

Рис. 2. Зависимость  $g_0$  от толщины гидрида циркония при  $T_{\text{гид}} = 600^\circ\text{C}$  для энергии 0,10 (1); 0,12 (2); 0,14 (3); 0,16 (4); 0,18 (5) и 0,20 эВ (6)

ретермализатора, обращенной к детектору, наблюдается уменьшение  $g_0$  примерно на 1% на каждый сантиметр удаления от ретермализатора.

Таким образом, нагретый до температуры  $600^\circ\text{C}$  гидрид циркония обеспечивает абсолютное увеличение плотности потока нейтронов в 1,2–4,3 раза в зависимости от значения  $E$  в интервале от 0,1 до 0,2 эВ (см. рис. 2). Температура нейтронов выводимого пучка оценивается  $600\text{--}650\text{ K}$ .

УДК 536.5:539.1.073(045)

## Термометрия сред с использованием твердотельных трековых детекторов

ДУБАСОВ Ю. В., ЖЕРЕХОВ В. Г., НИКОЛАЕВ В. А.

В одной из первых работ, посвященных методу твердотельных трековых детекторов (ТТД), было установлено, что нагревание облученных непротравленных детекторов приводит к регрессии треков [1]. После протравливания детекторов регрессия проявляется в уменьшении размеров и плотности треков на детекторе. В ряде случаев этот эффект необходимо учитывать, например при определении возраста минералов трековым методом [2]. Учет эффектов регрессии сводился в основном к введению поправки в зарегистрированное число треков. Кроме того, в работе [2] проводились качественные оценки степени нагрева минерала. Количественные измерения были затруднены из-за неопре-

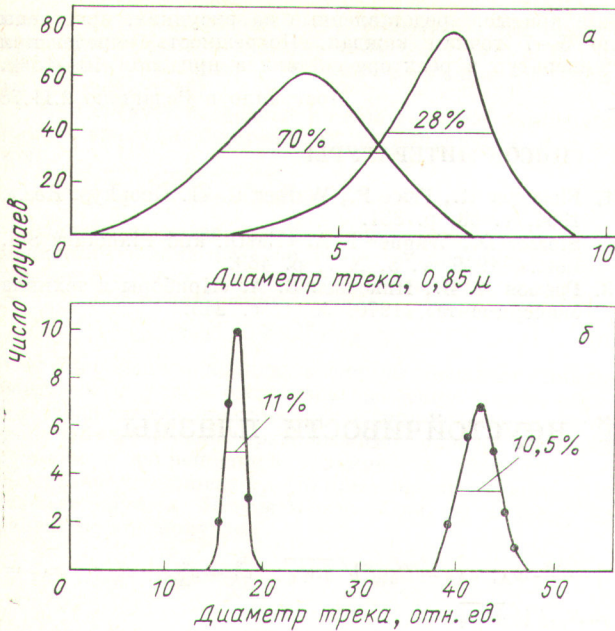
деленности времени нагрева и того обстоятельства, что треки в минерале образовывались осколками деления, выходящими на поверхность детектора под разными углами и с разной глубиной. Последнее приводило к очень широкому распределению размеров треков [рис. 1, а] и низкой точности определения их среднего размера.

Целью настоящей работы была разработка сравнительно точного метода измерения температуры различных сред с помощью измерения относительного уменьшения среднего диаметра треков в стеклянных детекторах различного состава. Метод предназначен для случаев, когда трудно использовать обычные методы

Поступило в Редакцию 5.1.78

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Carter P. «J. Nucl. Energy», 1971, v. 25, p. 11.
2. Egelstaff P. e.a. «Nucl. Instrum. Methods», 1968, v. 59, p. 245.
3. Bohme G. e.a. «Bull. Inform. Sci. Techn.», 1972, N 166, p. 23.
4. Ageron P. e.a. Rep. CEA-R-3613. Grenoble, 1968, p. 1.
5. Abeln O. e.a. In: Proc. IAEA Symp. «Neutron Inelastic Scattering». Copenhagen, 20–25 May 1968, v. 2, p. 331.
6. Гидриды металлов. М., Атомиздат, 1973.
7. Голицкий Б. Н. и др. «Атомная энергия», 1973, т. 35, вып. 4, с. 231.
8. Чудинов В. Г. и др. Там же, 1975, т. 38, вып. 3, с. 181.
9. Голицкий Б. Н. и др. Там же, 1970, т. 28, вып. 5, с. 425.
10. Герасименко В. П. и др. Там же, 1971, т. 31, вып. 1, с. 7.



Р и с. 1. Распределение диаметров (больших осей) треков в контрольных (справа) и нагретых (слева) детекторах, измеренное в работе [2] (а) и в настоящей работе (б): ● — эксперимент (настоящая работа)

измерения температуры (из-за интенсивной радиации, сильных механических воздействий на детектор, малых объемов сред).

Были измерены зависимости диаметра трека от времени и температуры нагрева для натриево-силикатных, фосфатных и кварцевых стекол. Стекла облучались в вакууме перпендикулярно к поверхности детектора осколками деления, затем находились на воздухе в течение определенного времени при фиксированной температуре и атмосферном давлении. Стекла, подвергнутые нагреву, протравливались одновременно с контрольными детекторами. Результаты измерений для натриево-силикатных и кварцевых стекол приведены на рис. 2. Результаты для фосфатных стекол мало отличались от соответствующих результатов для

натриево-силикатных. В отличие от случая неколлимированных осколков [2], где распределение больших осей треков при нагреве достигает 70%, распределение диаметров треков от осколков, падающих перпендикулярно к поверхности, весьма узкое, причем при нагреве не происходит существенного расширения распределения (см. рис. 1, б), что обеспечивает возможность точного (<1%) определения среднего диаметра треков по небольшому числу случаев. С точностью 5–7% о степенях регрессии можно судить даже по одному треку, что обеспечивает небольшую трудоемкость и неплохую точность метода.

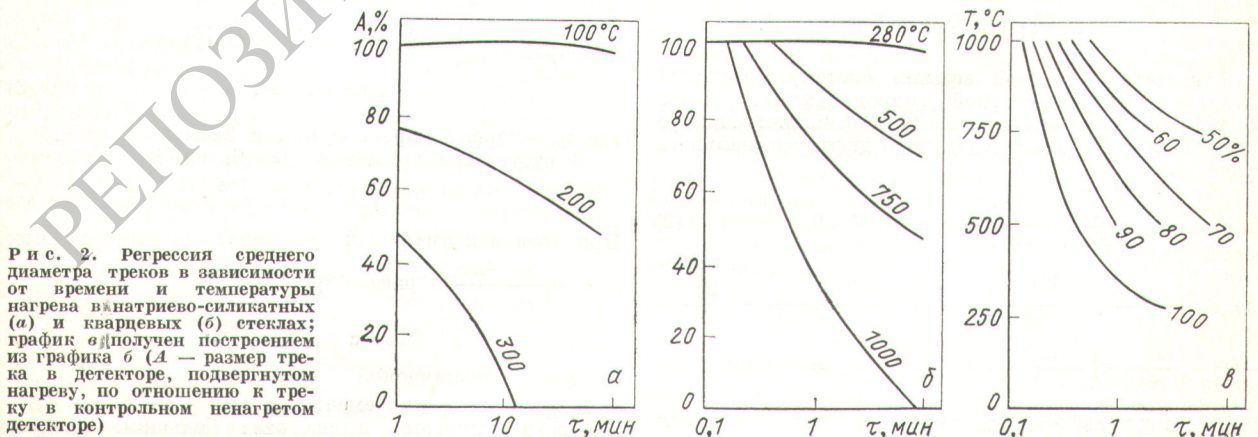
Для определения температуры среды в нее на заданное время помещается предварительно облученный осколками деления стеклянный детектор. Измерив после протравливания средний диаметр треков в детекторе-термометре и контрольном детекторе и определив таким образом относительное уменьшение диаметра трека, с помощью калибровочных кривых, представленных на рис. 2, можно определить температуру среды. Существенно, чтобы условия нагрева, остывания и протравливания калибровочных и рабочих детекторов были сходными. В диапазоне температуры 100–300 °C удобно применять натриево-силикатные или фосфатные стекла, а при 300–1000 °C — кварцевые. Поскольку треки имеют размер ≤15 мкм, а с помощью калифорнийского источника легко достижима плотность треков ≥100 см<sup>-2</sup>, детекторы могут иметь очень малые размеры (<1 мм) и массу (<0,5 мг), т. е. вносить минимальные тепловые возмущения в среду, температура которой измеряется.

Если обеспечена идентичность температурно-временных режимов калибровки и измерения, то предельная точность измерения температуры среды определяется:

погрешностью измерения среднего диаметра трека ≤1% (при измерении нескольких десятков треков) [3]; разбросом значений среднего диаметра трека на разных детекторах ≤0,8% [3];

погрешностью времени экспозиции, которая зависит от конкретных условий проведения опыта, но в принципе может быть малой (≤1%);

погрешностью калибровки, которая складывается из всех отмеченных выше погрешностей, погрешности измерения температуры при калибровке, а также зависит от числа точек на калибровочных кривых, числа самих кривых и способа их проведения. При выборе



Р и с. 2. Регрессия среднего диаметра треков в зависимости от времени и температуры нагрева в натриево-силикатных (а) и кварцевых (б) стеклах; график в) получен построением из графика б) (A — размер трека в детекторе, подвергнутом нагреву, по отношению к треку в контрольном ненагретом детекторе)

достаточного количества точек эта погрешность может быть очень малой (1—2%); наклоном используемого участка калибровочной кривой.

Согласно оценкам, точность определения температуры среды может достигать 1—2%. Практически точность метода определяется главным образом точностью калибровки и степенью соответствия температурно-временных режимов калибровки и измерения.

Описанная методика применялась для измерения температуры в облучаемых нейтронами сборках, помещенных в вертикальные каналы реактора. Поскольку задачи измерений не требовали определения температуры с максимально высокой точностью, калибровоч-

ные кривые, представленные на рисунках, проведены по 5—7 точкам каждая. Погрешность определения температур в реакторе составила при этом 10—15%.

Поступило в Редакцию 2.II.78

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Fleischer R., Price P., Walker R.** «J. Geophys. Res.», 1964, v. 69, p. 331.
2. **Storzer D., Wagner I. A.** «Earth. and Planetary Sci. Lett.», 1969, v. 5, N 7, p. 463.
3. **Громов А. В., Николаев В. А.** «Приборы и техника эксперимента», 1970, № 1, с. 245.

УДК 533.951.7

## Стабилизация вращением винтовой неустойчивости плазмы с закрепленной границей

ГУТКИН Т. И., ЦЫПИН В. С., БОЛЕСЛАВСКАЯ Г. И.

Влияние вращения на винтовую неустойчивость плазмы с закрепленной границей (в. н. з. г.) исследовалось ранее рядом авторов, в частности Л. С. Соловьевым [1]. Было получено, что вращение стабилизирует в. н. з. г. при условии

$$c_{A\phi}/a \leq \Omega \leq \sqrt{2} (c_{A\phi}/a), \quad (1)$$

где  $\Omega$  — частота вращения плазмы;  $c_{A\phi}$  — альфвеновская скорость по азимутальному магнитному полю;  $a$  — радиус плазмы. Этот результат был получен в приближении несжимаемой плазмы и применим лишь для скорости звука  $c_s \rightarrow \infty$ . В настоящей работе рассматривается случай конечных  $c_s$ .

Исследуем устойчивость цилиндрического плазменного шнура радиуса  $a$ , находящегося в постоянном продольном магнитном поле  $B_{0z}$  и окруженного идеально проводящим кожухом с тем же радиусом. Ток, протекающий по плазменному шнуру, создает внутри азимутальное магнитное поле  $B_{0\phi} = B_{0\phi}(a) \frac{r}{a}$ . Плазменный шнур вращается с угловой скоростью  $\Omega = \text{const}$ .

В настоящей статье будут рассматриваться возмущения вида

$$\Psi = \Psi(r) \exp [i(-\omega t + k_z z + m\phi)].$$

В качестве исходной возьмем систему уравнений идеальной одножидкостной гидродинамики. Задача об устойчивости вращающегося плазменного шнура с током сводится к исследованию дифференциального уравнения

$$\frac{d}{dr} \left( r \frac{d\Psi}{dr} \right) + g(r, \omega) \Psi = 0, \quad (2)$$

где  $g = -\frac{m^2}{r} + \frac{4k_z^2 r \eta}{\omega_*^4} - \frac{m^2 r \omega_m^4}{\omega^4 (c_s^2 \omega_*^2 + c_A^2 \omega_m^2)} \left\{ \frac{2\eta}{m} + \Omega^2 - \frac{c_{A\phi}}{r^2} - \left( \frac{c_{A\phi}}{r} + \frac{\omega_A}{\omega_m} \Omega \right)^2 \right\}$ ;  $\omega_m = \omega - m\Omega$ ;  $\omega_A = k_z c_{Az} + \frac{m}{r} c_{A\phi}$ ;  $\omega_*^2 = \omega_m^2 - \omega_A^2$ ;  $c_s^2 = \frac{\gamma P_0}{\rho_0}$ ;  $\eta = \omega_m \Omega +$

$$+ \frac{c_{A\phi}}{r} \omega_A; c_{A\phi} = B_{0\phi} / \sqrt{4\pi \rho_0}; c_A^2 = c_{A\phi}^2 + c_{Az}^2; c_{Az} = B_{0z} / \sqrt{4\pi \rho_0}.$$

Значение  $\Psi$  связано с радиальной компонентой возмущенного магнитного поля  $B_r$  соотношением

$$\Psi = r B_r / \omega_A. \quad (3)$$

На кожухе значение  $\Psi$  удовлетворяет условию

$$\Psi|_{r=a} = 0. \quad (4)$$

При получении (2) учитывалось, что параметры  $k_z a$ ,  $c_{A\phi}/c_{Az}$ ,  $c_s/c_{Az}$  малы по сравнению с единицей. С сжимаемостью плазмы связан последний член в выражении  $g$ . Аналогичное уравнение было получено Л. С. Соловьевым [1].

Будем считать, что плотность плазмы  $\rho_0$  и продольное магнитное поле  $B_{0z}$  не зависят от радиуса. Тогда решение дифференциального уравнения (2) с граничным условием (4) дает дисперсионное уравнение

$$J_m(\alpha a) = 0, \quad (5)$$

где  $\alpha^2 = \frac{4k_z^2 \eta^2}{\omega_*^4} - \frac{m^2 \omega_m^4}{\omega_*^4 (c_s^2 \omega_*^2 + c_A^2 \omega_m^2)} \left\{ \frac{2\eta}{m} + \Omega^2 - \frac{c_{A\phi}}{r^2} - \left( \frac{c_{A\phi}}{r} + \frac{\omega_A}{\omega_m} \Omega \right)^2 \right\}$ . Отсюда получаем

$$\alpha^2 = z_m^2 / a^2, \quad (6)$$

где  $z_m$  — первый корень функции Бесселя  $J_m(\alpha r)$ .

В отсутствие вращения ( $\Omega = 0$ ) из (4) получаем

$$\omega^2 = \omega_A^2 - 4k_z^2 c_{A\phi}^2 / z_m^2. \quad (7)$$

При этом максимальный инкремент достигается при

$$k_z = -\frac{m}{a} \frac{c_{A\phi}}{c_{Az}} \text{ и равен [2]}$$

$$\omega_{s \text{ макс}}^{(1)} \approx 2k_z c_{A\phi} / z_m. \quad (8)$$

Для несжимаемой жидкости [3]  $\omega_{s \text{ макс}}^{(2)} \approx k_z c_{A\phi} / z_m$ , т. е инкремент в. н. з. г. при учете сжимаемости получается в два раза большим. Следует