

Л. Н. Порохова, Д. А. Порохов, Д. Ю. Абрамова

## О МЕХАНИЗМЕ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ ВЕЩЕСТВА МАНТИИ

В настоящее время принято считать, что мантийное вещество составляют твердокристаллические соединения, относящиеся к классу полупроводников и диэлектриков. Его физические свойства, как правило, изучаются путем лабораторных исследований. Однако вещество мантии находится при таких температурах и давлениях, которые в лабораторных условиях технически создать невозможно. Поэтому измерения электропроводности материалов, близких по своим свойствам к мантийным, проводятся при максимально технически доступных температурах и давлениях, полученные же результаты экстраполируют на глубинные условия [1]. Значительно проще и дешевле проводить исследования, пользуясь уже известными моделями глубинного распределения температуры, давления и электропроводности.

Известно [2], что связь между электропроводностью твердого тела и энтальпией активации  $\Delta H$  можно описать уравнением Аррениуса

$$\sigma = \sigma_0 \exp[-\Delta H/(k_B T)], \quad (1)$$

где  $T$  — температура, при которой находится вещество,  $k_B$  — постоянная Больцмана;

$$\Delta H = \Delta U + p\Delta V \quad (2)$$

( $\Delta U$  — энергия активации,  $p$  — давление,  $\Delta V$  — объем активации, отображающий влияние давления на ширину запрещенной зоны); предэкспоненциальный коэффициент в (1)

$$\sigma_0 = nq\mu, \quad (3)$$

$n, q, \mu$  — предельное количество, заряд и подвижность носителей тока соответственно.

В работе [3] был рассмотрен случай, когда подвижность носителя заряда имеет степенную температурную зависимость, а именно

$$\mu = a^2 \nu (6k_B T)^{-1}, \quad (4)$$

где  $\mu$  — величина, играющая роль подвижности при прыжковом движении электронов или ионов;  $a$  — расстояние между двумя равновесными позициями (длина прыжка);  $\nu$  — частота попыток.

Чтобы получить формулы для расчета неизвестных величин в (1) ( $\sigma_0, \Delta H, \Delta U, \Delta V$ ), уравнение было прологарифмировано, а затем продифференцировано по  $(k_B T)^{-1}$  и по  $p$ . При проведении вычислений использовались значения температуры из [4], давления из модели PREM [5], а электропроводности из работы [6]. Результаты, касающиеся механизма переноса заряда, полученные в [3], приведены на

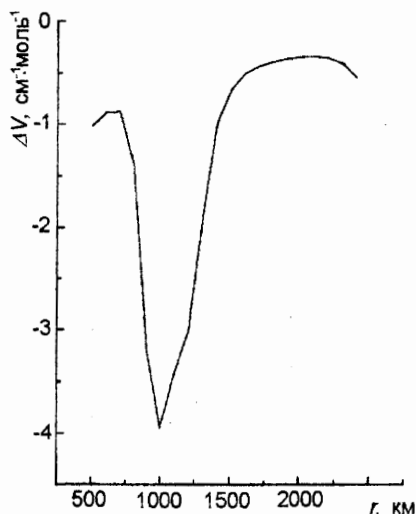


Рис. 1. Изменение объема активации с глубиной.

рис. 1, 2. Видно, что в исследуемом диапазоне глубин (от 500 до 2400 км) объем активации (рис. 1) имеет отрицательные значения. Это означает, что под действием давления ширина запрещенной зоны уменьшается в результате уплотнения. Было сделано предположение о прыжковом электронном механизме электропроводности. Если бы электропроводность была ионной, то следовало бы ожидать положительных значений  $\Delta V$ , потому что при ионном движении происходит расширение кристаллической решетки, как в случае диффузии. Согласно формулам (1) и (4) поведение электропроводности должно определяться преимущественно характером зависимости концентрации электронов от температуры, поскольку она изменяется, следуя экспоненциальному закону, а подвижность — степенному. На рис. 2 демонстрируется вклад сомножителей уравнения (1)  $\sigma_0$  и  $\exp[-\Delta H/(k_B T)]$  в поведение функции  $\sigma(r)$ . В диапазонах глубин 500–700 км и 1500–2500 км экспонента, отражающая концентрацию носителей заряда, постоянна и электропроводность увеличивается за счет роста  $\sigma_0$ . Вблизи отметки 700 км под влиянием экспоненциального сомножителя нарастание функции электропроводности замедляется, ее значения стабилизируются и остаются постоянными до глубины около 1200 км. Нами был сделан вывод о том, что увеличение  $\sigma_0$  происходит под действием возрастающего литостатического давления в условиях огромных температур. Идея о приоритетном влиянии давления высказывалась и ранее [7, 8].

Явной зависимости между происходящими в мантии макро- и микропроцессами не наблюдается. Можно лишь предполагать, что в условиях высоких температур

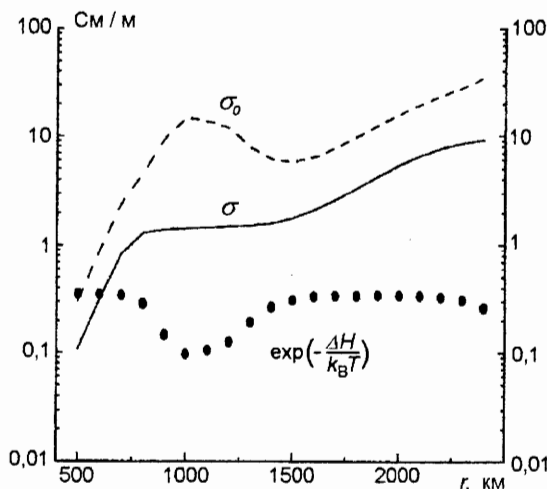


Рис. 2. Глобальная модель электропроводности и рассчитанные по ней значения сомножителей уравнения Аррениуса при степенной температурной зависимости подвижности носителя заряда [3].

на. Под внешним воздействием в условиях больших температур полярон перемещается по кристаллу путем прыжкового механизма. Его подвижность растет с температурой экспоненциально, т. е.

$$\mu_{\text{п}} = a^2 \nu_{\text{п}} \exp[-\Delta E_{\text{п}}/(k_B T)], \quad (5)$$

под действием увеличивающегося давления кристаллическая решетка вещества искажается, и это приводит к увеличению количества и подвижности носителей заряда. Последнее характерно для поляронного прыжкового механизма проводимости при высоких температурах (полярон малого радиуса). Напомним, что поляронная проводимость возникает в том случае, когда электроны сильно связаны с тепловыми колебаниями ионной кристаллической решетки (фононами) [9]. В ионных кристаллах электроны поляризуют своим полем окружающую их область и локализуются в ней. Эта область искаженной решетки (поляронная) вместе с находящимся в ней электроном, вызвавшим искажение, получила название поляро-

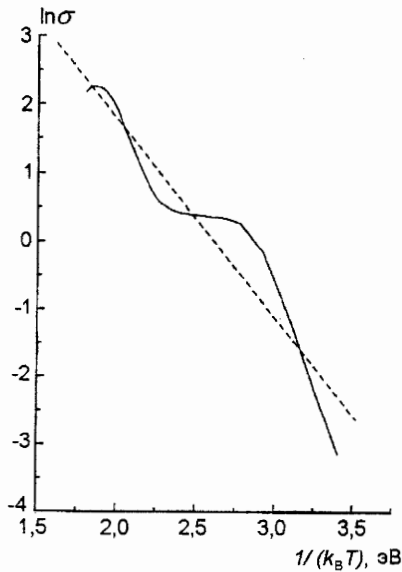


Рис. 3. Зависимость электропроводности от температуры.

Штриховая линия — результат аппроксимации функции  $\sigma\left(\frac{1}{k_B T}\right)$ .

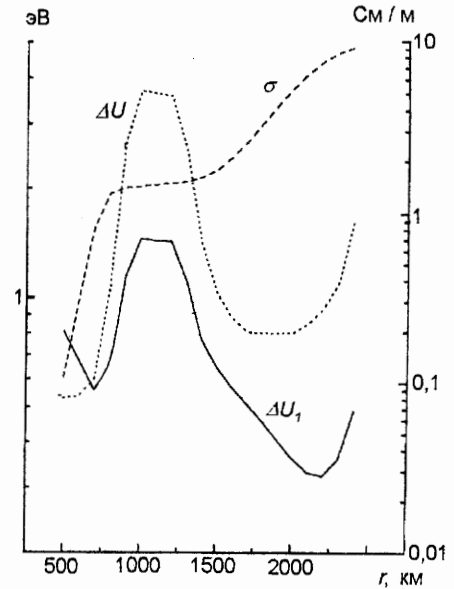


Рис. 4. Изменение энергии активации на мантийных глубинах при двух механизмах переноса заряда: поляроном (локализованным электроном,  $\Delta U_1$ ) и свободным электроном ( $\Delta U$ ) [3].

где  $\Delta E$  — энергия, необходимая для создания поляронной (пустой) области;  $a_{\Pi}$  — постоянная решетки или среднее расстояние между атомами;  $\nu_{\Pi}$  — частота фононов.

Следуя гипотезе полярного переноса заряда, подставим в (1) температурную зависимость подвижности из (5), тогда

$$\sigma = A \exp[\Delta H_{\Pi}/(k_B T)]. \quad (6)$$

Здесь  $A = nq_{\Pi} a_{\Pi}^2 \nu_{\Pi}$ ; энтальпия активации образования полярона  $\Delta H_{\Pi} = \Delta U_1 + p\Delta V_{\Pi}$ ; энергия активации  $\Delta U_1 = \Delta U_{\Pi} + \Delta E$ ,  $\Delta U_{\Pi}$  — энергия образования полярона;  $\Delta V_{\Pi}$  отражает влияние давления на изменение объема поляронной области.

Вообще говоря, уравнение (6) содержит только одну неизвестную величину  $\Delta U_1$ , поскольку  $\Delta V = -k_B T(\partial \ln \sigma / \partial p)$ , а постоянная  $A$  равна пределу  $\sigma$  при  $(k_B T)^{-1} \rightarrow 0$ . Из рис. 3 следует, что  $\ln A$  можно принять приблизительно равным трем. Тогда

$$\Delta U_1 = k_B T[\ln A - \ln \sigma - p\Delta V/(k_B T)]. \quad (7)$$

График зависимости  $\Delta U_1$  от глубины приведен на рис. 3. Там же для сравнения показано поведение энергии активации свободного электрона  $\Delta U$ . В первую очередь обращает на себя внимание, что прыжковый механизм движения локализованного электрона требует меньшей энергии активации, чем свободного. Энергия активации обоих носителей заряда меняется по глубине скачкообразно, причем скачки, связанные, по-видимому, с фазовыми превращениями мантийного вещества, отмечаются у одних и тех же глубин 700, 1200 км. Отмечается скачок и в нижней мантии у глубины 2500 км. Сопоставление графиков  $\Delta U$  и  $\Delta U_1$  с графиком  $\sigma(r)$ , приведенном на том же рисунке, показывает, что электропроводность в мантии, скорее всего, реализуется за счет изменения энергии активации полярона.

Механизм электрической проводимости в мантии можно объяснить следующим образом. Вещество мантии представляет собой ионный полупроводник. Под действием постоянно возрастающего давления возникает тесная связь электрона проводимости с кристаллической решеткой. Электрон своим полем искажает ее и вместе с вызываемой им деформацией в условиях высоких температур перемещается по кристаллу "прыжками". Подвижность при этом будет расти с температурой экспоненциально.

В последние годы в литературе неоднократно обсуждался вопрос о возможности поляронного механизма электропроводности на глубинах 670–2880 км по результатам лабораторных экспериментов [1, 10, 11]. В данной работе впервые сделана попытка использовать измерения глобального магнитовариационного зондирования для изучения механизма электропроводности на недоступных глубинах. Однако следует принять во внимание, что уравнения (1) и (6) справедливы для вещества с постоянным химическим составом. При лабораторных исследованиях это условие строго выполняется. Относительно мантии полной определенности, вообще говоря, нет [12]. Наиболее широкое распространение в настоящее время получила гипотеза об однородности химического состава мантии. Но все же не исключается возможность — считать, что мантия химически неоднородна, тогда в ней могут происходить другие микропроцессы, ответственные за электрические свойства вещества.

#### Указатель литературы

1. *Shankland T. J., Peyronne J., Poltler J. P.* Electrical conductivity of the Earth's lower mantle // *Monthly Nature*. 1993. Vol. 1. N 12. P. 80–82.
2. *Орешкин П. Т.* Физика полупроводников и диэлектриков. М.: Высшая школа, 1977. 448 с.
3. *Порохова Л. Н., Порохов Д. А., Абрамова Д. Ю.* Оценка параметров вещества мантии по результатам магнитовариационного зондирования // *Геофизика*. 1997. № 3. С. 57–61.
4. *Brown J. M., Shankland thermodynamic parameters in the Earth as determined from seismic profiles* // *Geophys. J. R. Astr. Soc.* 1981. Vol. 66. P. 579–596.
5. *Dziwonski A. M., Anderson D. L.* Preliminary reference Earth model // *Phys. Earth Planet. Inter.* 1981. Vol. 25. P. 297–356.
6. *Порохова Л. Н., Абрамова Д. Ю., Порохов Д. А.* Модели электропроводности мантии, построенные методом эффективной линеаризации по глобальным наземным и спутниковым данным // *Геомагнетизм и аэрономия*. 1996. Т. 36. № 5. С. 228–237.
7. *Пархоменко А. И., Бондаренко А. Т.* Электропроводность горных пород при высоких давлениях и температурах. Л., 1972. 279 с.
8. *Жарков В. Н.* Внутреннее строение Земли и планет. М.: Наука, 1983. 191 с.
9. *Павлов П. В., Холлов А. Ф.* Физика твердого тела. М.: Высшая школа, 1985. 384 с.
10. *Constable S., Shankland T. J., Duba A.* The electrical conductivity of an isotropic olivine mantle // *J. Geophys. Res.* 1992. Vol. 97. N B3. P. 3397–3404.
11. *Hirsch L. M., Shankland T. J., Duba A. G.* Electrical conduction and polaron mobility in Fe-bearing olivine // *Geophys. J. Int.* 1993. Vol. 114. P. 36–44.
12. *Браун Д., Массет А.* Недоступная Земля. М.: Мир, 1984. 261 с.

Работа выполнена при финансовой поддержке Госкомвуза, грант 97–13–27.