны нормальные и касательные напряжения на плоскости разрыва – очаг ЗТ ( $\sigma_{rr}, \sigma_{rs}$ ) и сопряженной с ним нодальной плоскости ( $\sigma_{ss}, \sigma_{sr}$ ), а также величина сброса касательных напряжений в очаге ( $\Delta\tau_r$ ) для случая достижения в нем сопротивления скольжению, равному минимальному статическому трению (утолщенные пунктирные линии). Положение центров больших кругов Мора двух состояний ( $\sigma_o$ ) фиксировано. Длинным пунктиром показан большой круг Мора, отвечающий состоянию 1 в случае сброса касательных напряжений  $\sigma_{rs}$  до нуля (см. пояснения в тексте). Нормальные напряжения являются эффективными, т.е. учитывается флюидное давление, но звездочка в верхний индекс не ставилась, направо откладываются отрицательные значения нормальных напряжений.

жет быть большим. В случае рис. 7 даже немного большим, чем угол внутреннего трения  $\alpha_f \approx 31^\circ$ . При этом надо понимать, что в этом случае девиаторные напряжения в окрестности очага должны быть нулевыми (или очень малыми).

В этой работе [Hasegava et al., 2012] утверждалось, что было снято более 90–95% девиаторных напряжений. В работе [Hardebeck, 2012], посвященной оценке величин для целого ряда мегаземлетрясений переходных зон, подобного типа оценки были также поддержаны. Из этих утверждений следует, что в коре сейсмофокальной зоны в этом случае уровень упругой энергии формоизменения составит только около 1–2% от той, что была в коре сейсмофокальной области до ЗТ.

Однако тот факт, что в новом режиме напряженного состояния идет активный сейсмический процесс, говорит о достижении предела хрупкого разрушения в фактически новых условиях нагружения. Подобного анализа нет в схеме А. Хардебек. Это ставит под сомнение выполненные в этих работах оценки.

*Модель и графический анализ на диаграмме Мора изменения напряжений в очаге землетрясения Тохоку*

Реконструкция напряжений, представленная в предыдущем разделе, показала, что после ЗТ для большей части узлов сетки расчета континентального склона, находящихся внутри очаговой



шения, реализованные в его очаге (максимальные значения около 50–60 м), а также данные о градиенте косейсмических перемещений в пунктах постоянных GPS-наблюдений на о. Хонсю [Shestakov et al., 2012], который составил около 3–4 м на 200 км. Анализ амплитуд смещений в очаге показывает, что в области выхода очага в осадочную призму желоба могли иметь место смещения порядка 5–15 м [Lay et al., 2011]. Такие смещения восточного фронта континентального склона способны обеспечить возникновение в нем достаточно большого дополнительного растяжения около 5 МПа. Столь большие растяжения могут являться следствием высокой скорости развития фронта косейсмического надвига вблизи поверхности [Ammon et al., 2011; Sato et al., 2011], возникшей из-за того, что очаг землетрясения вышел на поверхность морского дна океанского желоба. О важной роли горизонтального растяжения в постсейсмическом режиме очаговой области ЗТ отмечалось в работе [Kato et al., 2011].

*Оценка сброшенных напряжений  $\Delta\tau$  и напряжений растяжения  $\Delta\sigma$*

В результате землетрясения произошло надвижение континентального склона на океанскую плиту на несколько метров [Yagi, Fuhacito, 2011; Lay et al., 2011]. Мы предлагаем взять за основу амплитуды косейсмических смещений  $\bar{U}_{fq} = 15$  м, полученные в работе [Lay et al., 2011]. Расчет дополнительных напряжений горизонтального растяжения, возникающих на сейсмической стадии, можно сделать, используя соотношение:

$$\Delta\sigma = E \frac{\bar{U}_{fq}}{W_q} \cos \varphi, \tag{7}$$

где  $\varphi = 10^\circ$  – угол наклона сейсмофокальной области от горизонта,  $W_q$  – ширина очага вдоль надвига (200 км),  $E$  – модуль упругости (75 ГПа) [Физические свойства ..., 1976]. Из выражения (7) находим  $\sigma_{rs}$  МПа (продольные напряжения растяжения положительны). Рассчитанное значение дополнительного горизонтального напряжения близко к значениям, которые можно получить из деформаций упругого горизонтального удлинения, рассчитанных в работе [Kato et al., 2011] для объяснения косейсмических изменений напряженного состояния области ЗТ.

Величина сброшенных напряжений для ЗТ может быть получена из данных о сейсмическом моменте  $M_0$  и излученной сейсмической энергии  $E_s$

$$\Delta\tau = 2\mu \frac{E_s}{M_0} \text{ при } \lg E_s = 4.4 + 1.5M_e, \tag{8}$$

$$M_0 = 5.6 \times 10^{22} \text{ Н} \cdot \text{м}.$$

Здесь  $M_e = 8.7$  – магнитуда энергии сейсмического излучения (<http://erathquake.usgs.gov> Choy), а  $\mu$  – модуль сдвига. Полагая  $\mu = 30$  ГПа, получим величину сброшенных вдоль плоскости надвига касательных напряжений:  $\Delta\tau = 0.302$  МПа. В работе [Ide et al., 2011] значение энергии сейсмического излучения было оценено, как  $E_s = 9.1 \times 10^{17}$  Н · м (<http://www.isc.ac.uk>), что согласно (7) определяет  $\Delta\tau = 0.98$  МПа.

В работе [Hasegawa et al., 2011] для оценки напряжений использованы другие данные о величине сброшенных напряжений в 20 МПа, полученные на основе анализа GPS смещений [Inuma et al., 2012]. В работе [Xie, Cai, 2018] оценка сброшенных напряжений в очаге, отвечавшая значению в 6.3 МПа, была получена на основе уточненной численной модели сейсмического излучения в очаге (не точечная модель очага) при использовании классического подхода расчета угловой частоты [Brune, 1970]. В работе [Brown et al., 2015] дается еще меньший уровень сброшенных напряжений в  $2.3 \pm 1.3$  МПа, который был рассчитан на основе перебора 40 моделей косейсмического скольжения и численного перехода к сброшенным напряжениям.

**Численный расчет параметров форшокового и афтершокового напряженных состояний ЗТ.** Для расчета величин напряжений нами была использована схема, предложенная в работе [Hardebeck, Nauksson, 2001] и дополненная возможностью учета влияния косейсмического горизонтального растяжения в континентальном склоне. Мы считаем, что такая модифицированная схема расчета более подходит для изучения изменений напряженного состояния переходных зон (зон субдукции), происходящих в результате мегаземлетрясений, очаги которых, как правило, выходят на морское дно.

Возможность использования схемы расчета по Хардебек определяется прежде всего тем, что при ЗТ главные напряжения наибольшего и наименьшего сжатия после землетрясения не изменили свою принадлежность к вертикальной плоскости, которая ортогональна простиранию зоны субдукции (см. рис. 6). Это позволяет использовать данную схему, несмотря на то, что геодинамический режим начального напряженного состояния отвечает горизонтальному сжатию [Hardebeck, 2012], а не горизонтальному сдвигу, как это было в работе [Hardebeck, Nauksson, 2001]. В этом случае оба исследуемых напряженных состояния отвечают плоской деформации вдоль простирания зоны субдукции.

В приложении А представлен вывод формул для расчета максимальных касательных напряжений для тензора начального ( $\tau^0$ ) и конечного ( $\tau^1$ )

состояний из характерных углов  $\alpha^0, \beta^0, \alpha^1, \beta^1$ , (см. рис. 6) и дополнительной нагрузки  $\Delta\tau_r, \Delta\sigma_{xx}$ .

Поскольку для  $\tau_r$  существовало несколько вариантов значений, то прежде чем выполнить подобный расчет, были выполнены предварительные исследования выражений (A3) и (A4). Оказалось, что условие  $\tau^1 > 0$ , накладывает ограничение на диапазон возможных значений  $\tau_r$ , из него следует, что  $\Delta\tau_r > -2.87$  МПа (отрицательные значения  $\tau_r$  отвечают сбросу напряжений для ЗТ в системе координат, см. рис. 6).

Полагая, в соответствии с представленными выше расчетами,  $\Delta\sigma_{xx} = 5.55$  МПа, а  $\Delta\tau_r = -1$  МПа из выражений (A3–A4), находим:  $\tau^0 = 2.9$  МПа,  $\tau^1 = 0.963$  МПа, а из (A6)  $\Delta p = -2.78$  МПа (давление сжатия положительно).

Примененный здесь подход позволяет произвести оценку некоторых усредненных напряжений, сглаживающих вариации истинных напряжений, проявляющиеся в отклонениях ориентации главных напряжений от принятых в расчете средних их положений.

**Графический анализ результатов расчета величин напряжений.** Результаты представленных выше расчетов проиллюстрированы на рис. 8б в виде графического анализа в моровской области. Построенные на рис. 8б радиусы кругов Мора двух состояний отвечают полученным значениям максимальных касательных напряжений, а расстояние между их центрами ( $\sigma_o^0$  и  $\sigma_o^1$ ) соответствует значению напряжения  $\Delta\sigma_{xx}$ .

При графическом построении полагается, что начальное состояние является предельным, т.е. круг Мора касается линий предела хрупкой прочности (в численном расчете этого утверждения нет). При этом так же, как в МКА, считалось, что углы наклона линии предела хрупкой прочности и минимального сопротивления сухого трения параллельны.

Следует отметить, что использование результатов численных расчетов в этом случае предполагает, что нормальные напряжения являются эффективными, т.е. они уменьшаются на величину флюидного давления, действующего в трещинном пространстве пород. Поскольку при этом  $\sigma_o^1 - \sigma_o^0 = \Delta\sigma_{xx}$ , то это означает, что это флюидное давление одинаковое для обоих состояний.

Далее для обоих состояний от точки, определяющей главное напряжение  $\sigma_1^i$ , откладываются углы  $\bar{\beta}^i = 2\beta^i$  и  $\bar{\varphi} = 2\varphi$  (в пространстве Мора углы удваиваются) и на круге Мора находятся точки, характеризующие напряженные состояния на

двух ортогональных плоскостях, нормальными к которым являются оси  $X$  и  $Z$ , а также  $R$  и  $S$ .

Из графического анализа видно, что напряженное состояние 1 существенно смещено налево в диапазон меньшего уровня всестороннего давления. Оно не является предельным, т.е. не касается линии хрупкой прочности как состояние 0. Но при этом линия минимального сопротивления сухого трения (пунктир, см. рис. 8б) отсекает от круга Мора достаточно широкий сектор. Для такого сектора вариации ориентации нормалей к разрывам, которые будут способны активизироваться, не меньше, чем для состояния 0. Таким образом, в состоянии 1 существующие в массиве разноориентированные дефекты прочности могут активизироваться и реализоваться в сейсмических подвижках в виде афтершоковых землетрясений (эта возможность отсутствует в модели состояния по А. Хардебек, см. рис. 7).

Сброс касательных напряжений  $\Delta\tau_r$  в очаге и дополнительное растяжение  $\Delta\sigma_{xx}$  влияет не только на ориентацию и величины главных напряжений состояния 1, но и определяет изменение напряжений в системе координат  $XOZ$  и  $ROS$ . В силу этого  $|\sigma_{xx}^0 - \sigma_{xx}^1| > \Delta\sigma_{xx}$  и  $|\sigma_{rs}^0 - \sigma_{rs}^1| > \Delta\tau_r$ . Сильно изменились нормальные напряжения  $\sigma_{xx}$  и  $\sigma_{ss}$  за счет смещения круга Мора нового напряженного состояния, что существенно отличает его от расчета по схеме А. Хардебек (см. рис. 7).

Результаты численных расчетов не позволяют нам определить полные величины напряжений, т.к. мы не знаем значения изотропного давления начального состояния  $p^0$ , действующего в твердом скелете горной породы. Но сделанные выше дополнительные предположения по использованию графики рис. 8б позволяют оценить эффективное изотропное давление  $p^{*0} = p^0 - p_{fl}$  ( $p_{fl}$  – флюидное давление в трещинно-поровом пространстве). Для этого нужно задать значение прочности сцепления  $\tau_f$ . В работах [Ребецкий, Маринин, 2006; Ребецкий, 2009] выполнялась оценка этого параметра прочности по результатам тектонофизических инверсий напряжений для Суматро-Андаманского 2004 г. (3.5 МПа), Токачи-Оки 2003 г. (1.4–1.8 МПа) и Симуширского 2006 г. (1.0–1.2 МПа) землетрясений. Используя диапазон возможных изменений  $\tau_f$ , можно определить начало системы отсчета для эффективных нормальных напряжений.

На рис. 8б ось ординат ( $\tau_n$ ) может быть проведена слева от малого круга Мора. Таким образом, значение прочности сцепления будет меньшим, чем при проведении оси ординат внутри малого круга Мора. В последнем случае главное напряжение  $\sigma_1^1 > 0$ , т.е. оно растягивающее. Мы пред-

полагаем, что растягивающие напряжения в коре в масштабе усреднения в десятки километров на глубинах в первые десятки километров существовать не могут. Поэтому ось ординат была проведена через точку, отвечающую напряженному состоянию главного напряжения  $\sigma_1^1$ . Это означает, что данное напряжение равно нулю. В этом случае прочность сцепления  $\tau_f$ , определяемая пересечением оси ординат и линии хрупкой прочности, будет равна 1.06 МПа. Это значение отвечает нижней границе выше представленных оценок  $\tau_f$ . Поскольку возможны и другие варианты проведения оси ординат на рис. 8б (например, левее точки  $\sigma_1^1$ ), она показана длинным пунктиром.

Используя данные о величинах  $\tau^0$ ,  $\tau^1$  и  $\Delta p$ , представленные выше, численно или графически на рис. 8б, находим, что  $\sigma_1^{*1} = 0$  МПа,  $\sigma_3^{*1} = 1.93$  МПа,  $\sigma_1^{*0} = 3.62$  МПа,  $\sigma_3^{*0} = 9.42$  МПа, а  $p^{*1} = 0.966$  МПа,  $p^{*0} = 6.52$  МПа.

Таким образом, разработанная нами модификация схемы расчета А. Хардебек [Hardebeck, Nauksson, 2001] позволяет объяснить большие повороты осей главных напряжений в результате мегаземлетрясений, согласующиеся с законом прочности хрупкого разрушения.

## ОБСУЖДЕНИЕ

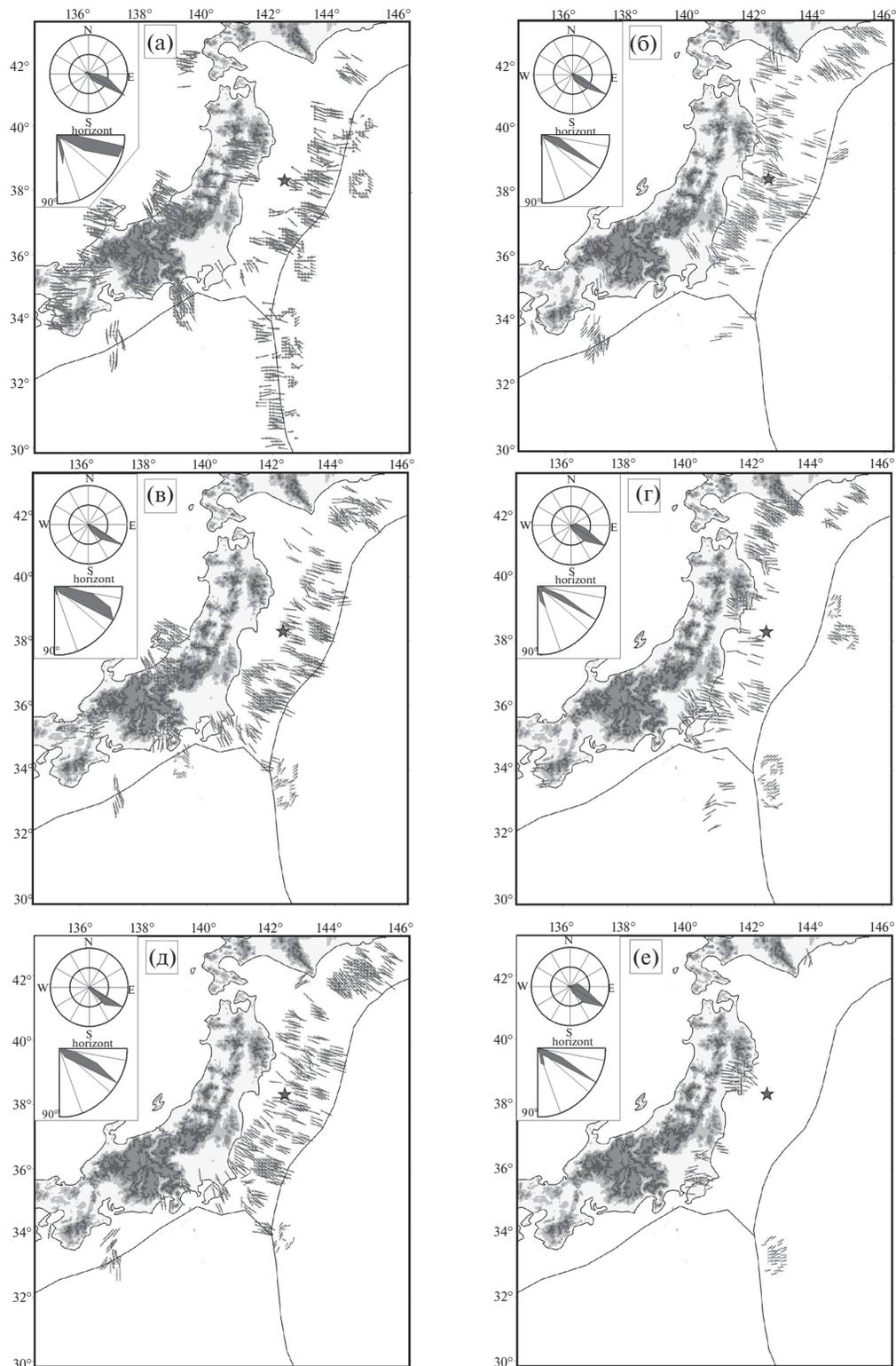
Полученные нами данные о напряженном состоянии верхних слоев континентального склона в пределах очага ЗТ являются уникальными по детальности. Они дают возможность сравнить трехмерную (3D) картину напряженного состояния с результатами работы [Rebetsky et al., 2016], в которой также была получена 3D картина напряженного состояния, но уже до ЗТ (рис. 9). Наибольшие изменения напряженного состояния захватили верхний слой до 20 км, для которого наблюдались наибольшие амплитуды смещений в очаге. Здесь скорость распространения фронта разрыва ускоренно возрастала от 1.5 до 2.5 км/с, что создало аномально высокий уровень сил инерции. Вероятно, именно эти силы привели к повышенным амплитудам смещения в очаге и создали дополнительные напряжения горизонтального растяжения. С глубиной эти силы снижаются и их роль в формировании нового напряженного состояния уменьшается. Здесь основной эффект изменений связан со сброшенными касательными напряжениями в очаге и поэтому разворот осей главных напряжений был умеренным ( $10^\circ - 15^\circ$ ).

Рассчитанные величины напряжений дали существенно меньшие значения (до ЗТ < 10 МПа, после ЗТ < 2 МПа), чем это было установлено в

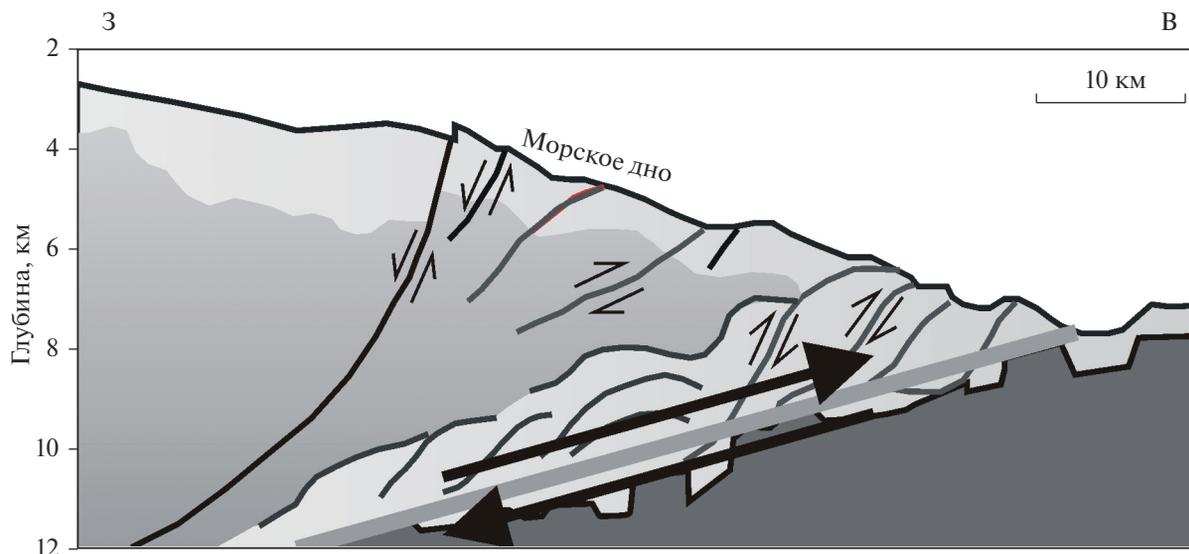
работе [Hasegava et al., 2011]. Они опираются на оценки величины сброшенных касательных напряжений в 1 МПа, полученные из сейсмологических данных. Сейсмический эффект ЗТ связан не с уровнем девиаторных напряжений, действовавших в коре, а с большим объемом пород, участвовавших в высвобождении упругой энергии. Наши оценки величин напряжений, в противоположность результатам работы [Hardebeck, 2011], показывают, что уровень девиаторных напряжений упал достаточно сильно (около 65%), но не столь катастрофически (на 90–95%), как это оценивалось в работах [Hasegava et al., 2012; Hardebeck, 2012]. При этом достаточно сильно на величину около 85% понизился уровень касательных напряжений, действовавших вдоль сейсмофокальной плоскости. Это объясняет определенную смену ориентации разрывов, формирующих после ЗТ тип механизмов очагов землетрясений.

Столь сильное падение уровня касательных напряжений, действующих вдоль оси сейсмофокальной области, объясняет смену типа землетрясений, возникающих на афтершоковой стадии в той части очага, где произошла кардинальная смена геодинамического типа напряженного состояния. Здесь угол погружения реализованных нодальных плоскостей имеет достаточно большие углы погружения (в среднем около  $45^\circ$ ) при сохраняющемся простирании вдоль простирания сейсмофокальной области. Это внутриплитовые землетрясения с механизмом очагов в виде сброса, связанные с релаксацией напряжений горизонтального растяжения, возникших в коре континентального склона островной дуги. На рис. 10 [Tajima et al., 2013] показаны фактические данные о приповерхностной структуре этого склона вблизи океанского желоба, где явно выделяются внутриплитовые сбросы, выходящие на морское дно.

В коре о. Хонсю и к северо-востоку от очага ЗТ для этого глубинного диапазона мы не находим значимых изменений напряженного состояния в сравнении с форшоковой стадией (см. рис. 9). Однако такие изменения присутствуют к югу от очага ЗТ, в коре океанского склона Идзу-Бонинского желоба. Здесь до землетрясения во всех узлах, где удалось рассчитать напряжения, ориентация осей максимального горизонтального сжатия была параллельна тальвегу желоба [Rebetsky et al., 2016]. После ЗТ для самого южного участка Идзу-Бонинского желоба множество определений напряжений к востоку от тальвега дают ортогональную ему ориентацию оси максимального горизонтального сжатия. Это говорит о том, что здесь имеет место эффект бульдозера, когда надвигающийся на океанскую литосферу континентальный клин создает перед собой горизонтальное сжатие. Такой результат можно связывать с пере-



**Рис. 9.** Проекция осей главного напряжения максимального сжатия  $\sigma_3$  на горизонтальную плоскость в коре японской зоны субдукции до ЗТ для глубин: а – 0–20 км, б – 10–30 км, в – 20–40 км, г – 30–50 км, д – 50–70 км, е – 70–90 км (см. подпись к рис. 2).



**Рис. 10.** Сейсмическая структура и наблюдаемая деформация фронтального клина вблизи очага ЗТ для вертикального профиля вкост океанского желоба по результатам прямых наблюдений и измерений с помощью кабельных манометров морского дна [Tsuji et al., 2011] (представлено с упрощениями по рисунку из работы [Tajima et al., 2013]).

распределением субширотного сжатия на юг Идзу-Бонинского желоба, которое произошло после ЗТ.

Из результатов реконструкции следует, что континентальная кора, сдвинувшись после ЗТ на восток, не только не создала дополнительного сжатия (трение скольжения всегда меньше трения покоя) в широтном направлении в океанской литосфере, но и еще усилила имевшуюся до ЗТ закономерность в ориентации горизонтальных напряжений наименьшего и наибольшего сжатия (режим горизонтального растяжения). Это может быть только в том случае, если такое надвигание континентальной коры на восток привело к увеличению напряжений сжатия, действующих в вертикальном направлении. Таким образом имел место не эффект бульдозера, создающего перед собой сжатие, а эффект катка (ледокола), продавливающего вниз основание, на которое он накатил.

Сохранение в верхнем слое к востоку от тальвега желоба режима горизонтального растяжения при одновременном создании растяжения к западу в континентальном склоне очень похоже на механизм накатывания субконтинента на океанскую плиту. Во всяком случае, механизм “пуш” — давления со стороны океанского хребта — следует отвергнуть, т.к. он не может объяснить горизонтальное растяжение к востоку от тальвега желоба, распространяющееся до глубин 30–40 км [Rebetsky et al., 2016]. Механизм накатывания континента на океанскую плиту объясняет возможность существования стагнанных блоков в глубине верхней мантии [Murakami et al., 2004] и подразумевает возможность резкой смены напряженного состояния в континентальном склоне при аномально высоких скоростях разгрузки.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты тектонофизической инверсии напряжений для афтершоковой стадии ЗТ позволили установить кардинальные изменения геодинамического типа напряженного состояния в верхних слоях коры вблизи основного участка очага. Полученные данные о величинах напряжений свидетельствуют о невысоком уровне девиаторных напряжений на форшоковой стадии ЗТ, что объясняет возможность переиндексации осей главных напряжений максимального и минимального сжатия после землетрясения.

Предложена модификация схемы расчета А. Хардебек [Hardebeck, Nauksson, 2001] величин напряжений, действовавших в коре до и после землетрясения, ориентированная на особенности развития сейсмогенного разрыва в зонах субдукции. Крупные и мегаземлетрясения в таких областях, как правило, приводят к выходу очага на поверхность и надвиганию континентального клина на океанскую литосферу. Поэтому в расчете следует учитывать не только вклад в изменение напряженного состояния от чистого сдвига, вызванного сбросом напряжений в очаге землетрясения, но и от субгоризонтального растяжения, возникающего в континентальной коре из-за ее надвигания на океанский склон желоба.

Результаты реконструкции природных напряжений, выполненной для зоны конвергенции плит в районе о. Хонсю до и после ЗТ [Rebetsky et al., 2016], показывают, что наиболее вероятным механизмом формирования деформаций является накатывание субконтинента — островной дуги на океанскую плиту. Такой механизм объясняет как формирование сжатия в коре континентального

склона и растяжения в коре океанского склона за желобом в период стационарного воздействия, так и растяжение в континентальном склоне в момент динамического срыва контакта с океанской литосферой.

Уникальность ЗТ определяется высочайшей афтершоковой активностью, проявлявшейся в более чем трехлетний период, и драматически изменившимся режимом напряженного состояния больших участков континентального склона в верхней части коры. Это явление можно связывать с динамическим эффектом от действия инерционных сил в надвигавшейся на восток субконтинентальной литосфере. В верхних ее слоях была пройдена точка равновесного состояния (вертикальное и горизонтальные сжатие близко к друг другу), отвечающего упругому поведению пород, и было достигнуто новое критическое состояние, но уже для геодинамического режима горизонтального растяжения. Явление смены геодинамического режима верхних слоев континентального склона говорит о том, что до и после ЗТ уровень девиаторных напряжений в коре континентального склона небольшой.

Как показал мониторинг напряженного состояния, верхние слои континентального склона (0–20 км) с изменившимся геодинамическим типом напряженного состояния практически не уменьшают свою площадь за последние несколько лет. Можно было бы ожидать, что силы,двигающие плиты, за почти семилетний период создадут здесь дополнительное сжатие, что должно было бы привести к постепенному исчезновению сейсмичности в этих областях (переход в упругое состояние). Это не происходит. С определенной осторожностью можно утверждать, что возникшее после ЗТ в коре континентального склона новое геодинамическое состояние будет действовать достаточно долго. Если в ближайшие несколько лет не произойдет ускорение процесса релаксации нового напряженного состояния коры континентального склона вдоль о. Хонсю, то сделанные выше оценки могут рассматриваться как достаточно достоверные.

Следует обратить внимание на регионы, сопредельные с областью очага ТЗ: с юга – Идзу-Бонинская зона; с севера – зона вдоль северной части о. Хонсю. Здесь в целом сохранился режим напряженного состояния, действовавший до 2011 г. Исследование особенностей напряженного состояния этих участков сейсмофокальной области позволит понять, какой режим разгрузки выберет для них природа: множество относительно слабых землетрясений, асейсмическое скольжение или сильное землетрясение.

#### Приложение А

В системе координат, связанной с осями главных напряжений  $\sigma_k^1$  ( $k = 1, 3$ ), конечное – афтер-

шоковое напряженное состояние 1 можно представить в виде суммы напряжений от состояния 0, характеризующего форшоковую стадию ЗТ, чистого сдвига ( $\Delta\tau_r$  – сброшенные касательные напряжения в очаге ЗТ) за счет косейсмического смещения по надвигу зоны субдукции и горизонтального растяжения ( $\Delta\sigma_{xx}$ ):

$$\begin{aligned}\sigma_1^1 &= \left[-p^0 + \tau^0 \cos 2\theta\right]_0 + \left[\Delta\sigma_{xx} \cos^2 \beta^1\right]_{xz} + \\ &\quad + \left[0.5\Delta\tau_r \sin 2\alpha^1\right]_{rs}, \\ \sigma_3^1 &= \left[-p^0 - \tau^0 \cos 2\theta\right]_0 + \left[\Delta\sigma_{xx} \sin^2 \beta^1\right]_{xz} + \\ &\quad + \left[-0.5\Delta\tau_r \sin 2\alpha^1\right]_{rs}, \\ \sigma_{13}^1 &= \left[\tau^0 \sin 2\theta\right]_0 + \left[-0.5\Delta\sigma_{xx} \sin 2\beta^1\right]_{xz} + \\ &\quad + \left[\Delta\tau_r \cos 2\alpha^1\right]_{rs},\end{aligned}\quad (A1)$$

где  $\sigma_1^0 = -p^0 + \tau^0$ ,  $\sigma_3^0 = -p^0 - \tau^0$ , а  $p^0$  и  $\tau^0$  – соответственно изотропное давление в плоскости рис. 6 и максимальное касательное напряжение для начального состояния 0. Согласно рис. 6 углы  $\beta^i$  определяют погружение оси минимального сжатия  $\sigma_1^i$  и отсчитываются от горизонта, при этом  $\alpha^i = \beta^i - \varphi$ ,  $i = 0, 1$ , а  $\theta = \beta^0 - \beta^1$  – угол между осями главных напряжений  $\sigma_1^i$  двух состояний. Для зоны ЗТ  $\beta^0 = 75^\circ$ ,  $\beta^1 = 20^\circ$ ,  $\varphi = 10^\circ$ ,  $\theta = 55^\circ$ . Следует обратить внимание, что в системе координат, принятой на рис. 6, сбросу касательных напряжений в очаге ЗТ отвечает  $\Delta\tau_r < 0$ .

В выражениях (A1) квадратная скобка с соответствующим нижним индексом определит вклад в нормальные и касательные напряжения:

- 1) начального напряженного состояния (индекс 0);
- 2) горизонтального растяжения в системе координат  $XOZ$  (индекс  $xz$ );
- 3) чистого сдвига в системе координат  $ROS$  (индекс  $rs$ ).

В (A1) первые два выражения определяют величину главных напряжений для состояния 1

$$\sigma_1^1 = -p^1 + \tau^1, \quad \sigma_3^1 = -p^1 - \tau^1, \quad (A2)$$

где  $p^1$  и  $\tau^1$  – соответственно изотропное давление в плоскости рис. 8 и максимальное касательное напряжение для состояния 1.

Третье выражение в (A1) определяет величину касательного напряжения на плоскости действия главных напряжений  $\sigma_1^1$  и  $\sigma_3^1$ , которое по определению главных напряжений должно быть равно нулю. Отсюда получаем первое выражение для расчета максимального касательного напряжения  $\tau^0$ :

$$\tau^0 = (0.5\Delta\sigma_{xx} \sin 2\beta^1 - \Delta\tau_r \cos 2\alpha^1) / \sin 2\theta. \quad (A3)$$

Если теперь, используя (A1), записать разницу двух первых выражений, то получим второе выражение для определения  $\tau^1$ :

$$\sigma_1^1 - \sigma_3^1 = 2\tau^1 = 2\tau^0 \cos 2\theta + \Delta\sigma_{xx} \cos 2\beta^1 + \Delta\tau_r \sin 2\alpha^1. \quad (A4)$$

Сумма первых двух выражений в (A1) позволяет получить взаимосвязь изменения среднего давления в вертикальной плоскости

$$\sigma_1^1 + \sigma_3^1 = -2p^1 = -2p^0 + \Delta\sigma_{xx}. \quad (A5)$$

Отсюда находим изменение среднего давления в вертикальной плоскости при переходе от начального к афтершоковому напряженному состоянию

$$\Delta p = -0.5\Delta\sigma_{xx}. \quad (A6)$$

### ИСТОЧНИКИ ФИНАНСИРОВАНИЯ

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 12-04-331229, № 13-05-00892 и президентского гранта РФ МК 1904.2013.5, а также Госзадания ИФЗ РАН.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Гзовский М.В. Тектонические поля напряжений // Изв. АН СССР. Сер. геофиз. 1954. № 3. С. 390–410.
- Гущенко О.И. Кинематический метод определения параметров напряжений и характеристика их связей с тектоническими движениями по разрывам разных структурных уровней / Автореф. дисс. ... канд. геол.-мин. наук. М.: ИФЗ РАН, 1981. 21 с.
- Гущенко О.И., Мострюков А.О., Петров В.А. Структура поля современных региональных напряжений сейсмоактивных областей земной коры восточной части средиземноморского подвижного пояса // Докл. АН СССР. Сер. геофиз. 1990. Т. 312. № 4. С. 830–835.
- Костров Б.В. Механика очага тектонического землетрясения. М.: Наука, 1975. 176 с.
- Надаи А. Пластичность и разрушение твердых тел. М.: Мир, 1969. Т. 2. 863 с.
- Осокина Д.Н. Взаимосвязь смещений по разрывам с тектоническими полями напряжений и некоторые вопросы разрушения горного массива // Поля напряжений и деформаций в земной коре. М.: Наука, 1987а. С. 120–135.
- Ребецкий Ю.Л. Методы реконструкции тектонических напряжений и сеймотектонических деформаций на основе современной теории пластичности // Докл. РАН. 1999. Т. 365. № 3. С. 392–395.
- Ребецкий Ю.Л. Напряженное состояние земной коры Курил и Камчатки перед Симуширскими землетрясениями // Тихоокеан. геология. 2009. Т. 28. № 5. С. 70–84.
- Ребецкий Ю.Л. Развитие метода катакластического анализа сколов для оценки величин тектонических напряжений // Докл. РАН. 2003. Т. 400. № 3. С. 237–241.
- Ребецкий Ю.Л., Алексеев Р.С. Тектоническое поле современных напряжений Средней и Юго-Восточной Азии // Геодинамика и тектонофизика. 2014. Т. 5. Вып. 1. С. 257–290.
- Сим Л.А. Неотектонические напряжения Восточно-европейской платформы и структур обрамления / Автореф. дисс. ... доктора геол.-мин. наук. М.: Изд-во МГУ, 1996. 41 с.

Физические свойства горных пород и полезных ископаемых (петрофизика) // Справочник геофизика. М.: Недра, 1976. 527 с.

- Ammon C.J., Lay T., Kanamori H., Cleveland M. A rupture model of the 2011 off the Pacific coast of Tohoku Earthquake // Earth Planet. and Space. 2011. V. 63. P. 693–696.
- Angelier J. Tectonic analysis of fault slip data sets // J. Geophys. Res. 1984. V. 89(B7). P. 5835–5848.
- Carey-Gailhardis E., Mercier J.L. A numerical method for determining the state of stress using focal mechanisms of earthquake populations: application to Tibetan teleseismic and microseismicity of Southern Peru // Earth Planet. Sci. Lett. 1987. V. 82. P. 165–179.
- Chiba K., Iio Y., Fukahata Y. Detailed stress fields in the focal region of the 2011 off the Pacific coast of Tohoku Earthquake—Implication for the distribution of moment release // Earth Planet. Space. 2012. V. 64. P. 1157–1165.
- Gephart J.W., Forsyth D.W. An improved method for determining the regional stress tensor using earthquake focal mechanism data: application to the San Fernando earthquake sequence // J. Geophys. Res. 1984. V. 89(B11). P. 9305–9320.
- Hardebeck J. Coseismic and postseismic stress rotations due to great subduction zone earthquakes // Geophys. Res. Lett. 2012. V. 39. L21313.
- Hardebeck J.L., Hauksson E. Crustal stress field in southern California and its implications for fault mechanics // J. Geophys. Res. 2001. V. 106(B10). P. 21859–21882.
- Hasegawa A., Yoshida K., Okada T. Nearly complete stress drop in the 2011  $M_w$  9.0 off the Pacific coast of Tohoku Earthquake // Earth Planet. Space. 2011. V. 63. P. 703–711.
- Hasegawa A., Yoshida K., Asano Y., Okada T., Iinuma T., Ito Y. Change in stress field after the 2011 great Tohoku-Oki earthquake // Earth Planet. Sci. Lett. 2012. V. 355. P. 231–243.
- Heidbach O., Rajabi M., Cui X., Fuchs K., Müller B., Reinecker J., Reiter K., Tingay M., Wenzel F., Xie F., Ziegler M.O., Zoback M.-L., Zoback M.D. The World Stress Map database release 2016: Crustal stress pattern across scales // Tectonophysics. 2018. V. 744. P. 484–498.
- Heidbach O., Tingay M., Barth A., Reinecker J., Kurfe D., Müller B. Global crustal stress pattern based on the World Stress Map database release 2008 // Tectonophysics. 2010. V. 482. P. 3–15.
- <https://doi.org/10.1016/j.tecto.2009.1007.1023>
- Hirose F., Miyaoka K., Hayashimoto N., Yamazaki T., Nakamura M. Outline of the 2011 off the Pacific coast of Tohoku Earthquake ( $M_w$  9.0) — Seismicity: foreshocks, mainshock, aftershocks, and induced activity // Lett. Earth Planet. Space. 2011. V. 63. P. 513–518.
- Ide S., Baltay A., Beroza G.C. Shallow Dynamic Overshoot and Energetic Deep Rupture in the 2011  $M_w$  9.0 Tohoku-Oki Earthquake // Science. 2011. V. 332(6036). P. 1426–1429.
- <https://doi.org/10.1126/science.1207020>
- Iinuma T., Hino R., Kido M., Inazu D., Osada Y., Ito Y., Ohzono M., Tsushima H., Suzuki S., Fujimoto H., Miura S. Coseismic slip distribution of the 2011 off the Pacific Coast of Tohoku Earthquake ( $M$ 9.0) refined by means of seafloor geodetic data // J. Geophys. Res. 2012. V. 117. B07409.
- <https://doi.org/10.1029/2012JB009186>
- Kato A., Obara K., Igarashi T., Tsuruoka H., Nakagawa S., Hirata N. Propagation of slow slip leading up to the 2011  $M_w$  9.0 Tohoku-Oki earthquake // Science. 2012. V. 335. P. 705–708.
- Knopoff L. Energy release in earthquakes // Geophys. J. MNRAS. 1958. № 1. P. 44–52.

- Kostrov B.V., Das Sh.* Principles of Earthquake Source Mechanics. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1988. 256 p.
- Lay T., Ammon C.J., Kanamori H., Xue L., Kim M.J.* Possible large near-trench slip during the 2011  $M_w$  9.0 off the Pacific coast of Tohoku Earthquake // *Lett. Earth Planet. Space*. 2011. V. 63. P. 687–692.
- Murakami M., Hirose K., Kawamura K., Sata K., Ohishi Y.* Postperovskite phase transition in  $MgSiO_3$  // *Science*. 2004. V. 304. P. 855–858.
- Nishimura T., Munekane H., Yurai H.* The 2011 Off the Pacific Coast of Tohoku Earthquake and its aftershocks observed by GEONET // *Earth Planet. Space*. 2011. V. 63(7). P. 631–636.
- Ozawa S., Nishimura T., Suito H., Kobayashi T., Tobita M., Imakiire T.* Coseismic and postseismic slip of the 2011 magnitude-9 Tohoku-Oki earthquake // *Nature*. 2011. V. 475. P. 373–376.  
<https://doi.org/10.1038/nature10227>
- Preliminary GPS coseismic displacement data for March 11, 2011.  $M$  9 Japanese earthquake provided by the ARIA team at JPL and Caltech. 2011. <ftp://sideshow.jpl.nasa.gov/pub/usrs/ARIA2011>.
- Rebetsky Yu.L., Polets A.Yu.* The state of stresses of the lithosphere in Japan before the catastrophic Tohoku earthquake of 11 March 2011 // *Geodynamics & Tectonophysics*. 2014. V. 5(1). P. 469–506.  
<https://doi.org/10.5800/GT-2014-5-2-0137>
- Rebetsky Yu.L., Polets A.Yu.* The method of cataclastic analysis of discontinuous displacements. Moment Tensor Solutions – A Useful Tool for Seismotectonics / Ed. Sebastiano D'Amico. Springer. Cham. 2018. P. 111–162.  
[https://doi.org/10.1007/978-3-319-77359-9\\_6](https://doi.org/10.1007/978-3-319-77359-9_6)
- Rebetsky Yu.L., Polets A.Yu., Zlobin T.K.* The state of stress in the Earth's crust along the northwestern flank of the Pacific seismic focal zone before the Tohoku earthquake of 11 March 2011 // *Tectonophysics*. 2016. V. 685. P. 60–76.
- Rebetsky Yu.L., Tatevossian R.E.* Rupture propagation in strong earthquake sources and tectonic stress field // *Bull. Soc. Geol. Fr.* 2013. V. 184(4–5). P. 335–346.
- Sato M., Ishikawa T., Ujihara N., Yoshida S., Fujita M., Mochizuki M., Asada A.* Displacement above the hypocenter of the 2011 Tohoku-Oki Earthquake // *Science*. 2011. V. 332. Iss. 6036. P. 1395–1395.  
<https://doi.org/10.1126/science.1207401>
- Shestakov N.V., Takahashi H., Ohzono M., Prytkov A.S., Bykov V.G., Gerasimenko M.D., Luneva M.N., Gerasimov G.N., Kolomiets A.G., Bormotov V.A., Vasilenko N.F., Baek J., Park Pil-Ho, Serov M.A.* Analysis of the far-field crustal displacements caused by the 2011 Great Tohoku earthquake inferred from continuous GPS observations // *Tectonophysics*. 2012. V. 524–525. P. 76–86.
- Tajima F., Mori J., Kennett B.L.N.* A review of the 2011 Tohoku-Oki earthquake ( $M_w$  9.0): Large-scale rupture across heterogeneous plate coupling // *Tectonophysics*. 2013. V. 586. P. 15–34.
- Tsuji T., Ito Y., Kido M., Osada Y., Fujimoto H., Ashi J., Kinoshita M., Matsuoka T.* Potential tsunamigenic faults of the 2011 off the Pacific coast of Tohoku Earthquake // *Earth Planet. Space*. 2011. V. 63. P. 831–834.  
<https://doi.org/10.5047/eps.2011.05.028>
- Toda S., Lin J., Stein R.S.* Using the 2011  $M_w$  9.0 off the Pacific coast of Tohoku Earthquake to test the Coulomb stress triggering hypothesis and to calculate faults brought closer to failure // *Earth Planet. Space*. 2011. V. 63. P. 725–730.
- Vavryčuk V.* Earthquake Mechanisms and Stress Field. Encyclopedia of Earthquake Engineering. 2015.  
[https://doi.org/10.1007/978-3-642-36197-5\\_295-1](https://doi.org/10.1007/978-3-642-36197-5_295-1)
- Yagi Y., Fukahata Y.* Rupture process of the 2011 Tohoku-Oki earthquake and absolute elastic strain release // *Geophys. Res. Lett.* 2011. V. 38. L19307.
- Zobak M.L.* First- and second modern pattern of stress in lithosphere: The Word stress map project // *J. Geophys. Res.* 1992. V. 97(B8). P. 11703–11728.

## Stress State in the Aftershock Area of the Tohoku Earthquake 11.03.2011

Yu. L. Rebetsky<sup>1, \*</sup> and A. Yu. Polets<sup>2, \*\*</sup>

<sup>1</sup>Schmidt Institute of Earth Physics, Russian Academy of Sciences, Bolshaya Gruzinskaya str., 10, bld. 1, Moscow, 123242 Russia

<sup>2</sup>Institute of Marine Geology and Geophysics, FEB RAS, Nauki str., 1B, Yuzhno-Sakhalinsk, 693022 Russia

\*e-mail: reb@ifz.ru

\*\*e-mail: polec84@mail.ru

The paper presents a detailed reconstruction of the stress state in the crust of the Japanese seismofocal region, which occurred after the Tohoku earthquake on March 11, 2011. The stress state parameters are determined based on the method of cataclastic analysis of discontinuous displacements, which is based on the selection of a homogeneous sample of earthquake source mechanisms in the vicinity of the calculation point. The criteria for creating a sample use the provisions of the theory of plasticity, which are extended to deformations that develop in a fractured medium. The stress reconstruction used data on the mechanisms of earthquake foci from the NIED f-net catalog for the observation period up to June 1, 2018. The analysis of the regularity of the spatial distribution of stresses performed in the crust for six deep levels showed significant changes in the stress state in the aftershock region of the Tohoku earthquake in the upper layers of the lithosphere of the continental slope (0–30 km). The stress state of horizontal stretching that occurred immediately after the earthquake is currently most widely represented in the uppermost layer of the crust (0–10 km). With depth, the representativeness of this stress state decreases. Estimates of stress values based on the model of horizontal stretching together with net shear showed that in the upper layer of the crust, the change in the type of geodynamic regime was accompanied by a large change in the level of shear stresses acting along the axis of the seismofocal region (a decrease of about 90%), and an above-average decrease (about 65%) in the level of maximum shear stresses. These results are explained by a greater contribution to the change in the stress state of quasi-homogeneous horizontal stretching than the pure shift caused by the release of shear stresses in the Tohoku earthquake center.

**Keywords:** earthquakes, subduction, principal stress axes, stress magnitudes, cohesion strength