

Применение метода чередующихся режимов облучения для нейтронноактивационного определения алюминия, магния и натрия в пирографите

Н. А. КРЫЖЕНКОВА, М. Г. ВАЛИЕВА, Е. М. ЛОБАНОВ, М. М. УСМАНОВА

УДК 543.53

Контроль уровня содержания примесей в чистом пирографите имеет существенное значение при использовании его в ядерной энергетике, полупроводниковой технике и других смежных областях.

В данной работе рассматривается возможность определения алюминия, магния и натрия по радиоактивному изотопу натрия, образованному из исходных стабильных изотопов в результате конкурирующих реакций.

Для расшифровки и количественного определения трехкомпонентной активности, наведенной в этих реакциях, применен метод чередования режимов облучения, дающий неадекватное проявление каждой компоненты при переходе от одного режима к другому.

Математическая обработка основана на решении системы линейных уравнений, описывающих эти по-

следовательные облучения. Обоснован метод расшифровки, не требующий наложения условий подобия проведения эксперимента для разных режимов.

Получены граничные соотношения концентраций аналитических компонент, при которых методика применима. Исследованы возможности закругления результатов из-за эффекта термализации нейтронного потока. Рассмотрены вопросы эталонирования и точности метода в инструментальном варианте нейтронного активационного анализа применительно к пирографиту.

(№ 551/6359. Поступила в Редакцию 19/IV 1971 г. Полный текст 0,25 а. л., 5 библиографических ссылок.)

Метод определения энергии активации для процесса диффузии газа, внедренного в металл

Л. Б. БЕГРАМБЕКОВ, В. А. КУРНАЕВ, А. А. ПИСАРЕВ, В. М. СОТНИКОВ, В. Г. ТЕЛЬКОВСКИЙ

УДК 533.15

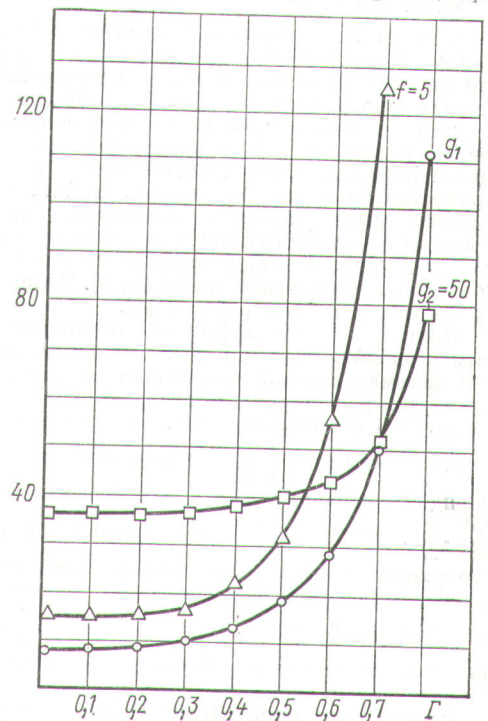
На основании решения одномерного уравнения диффузии на полубесконечной прямой с нулевыми граничными условиями показано, что в случае линейного нарастания температуры (л. н. т.) мишени после окончания ионной бомбардировки и в случае постоянной температуры T_1 (п. т.), установившейся после линейного нагрева, энергию активации для диффузии частиц Q можно определять по следующим формулам, если перед прогревом внедренные при ионной бомбардировке частицы равномерно заполняют слой металла толщиной $\Delta p = p_2 - p_1$ (p_1 и p_2 — соответственно минимальный и максимальный пробег частиц, выраженные через число постоянных решетки металла):

$$p_{\text{ср}}^2 a Q = F k_0 R T^2 \exp \left[-\frac{Q}{RT} \right] \quad (\text{для л. н. т.}); \quad (1)$$

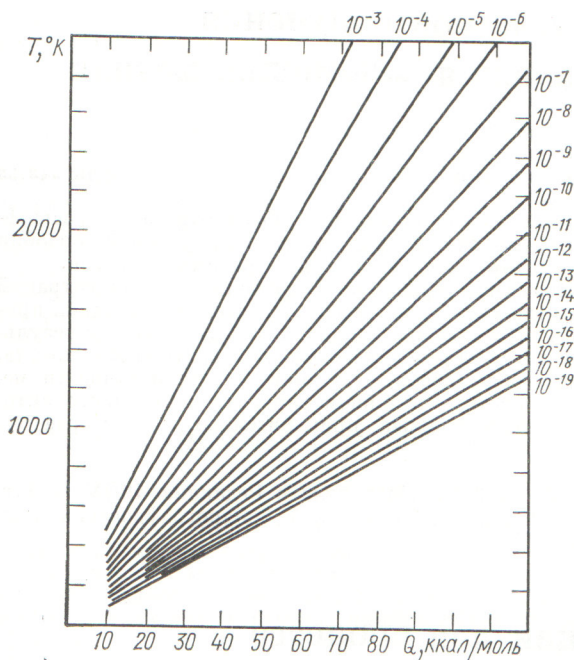
$$Q = RT_1 \ln [F k_0 (t - t_1) p_{\text{ср}}^{-2}] \quad (\text{для п. т.}). \quad (2)$$

Здесь $p_{\text{ср}} = \frac{1}{2} (p_2 + p_1)$; T — характерная температура; t — характерное время; a — скорость нагрева при л. н. т.; k_0 — частота колебаний решетки; R — универсальная газовая постоянная; F — параметр, зависящий от относительной полуширины начального распределения частиц по глубине металла $\Gamma = \frac{p_2 - p_1}{2 p_{\text{ср}}}$; t_1 — момент установления температуры T_1 . В случае л. н. т. величину Q можно найти, регистрируя одну из трех характерных температур, при которых скорость газовыделения из металла в вакуум или максимальна ($T = T_{\text{макс}}$), или в e раз меньше, чем максимальная

($T = T_{e1}, T_{e2}$). В случае п. т. вычисление Q можно производить по одному из характерных времен, при



Р и с. 1. Зависимость параметров f и g от относительной полуширины первоначального распределения Γ .



Р и с. 2. Зависимость характерной температуры T от энергии активации для диффузии Q для различных значений параметра C .

которых скорость газовыделения или максимальна ($t = t_{\text{макс}}$), или в e раз меньше максимальной ($t = t_{e1}, t_{e2}$). Если определение Q производится по моменту появления максимума скорости газовыделения j из образца в вакуум $j = j_{\text{макс}}$, то $F = f$, а если по моменту, когда $j = \frac{1}{e} j_{\text{макс}}$, то $F = g_1, g_2$.

На рис. 1 представлена зависимость f и g_1, g_2 от G . Две ветви g_1 и g_2 соответствуют возрастающему и убывающему участкам временной зависимости j . В случае л. н. т. величину Q удобнее определять с помощью рис. 2, полученного из выражения (1), где параметром служит величина $C = \frac{p_{\text{ср}}^2 a}{F k_0}$.

Комбинируя различные варианты формул (1) и (2), можно получить выражения, не содержащие $p_{\text{ср}}, k_0, a$ для л. н. т. и t_1 для п. т.

(№ 552/6345. Поступила в Редакцию 12/IV 1971 г. Полный текст 0,45 а. л., 2 рис., 7 библиографических ссылки.)

О траекториях частиц в изохронном циклотроне при наличии ускорения. III

Ю. К. ХОХЛОВ

При выборе геометрии дуантов проектируемого циклотрона [1] необходимо иметь уверенность в том, что электрическое поле щелей не сдвинет частоту радиальных бетатронных колебаний в область параметрического резонанса $\nu_x = 1$. В связи с этим в работе рассматриваются два главных механизма влияния щелей на ν_x : а) эффект, определяемый относительным приростом кинетической энергии, $\Delta W/W$, и б) эффект, определяемый скоростью изменения прироста ΔW в момент пересечения щели траекторией центра сгустка, $\varepsilon = (\Delta W)/\omega_{\text{ц}}$. Работа является непосредственным продолжением предыдущих работ [2, 3]. Интерес к эффекту «а» стимулирован работой [4].

Попытка описать эффект «а», ограничиваясь линейным приближением по относительным отклонениям x/R рассматриваемой траектории от соответствующей замкнутой равновесной, приводит к ошибочным результатам. Это объясняется тем, что отброшенные нелинейные члены типа $(\frac{x}{R})^2$ и др. имеют в точности тот же порядок величины, что и учитываемые члены типа $\frac{\Delta W}{W} \cdot \frac{x}{R}$. Чтобы обойти эту трудность, в работе рассматриваются малые отклонения от незамкнутой, реально существующей траектории ускоряемой частицы. Для такой траектории $(\frac{x}{R})^2 \ll \frac{\Delta W}{W} \cdot \frac{x}{R}$, вследствие чего использование линейного приближения становится возможным.

Влияние факторов $\Delta W/W$ и ε/W на частоту ν_x рассматривается в линейном и квадратичном приближе-

УДК 621.384.614

ниях. Показано, что вследствие симметричной ориентации дуантной системы относительно магнитной линейной по $\Delta W/W$ поправки к $S_{PM}(\pi/0)$ равны нулю. В случае строго изохронного движения частиц равны нулю и поправки, линейные по ε/W . Квадратичные по $\Delta W/W$ поправки разбиваются, в свою очередь, на фокусирующие орбитальные и дефокусирующие граничные. Сумма этих поправок имеет скорее фокусирующий характер, т. е. сдвигает частоту ν_x в сторону от опасного значения $\nu_x = 1$. Квадратичная по ε/W поправка имеет чисто дефокусирующий характер, т. е. в принципе может рассматриваться как возможная причина параметрического резонанса или биений. Однако численное значение этой поправки очень невелико (и быстро убывает с ростом энергии). Таким образом, делается заключение, что в циклотроне типа описанного в работе [1] факторы $\Delta W/W$ и ε/W не представляют реальной опасности.

В заключительном разделе работы вычисляются поправки, обусловленные конечной шириной щели. Они оказываются пренебрежимо малыми.

(№ 553/6252. Поступила в Редакцию 13/II 1971 г. Полный текст 0,5 а. л., 1 рис., 4 библиографических ссылки.)

ЛИТЕРАТУРА

1. И. Я. Барит и др. Препринт ФИАН № 15, 1969.
2. Ю. К. Хохлов. «Атомная энергия», 29, 39 (1970).
3. Ю. К. Хохлов. «Атомная энергия», 30, 451 (1971).
4. В. П. Дмитриевский, В. В. Кольга, Н. И. Полумордвина. Препринт ОИЯИ № 13-4496, 1969, стр. 36.