

СТАЦИОНАРНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ВО ВРАЩАЮЩЕЙСЯ КОЛЬЦЕВОЙ МИШЕНИ

*Н. Ю. Казаринов, Г. Г. Гульбекян, В. И. Казача*¹

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Получено дифференциальное уравнение для расчета стационарного распределения температуры, усредненной в каждом сечении кольцевой вращающейся мишени. Мишень облучается пучком тяжелых ионов. Диаметр ионного пучка равен ширине кольца. Решение этого уравнения позволяет исследовать стационарное распределение температуры вдоль мишени в зависимости от основных параметров облучающего пучка ионов, мишени и охлаждающего газа. Приведены результаты расчетов для вращающейся мишени, разрабатываемой для проведения экспериментов на циклотроне ДЦ-280, а также сравнение с результатами экспериментов, проводившихся с подобной вращающейся мишенью.

A differential equation for calculating the steady-state distribution of the temperature averaged over each cross section in a rotating ring target was obtained. The target is irradiated with a beam of heavy ions. The diameter of the ion beam is equal to the ring width. The obtained solution of this equation makes it possible to investigate the stationary temperature distribution along the target depending on the irradiating ion beam, target and cooling gas parameters. The results of calculations for a rotating target developed for carrying out experiments at the cyclotron DC-280 and also a comparison with the results of experiments carried out with a similar rotating target are given.

PACS: 29.20.dg; 29.25.Pj

ВВЕДЕНИЕ

К настоящему времени закончен процесс синтеза сверхтяжелых элементов седьмого периода таблицы Менделеева вплоть до 118-го (оганесон) [1]. Для синтеза еще более тяжелых ядер с $Z > 118$ планируется использование пучков тяжелых ионов с интенсивностью до 10 мкА · частиц. Такие интенсивности бомбардирующей мишень ионных пучков будут достигнуты на новом циклотроне ДЦ-280 [2], который станет базовым ускорителем фабрики сверхтяжелых элементов, создаваемой в Лаборатории ядерных реакций им. Г. Н. Флерова ОИЯИ. При таких интенсивностях и энергиях ионов от 4 до 8 МэВ/нуклон плотность мощности в тонких мишенях и фольгах, используемых, например, в дубненском газонаполненном сепараторе (ГНС) [3] для синтеза сверхтяжелых ядер, может достигать $\sim 1,2$ кВт/мм³. В этих экспериментах для уменьшения температуры нагрева используется кольцевая вращающаяся мишень [4].

¹E-mail: kazacha@dubna.ru

Таким образом, возникает задача расчета распределения температуры нагрева во вращающейся кольцевой мишени, состоящей из тонкой титановой подложки и осажденного на ней оксида актинида. При этом бомбардирующий мишень пучок ионов имеет диаметр, равный ширине титанового кольца. Мощность пучка составляет 3 кВт. В мишени остается $\sim 5\%$ этой мощности. Тепло от мишени отводится с помощью газа низкого давления (обычно водорода или гелия), а также за счет излучения.

В данной работе получено дифференциальное уравнение для зависимости стационарной температуры, усредненной по каждому сечению мишени, от угла φ . Полученное решение этого уравнения позволяет исследовать зависимости распределения стационарной температуры в мишени от следующих параметров: выделяемой в мишени тепловой мощности P , среднего радиуса мишени R , толщины мишени h , угловой скорости вращения мишени ω и расстояния от мишени до стенок камеры Δ .

В работе приведены результаты расчетов распределений стационарной температуры для параметров мишени, разрабатываемой для ГНС циклотрона ДЦ-280. Также проводится сравнение с известными результатами, полученными в экспериментах с вращающейся кольцевой мишенью.

1. СТАЦИОНАРНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ В МИШЕНИ

В стационарном состоянии ($\partial/\partial t = 0$) распределение температуры по объему мишени $T(r, \varphi, z)$ удовлетворяет уравнению

$$\rho_{\text{Ti}} C_{\text{Ti}} \omega \frac{\partial T}{\partial \varphi} = \text{div} (\lambda_{\text{Ti}} \text{grad} T) + p(r, \varphi, z). \quad (1)$$

Здесь и в дальнейшем ρ_{Ti} , C_{Ti} , λ_{Ti} — плотность, теплоемкость и теплопроводность титана; $p(r, \varphi, z)$ — мощность источников тепла в единице объема.

В качестве граничных используются условия третьего рода (закон Ньютона–Рихмана) и условия излучения:

$$\lambda_{\text{Ti}} \mathbf{n} \nabla T|_S = -\alpha(T|_S - T_w) - \sigma \varepsilon_{\text{Ti}} T^4|_S = -\lambda_H(T|_S - T_w)/\Delta - \sigma \varepsilon_{\text{Ti}} T^4|_S. \quad (2)$$

Здесь \mathbf{n} — вектор внешней нормали к граничной поверхности мишени S ; коэффициент конвективной теплопередачи $\alpha = \text{Nu} \lambda_H/\Delta$ соответствует числу Нуссельта $\text{Nu} = 1$; λ_H — коэффициент теплопроводности водорода; T_w — температура окружающей стенки; Δ — расстояние от мишени до стенки; σ — постоянная Стефана–Больцмана; ε_{Ti} — коэффициент черноты титана.

Введем среднюю по поперечному сечению при фиксированном азимуте φ температуру мишени $\bar{T}(\varphi)$:

$$\bar{T}(\varphi) = \frac{1}{Dh} \int_{-h/2}^{h/2} \int_{R-D/2}^{R+D/2} T(r, \varphi, z) dr dz. \quad (3)$$

Для вывода уравнения изменения средней температуры по азимуту φ умножим обе части уравнения (1) на $r dr dz$ и проинтегрируем по площади поперечного сечения мишени.

Разделив равенство, полученное с использованием граничных условий (2), на величину $\lambda_{Ti} h \ln \left(\frac{R+D/2}{R-D/2} \right) \cong \lambda_{Ti} \frac{hD}{R}$, имеем

$$\frac{d^2 \bar{T}}{d\varphi^2} - 2\alpha \frac{d\bar{T}}{d\varphi} - k^2 (\bar{T} - T_w) - \kappa \bar{T}^4 = F(\varphi), \quad (4)$$

где

$$\alpha = \frac{\rho_{Ti} C_{Ti} \omega R^2}{2\lambda_{Ti}}, \quad k^2 = \frac{2\lambda_H R^2}{h\Delta\lambda_{Ti}}, \quad \kappa = \frac{2\sigma\varepsilon_{Ti} R^2}{h\lambda_{Ti}}, \quad (5)$$

$$F(\varphi) = -\frac{R}{hD\lambda_{Ti}} \int_{-h/2}^{h/2} \int_{R-D/2}^{R+D/2} p(r, \varphi, z) r dr dz.$$

При выводе уравнения (4) мы пренебрегли теплопередачей и излучением с поверхностей $r = R \pm D/2$, поскольку их вклад ($\sim h/D$) пренебрежимо мал для типичных параметров мишени.

Определим плотность мощности тепловыделения в мишени $p(r, \varphi, z)$ в виде

$$p(r, \varphi, z) = \frac{4P}{\pi D^2 h} \eta \left(\frac{D^2}{4} - r^2 + 2rR \cos(\varphi - \varphi_0) - R^2 \right), \quad (6)$$

где P — полная мощность тепла, выделяемого пучком ионов в мишени; φ_0 — азимут центра сечения пучка на мишени (в дальнейшем $\varphi_0 = 0$); $\eta(x)$ — ступенчатая функция Хевисайда. Функция $F(\varphi)$ в (4) при этом будет равна

$$F(\varphi) = -\frac{PR}{\lambda_{Ti} Dh} f(\varphi), \quad f(\varphi) = \frac{8R}{\pi D^2} \cos \varphi \sqrt{\frac{D^2}{4} - R^2 \sin^2 \varphi} \eta(\varphi_m^2 - \varphi^2), \quad (7)$$

$$\varphi_m = \arcsin \frac{D}{2R}, \quad \int_{-\varphi_m}^{\varphi_m} f(\varphi) d\varphi = 1.$$

Решение уравнения (4) с периодическими граничными условиями ($\bar{T}(\varphi) = \bar{T}(\varphi + 2\pi)$; $d\bar{T}(\varphi)/d\varphi = d\bar{T}(\varphi + 2\pi)/d\varphi$) может быть представлено как

$$\bar{T}(\varphi) = T_w - \frac{1}{2\sqrt{\alpha^2 + k^2}} [\Psi(q_1, \varphi) - \Psi(q_2, \varphi)],$$

$$\Psi(q, \varphi) = \frac{1}{2 \operatorname{sh}(\pi q)} \int_{\varphi}^{\varphi+2\pi} e^{q(\varphi-\varphi'+\pi)} [F(\varphi') + \kappa \bar{T}^4(\varphi')] d\varphi', \quad (8)$$

$$q_1 = \alpha + \sqrt{\alpha^2 + k^2}, \quad q_2 = \alpha - \sqrt{\alpha^2 + k^2}.$$

2. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ ДЛЯ МИШЕНИ ГНС ЦИКЛОТРОНА ДЦ-280

Для синтеза сверхтяжелых элементов в циклотроне ДЦ-280 предполагается использовать вращающуюся кольцевую мишень с титановой подложкой, имеющую следующие параметры: $R = 25$ см, $D = 1$ см, $h = 1,6$ мкм, $\Delta = 1$ см, $f = \omega/2\pi = 33$ Гц, $P = 150$ Вт. В качестве охлаждающего газа используется водород H_2 при давлении 1 Торр.

Проведем оценку стационарного распределения температуры в отсутствие излучения для характерных параметров мишени и охлаждающего газа: $\rho_{Ti} = 4,54$ г/см³, $C_{Ti} = 0,523$ Дж/(г·К), $\lambda_{Ti} = 0,219$ Вт/(см·К), $\lambda_H = 0,002$ Вт/(см·К). В соответствии с формулами (5), (8) находим

$$q_1 \cong 2\alpha = 1,404 \cdot 10^6, \quad q_2 \cong -\frac{k^2}{2\alpha} = -0,0508. \quad (9)$$

Согласно оценке (9) мы имеем два сильно отличающихся масштаба изменения распределения температуры в мишени вне области, занятой пучком.

Первый $\sim 1/q_1$ приведет к значительным вычислительным трудностям в интеграле (8). Для оценки его вклада в распределение температуры учтем, что быстрое уменьшение экспоненты вблизи точки $\varphi' = \varphi$ дает возможность вынести функцию $F(\varphi)$ из-под знака интеграла. После этого интегрирование в (8) легко проводится и дает в результате

$$\Psi(q_1, \varphi) = \frac{F(\varphi) + \kappa \bar{T}^4(\varphi)}{q_1}. \quad (10)$$

Для проектных параметров мишени этим вкладом можно пренебречь, и угловое распределение температуры определяется только с помощью параметра $|q_2^{-1}|$:

$$|q_2^{-1}| \cong \frac{2\alpha}{k^2} = \frac{\rho_{Ti} C_{Ti} h \Delta \omega}{2\lambda_H} = 19,7 \text{ рад}. \quad (11)$$

Вычисление функции $\Psi(q_2, \varphi)$ приводит к распределению температуры по углу мишени:

$$\bar{T}_0(\varphi) = T_w + \begin{cases} T_h e^{q_2 \varphi} \left[\text{ch}(q_2 \pi) - \text{sh}(q_2 \pi) \times \right. \\ \quad \left. \times \left(\frac{2}{\pi} \arcsin \left(\frac{2R}{D} \sin \varphi \right) + \text{tg} \varphi f(\varphi) \right) \right]; & |\varphi| \leq \varphi_m, \\ T_h e^{q_2(\varphi - \pi)}, & \varphi_m < \varphi \leq \pi, \\ T_h e^{q_2(\varphi + \pi)}, & -\pi \leq \varphi < -\varphi_m. \end{cases} \quad (12)$$

Зависимость $T_h = \bar{T}_0(\pm\pi) - T_w$ от основных параметров определяется равенством

$$T_h = \frac{PR}{2\pi D h \lambda_{Ti} k^2} = \frac{P\Delta}{4\pi D R \lambda_H}. \quad (13)$$

Для указанных выше параметров мишени и тепловой нагрузки температура $T_h = 238,7$ К. Распределение температуры мишени $\bar{T}_0(\varphi)$ при $T_w = 300$ К показано на рис. 1 (кривая 1). Максимальная температура T_{\max} мишени оценивается как $T_{\max} = T_h e^{|q_2|\pi}$, и разность $\Delta T = T_{\max} - T_{\min} = 2|q_2|\pi T_h$. Для рассмотренных параметров мишени

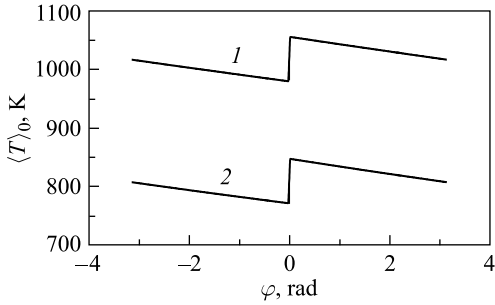


Рис. 1. Зависимость $\overline{T}(\varphi)$ при $\Delta = 3$ см: 1 — $\kappa = 0$; 2 — $\kappa = 10^{-5}$

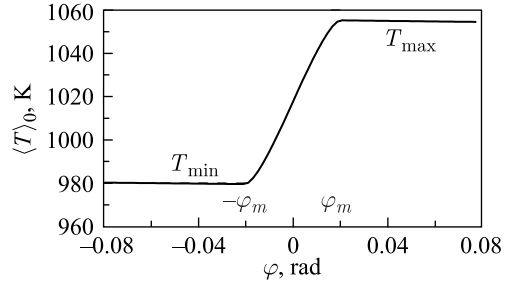


Рис. 2. Детальное распределение температуры $\overline{T}_0(\varphi)$ в области облучения мишени пучком для $\kappa = 0$ и $\Delta = 3$ см

$\Delta T = 76,2$ К. Детальное распределение температуры в области облучения пучком показано на рис. 2.

С учетом излучения зависимость $\overline{T}(\varphi)$ находится с помощью уравнения

$$\overline{T}(\varphi) = \overline{T}_0(\varphi) - \frac{2\sigma\varepsilon_{Ti}DR T_h^4}{P} \frac{q_2\pi}{\text{sh } q_2\pi} \int_{\varphi}^{\varphi+2\pi} e^{q(\varphi-\varphi'+\pi)} \left(\frac{\overline{T}(\varphi')}{T_h}\right)^4 d\varphi'. \quad (14)$$

Для указанных выше параметров мишени ГНС циклотрона ДЦ-280 уравнение (14) может быть решено методом последовательных приближений для $\Delta \leq 3,4$ см. Характерное распределение $\overline{T}(\varphi)$ показано на рис. 1 (кривая 2). Для $\Delta > 3,4$ см распределение $\overline{T}(\varphi)$ находится из дифференциального уравнения, получающегося из (4) после отбрасывания члена $d^2T/d\varphi^2$:

$$\frac{d\overline{T}}{d\varphi} - \frac{k^2}{2\alpha}(\overline{T} - T_w) - \frac{\kappa}{2\alpha}\overline{T}^4 = \frac{F(\varphi)}{2\alpha}. \quad (15)$$

На рис. 3 представлены зависимости стационарных величин $T_{\max}(f)$ для вращающейся мишени при $P = 150$ Вт (кривая 1) и $P = 15$ Вт (кривая 2). Здесь $T_d = 900$ К — температура, при которой разрушается мишень. На рис. 4 показаны зависимости $T_{\max}(R)$. На рис. 5 приведены зависимости $T_{\max}(\Delta)$. Кривой 1 показана зависи-

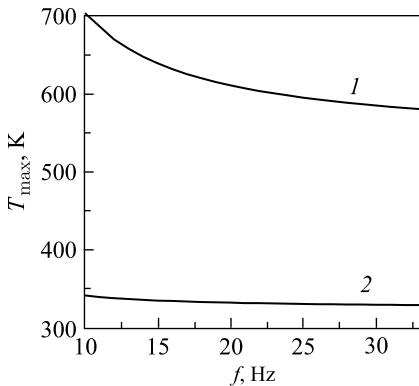


Рис. 3. Зависимость $T_{\max}(f)$. $\Delta = 1$ см, $R = 25$ см, $P = 150$ Вт (1) и 15 Вт (2)

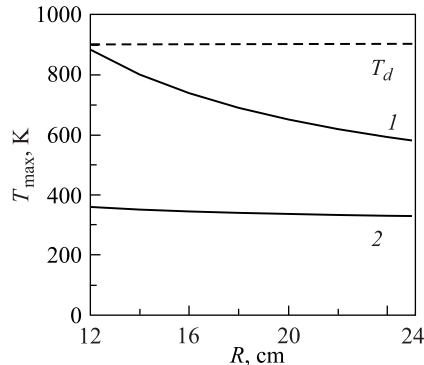


Рис. 4. Зависимость $T_{\max}(R)$. $\Delta = 1$ см, $f = 33$ Гц, $P = 150$ Вт (1) и 15 Вт (2)

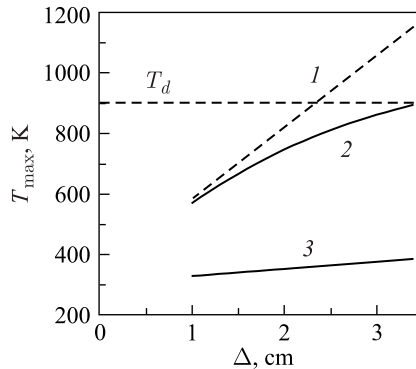


Рис. 5. Зависимость $T_{\max}(\Delta)$. $R = 25$ см, $f = 33$ Гц, $\kappa = 0$ (1), $P = 150$ Вт (2) и 15 Вт (3)

мость $T_{\max}(\Delta)$, рассчитанная в отсутствие излучения ($\kappa = 0$). Как можно видеть из рис. 3–5, выбранные параметры мишени ГНС для циклотрона ДЦ-280 являются оптимальными с точки зрения получения температуры, обеспечивающей ее нормальную работу.

ВЫВОДЫ

1. В рамках задачи стационарного распределения температуры в кольцевой вращающейся мишени при облучении ее ионным пучком получено дифференциальное уравнение для его расчета.

2. Найденное решение этого уравнения позволяет исследовать зависимости этих распределений от параметров мишени, охлаждающего газа и поглощаемой ею тепловой мощности.

3. Сравнение результатов расчетов, выполненных в этой работе, с результатами экспериментальных измерений стационарной температуры вращающейся мишени, выполненных в [4], показывает их качественное совпадение.

4. Проведены расчеты нагрева мишени, разрабатываемой для нового ГНС циклотрона ДЦ-280. Показано, что выбранные параметры мишени являются оптимальными с точки зрения ее работоспособности.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Oganessian Yu. Ts., Utyonkov V. K.* Superheavy Nuclei from ^{48}Ca -Induced Reactions // Nucl. Phys. A. 2015. V. 944. P. 62–98.
2. *Gulbekian G. G., Dmitriev S. N., Oganessian Yu. Ts., Gikal B. N., Kalagin I. V., Bogomolov S. L., Ivanenko I. A., Kazarinov N. Yu., Ivanov G. N., Osipov N. F.* Status of the DC-280 Cyclotron Project // Proc. of the 21st Intern. Conf. on Cyclotrons and Their Applications, Zurich, Switzerland, Sept. 11–16, 2016; <http://jacow.web.psi.ch/Cyclotrons2016/>.
3. *Subotic K., Oganessian Yu. Ts., Utyonkov V. K., Lobanov Yu. V., Abdullin F. Sh., Polyakov A. N., Tsyganov Yu. S., Ivanov O. V.* Evaporation Residue Collection Efficiencies and Position Spectra of the Dubna Gas-Filled Recoil Separator // Nucl. Instr. Meth. A. 2002. V. 481. P. 71.
4. *Baron E., Gillet J., Ozille M.* The High Power System for SISSI, an Intense Source of Secondary Ions // Nucl. Instr. Meth. A. 1995. V. 362. P. 90–93.

Получено 24 октября 2017 г.