

сообщения
Объединенного
института
ядерных
исследований
Дубна

2584 / 82

31 / 1-82

P9-82-124

В.И.Кузнецов, Н.Л.Русакович

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ В МИШЕНЯХ,
ОБЛУЧАЕМЫХ ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ

1982

При проведении экспериментов с ускоренными тяжелыми ионами одна из основных проблем - увеличение срока службы мишеней, определяемого ее стойкостью к тепловым и радиационным воздействиям пучка тяжелых ионов. В настоящей работе предложены формулы для расчета температурных полей в мишенях, применяемых в процессе синтеза и идентификации нуклидов, а также в исследованиях по радиационному материаловедению.

Распределение температур в мишени описывается решением уравнения теплопроводности

$$\nabla^2 T(\vec{r}, t) - \frac{1}{\kappa} \frac{\partial T(\vec{r}, t)}{\partial t} = - \frac{A(\vec{r}, t)}{K} \quad (1)$$

при заданных граничных условиях.

Здесь	$T(\vec{r}, t)$	-	температура,
	$A(\vec{r}, t)$	-	мощность энергетических потерь в единице объема мишени,
	$\kappa = \frac{K}{c\rho}$	-	коэффициент температуропроводности,
	K	-	коэффициент теплопроводности,
	c	-	удельная теплоемкость,
	ρ	-	плотность.

Все расчеты проведены для импульсного режима облучения. Решение получается с помощью разложения функции $A(\vec{r}, t)$ в ряд Фурье. Для прямоугольных импульсов

$$A(\vec{r}, t) = \frac{A_0(\vec{r})\tau_0}{\tau} + \sum_{m=1}^{\infty} \frac{2A_0(\vec{r})}{\pi m} \sin \frac{\pi m \tau_0}{\tau} \cos \frac{2\pi m}{\tau} t, \quad (2)$$

где $A_0(\vec{r})$ - мощность потерь в импульсе на единицу объема,
 τ_0 - длительность импульсов,
 $1/\tau$ - частота повторений импульсов.

Рассмотрим несколько конкретных задач.

I. Круглая фольга радиуса r_0 , толщины ℓ охлаждается отводом тепла через массивные зажимы, в которых она укреплена (см. рис. I).

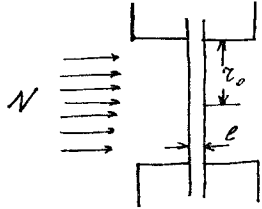


Рис. I

На краях мишени поддерживается температура $T_{гр}$. Мишень облучается пучком со средней интенсивностью $N \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$, при этом толщина мишени ℓ меньше пробега ионов. Потери энергии считаем постоянными по всей толщине мишени. Тогда

$$A(t) = \frac{EN}{\ell}, \quad (3)$$

где E - энергия, оставленная ионом в мишени. Излучением тепла с поверхности пренебрегаем, считая малым по сравнению с теплопроводом на краях мишени. При этом условии можно решать эквивалентную задачу о бесконечном цилиндре с равномерным выделением тепла по объему и теплопроводом с боковой поверхности. Решая уравнение (I) в цилиндрических координатах

$$\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} - \frac{1}{\kappa} \frac{\partial T}{\partial t} = - \frac{A(t)}{\kappa}$$

при условиях $T(r, t=0) = T_{гр}$, $T(r=r_0, t) = T_{гр}$ методом преобразования Лапласа, получим

$$T(r, t) = T_0(r, t) + \sum_{m=1}^{\infty} T_m(r, t), \quad (4)$$

$$\text{где } T_0(r, t) = \frac{A_0}{4\kappa} (r_0^2 - r^2) + T_{гр} - \sum_{n=0}^{\infty} \left(\frac{2A_0}{r_0 \kappa \alpha_n^3} + \frac{2T_{гр}}{r_0 \alpha_n} \right) \frac{y_0(\alpha_n r)}{y_1(\alpha_n r_0)} e^{-\kappa \alpha_n^2 t},$$

$$T_m(r, t) = \frac{2A_m}{r_0 \kappa \ell} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{y_0(\alpha_n r)}{y_1(\alpha_n r_0) \alpha_n} \left[\frac{\omega_m \sin \omega_m t + \kappa \alpha_n^2 (\cos \omega_m t - e^{-\kappa \alpha_n^2 t})}{\omega_m^2 + \kappa^2 \alpha_n^4} \right],$$

$y_\kappa(x)$ - функция Бесселя порядка κ ,

$$\omega_m = \frac{2\sqrt{m}}{\ell},$$

α_n удовлетворяет уравнению $y_0(\alpha_n r_0) = 0$.

$$\left. \begin{aligned} A_0 &= \frac{A \tilde{\epsilon}_0}{\ell}, \\ A_m &= \frac{2A}{\sqrt{m}} \sin \frac{\sqrt{m} \tilde{\epsilon}_0}{\ell} \end{aligned} \right\} \text{ - коэффициенты разложения в ряд Фурье,}$$

A - амплитуда импульса в (3).

Ниже приводятся результаты расчета температуры в алюминиевой фольге толщиной 5 мкм, облучаемой пучком $^{20}\text{Ne}^{+1}$ частотой 200 Гц и плотностью тока 1 мкА. Энергия ионов - 8,5 МэВ/нукл. Данные получены для точки $r=0$ в установившемся тепловом режиме, $T_{гр} = 0$.

Таблица I. Зависимость температуры фольги от радиуса мишени и скважности пучка r/r_0

r/r_0	0,8 см				0,4 см	0,2 см	0,1 см
	5/1	5/2	5/3	5/4	5/1	5/1	5/1
T_{max}	824	823	821	819	212	59	23
T_{min}	808	812	815	816	196	43	5
ΔT	16	11	6	3	16	16	18

Отметим сильную зависимость температуры от радиуса мишени - она близка к квадратичной. В то же время амплитуда колебаний температуры с изменением радиуса практически не меняется. Изменение скважности пучка, наоборот, сильно влияет на амплитуду колебаний и почти не сказывается на величине температуры.

Так как мы не учитывали излучение с поверхности, эти расчеты дают несколько завышенные цифры. Однако оценка показала, что при температурах до 1800° потери тепла на излучение составляют меньше 10% (при радиусе мишени 1 см и толщине 5 мкм).

II. В качестве мишени берется "толстая" пластина (толщина ℓ больше пробега ионов), поставленная под углом θ к пучку. На одну поверхность падает пучок, на другой поддерживается постоянная температура $T_{гр}$ (рис. 2).

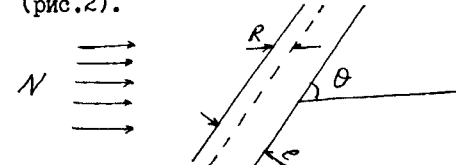


Рис. 2

Полагая, что размеры мишени намного превышают ее толщину, считаем пластину бесконечной по двум измерениям. Здесь так же, как и в I, предполагаем отсутствие излучения с поверхности и равномерность потерь энергии вдоль трека частицы. Решением задачи будет

$$T(x, t) = T_0(x, t) + \sum_{n=1}^{\infty} T_m(x, t) + T_s, \quad (5)$$

где

$$T_0(x, t) = \frac{16A_0 \rho^2}{K \pi^3} \sum_{n=0}^{\infty} \sin \frac{\pi \delta (2n+1)}{2\ell} \frac{1}{(2n+1)^3} \cos \frac{\pi x (2n+1)}{2\ell} (1 - e^{-b_n t}),$$

$$T_m(x, t) = \frac{4A_m}{\pi c \rho} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{2n+1} \sin \frac{\pi \delta (2n+1)}{2\ell} \cos \frac{\pi x (2n+1)}{2\ell} \left[\frac{\omega_n \sin \omega_n t + b_n (\cos \omega_n t - e^{-b_n t})}{\omega_n^2 + b_n^2} \right],$$

$$b_n = \frac{\pi \delta^2 (2n+1)^2}{4\ell^2},$$

$$\delta = R \sin \theta,$$

R - пробег ионов в мишени,

A_0, A_m - те же, что и в (4).

Ось X направлена перпендикулярно к мишени.

В таблице 2 показана зависимость температуры в медной пластине на поверхности $X=0$ от угла наклона и толщины мишени. Мишень облучается пучком Ne с плотностью $10^{14} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$, энергией 7 МэВ/нукл, длительностью импульса 1 мс и частотой повторений $1/\tau = 1/3$ мс. Температура обратной к пучку поверхности мишени $T_r = 0^\circ$.

Таблица 2. Зависимость температуры в медной мишени от ее толщины и угла наклона

θ	5°	10°			45°	90°
	5 см	5 см	3 см	1 см	5 см	5 см
T_{max}	10°	19°	12°	9°	79°	112°
T_{min}	8°	16°	9°	6°	67°	95°
ΔT	2°	3°	3°	3°	12°	17°

Изменение угла наклона мишени сильно влияет как на величину температуры, так и на амплитуду ее колебаний. Поэтому

даже при большой мощности можно выбрать такой угол, что тепловое воздействие пучка станет несущественным и срок службы мишени будет определяться только ее радиационной стойкостью.

Нужно еще учесть, что распределение потерь энергии вдоль трека неравномерно, поэтому формула (5) дает приближенные результаты.

III. Теперь рассмотрим задачу об очень тонкой мишени, у которой толщина значительно меньше размеров, определяющих площадь облучаемой пучком поверхности. В этом случае охлаждение мишени возможно только за счет излучения. При количестве вещества $0,5 \text{ мг/см}^2$ можно считать распределение тепла по толщине постоянным и рассматривать температуру только как функцию времени, удовлетворяющую уравнению

$$\frac{dT}{dt} = A_1 - B_1 T^4. \quad (6)$$

Эта задача уже решалась ранее [1,2]. Интегрирование проводилось по интервалам - время прохождения импульса и промежутков между импульсами. Решение на каждом интервале имеет вид:

$$t - t_0 = \frac{1}{4A_1 c} \left[\ln \frac{(cT-1)(cT_0+1)}{(cT+1)(cT_0-1)} + 2(\arctg cT - \arctg cT_0) \right], \quad (7)$$

$$\text{где } A_1 = \begin{cases} \frac{EN}{\ell c \rho} + B_1 T_s^4 & \text{во время импульса,} \\ B_1 T_s^4 & \text{между импульсами,} \\ B_1 = \frac{\sigma \epsilon S}{\sqrt{c \rho}}, \quad c = \sqrt{\frac{B_1}{A_1}}, \end{cases}$$

T_s - температура окружающей среды,
 V - объем мишени,
 S - площадь излучающей поверхности,
 σ - константа Стефана-Больцмана,
 ϵ - степень черноты,
 t_0 - начало интегрирования,
 T_0 - температура мишени в момент t_0 .

Здесь необходимо отметить следующее: у таких тонких пленок длина волны излучения, соответствующая максимуму спектральной плотности /вычисленная из закона Вина/, даже при высоких температурах ($T > 1000^\circ \text{K}$) будет больше, чем толщина мишени. Из этого следует, что такую мишень ни при каких условиях нельзя считать абсолютно черной. Этот факт учитывается введенным выше коэффициентом ϵ . Кроме того, значение ϵ будет сильно зависеть от температуры, на что указыва-

ется в работе [1]. Эту зависимость можно строго учесть, получив экспериментальную кривую поглощения в диапазоне, соответствующем рабочим температурам мишени. При получении формулы (7) эта зависимость не учитывалась.

Выражение (7) обладает рядом недостатков. Во-первых, значение температуры можно определить только численными методами. Во-вторых, если мишень находится в вакууме, т.е. $T_{ст} = 0^{\circ}$, уравнение (7) превращается в тождество.

Для случая $T_{ст} = 0$ можно предложить более простой способ расчета температуры. Считаем, что энергия импульса выделяется в объеме мишени мгновенно и в течение времени τ мишень остывает. Этот процесс описывается уравнением

$$\frac{dT}{dt} = -B_1 T^4 \quad (8)$$

при условии $T_0 = T_i + A_1 \tau_0$,

где T_i — температура, установившаяся к началу импульса.

Решение этого уравнения

$$T(t) = \frac{T_0}{\sqrt[3]{3B_1 T_0^3 (t - t_0) + 1}} \quad (9)$$

На рис. 3 даны результаты расчета температуры двумя способами: с мгновенным выделением тепла и постепенным, вычисленным по формуле (7). Остывание между импульсами рассчитывалось по формуле (9).

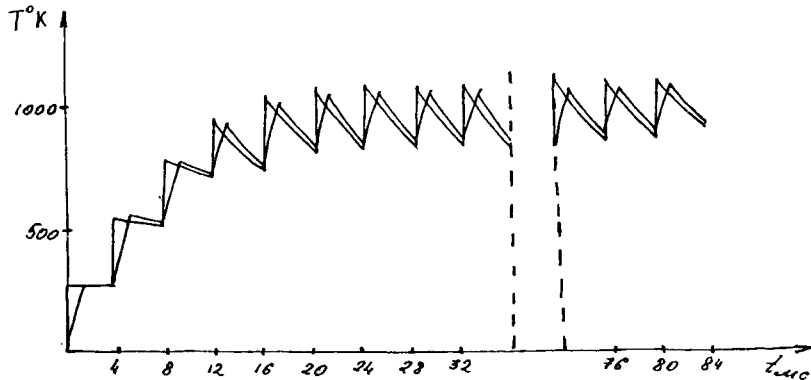


Рис. 3

Разница в значениях максимальной температуры при 1000°K составляет 5%.

Предложенный метод расчета позволяет определить температуру в установившемся режиме, не делая последовательных расчетов для

каждого импульса. В установившемся режиме мишень излучает столько же тепла, сколько поглощает:

$$\int_0^{\tau} \frac{B_1 T_{max}^4 dt}{(3B_1 T_{max}^3 t + 1)^{4/3}} = A_1 \tau_0,$$

где $T_{max} = T_{min} + A_1 \tau_0$.

Интегрирование дает уравнение шестой степени относительно T_{max} :

$$a T_{max}^6 - 3ab T_{max}^5 + 3ab^2 T_{max}^4 - ab^3 T_{max}^3 - 3b T_{max}^2 + 3b^2 T_{max} - b^3 = 0, \quad (10)$$

где $a = 3B_1 \tau$, $b = A_1 \tau_0$.

В таблице приведены полученные нами результаты для мишени из ^{10}I мг/см² ^{238}U . Площадь излучения $S = 2$ см². Пучок ионов имеет среднюю плотность $6.25 \cdot 10^{12}$ см⁻² с⁻¹, скважность — 4. Энергия частиц — 6 МэВ/ нукл.

Таблица 3. Температура урановой мишени, облучаемой различными ионами

I/i	250 Гц			50 Гц		
	T _{max}	T _{min}	ΔT	T _{max}	T _{min}	ΔT
²⁰ Ne 10	689	623	66	854	523	331
⁴⁰ Ca 20	958	767	191	1517	560	957
⁵⁶ Fe 26	1033	796	237	1952	566	1386

Из таблицы видно, что при той же мощности пучка температурный режим более стабилен при большей частоте повторений импульсов.

Авторы выражают благодарность Ю.Ц.Оганесяну за постоянное внимание к работе и ценные указания, а также С.И.Козлову за полезные обсуждения.

Литература

1. F. Nickel. GSI-Bericht, 73-7, 81.
2. Б.А.Кленин, С.И.Козлов, М.М.Фикс. Сообщение ОИЯИ, 9-10652, Дубна, 1977.

Рукопись поступила в издательский отдел
16 февраля 1982 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

Д1,2-9224	IV Международный семинар по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1975.	3 р. 60 к.
Д-9920	Труды Международной конференции по избранным вопросам структуры ядра. Дубна, 1976.	3 р. 50 к.
Д9-10500	Труды II Симпозиума по коллективным методам ускорения. Дубна, 1976.	2 р. 50 к.
Д2-10533	Труды X Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. Баку, 1976.	3 р. 50 к.
Д13-11182	Труды IX Международного симпозиума по ядерной электронике. Варна, 1977.	5 р. 00 к.
Д17-11490	Труды Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1977.	6 р. 00 к.
Д6-11574	Сборник аннотаций XV совещания по ядерной спектроскопии и теории ядра. Дубна, 1978.	2 р. 50 к.
Д3-11787	Труды III Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 1978.	3 р. 00 к.
Д13-11807	Труды III Международного совещания по пропорциональным и дрейфовым камерам. Дубна, 1978.	6 р. 00 к.
	Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1978 /2 тома/	7 р. 40 к.
Д1,2-12036	Труды V Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1978	5 р. 00 к.
Д1,2-12450	Труды XII Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. Приморско, НРБ, 1978.	3 р. 00 к.
	Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1980 /2 тома/	8 р. 00 к.
Д11-80-13	Труды рабочего совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике, Дубна, 1979	3 р. 50 к.
Д4-80-271	Труды Международной конференции по проблемам нескольких тел в ядерной физике. Дубна, 1979.	3 р. 00 к.
Д4-80-385	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1980.	5 р. 00 к.
Д2-81-543	Труды VI Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1981	2 р. 50 к.
Д10,11-81-622	Труды Международного совещания по проблемам математического моделирования в ядерно-физических исследованиях. Дубна, 1980	2 р. 50 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

Кузнецов В.И., Русакович Н.Л. P9-82-124
Распределение температуры в мишенях, облучаемых тяжелыми ионами

В работе содержатся расчеты температурных полей в циклотронных мишенях, облучаемых импульсными пучками тяжелых ионов.

Полученные распределения температур являются аналитическими решениями уравнения теплопроводности.

Рассмотрены три типа мишеней: круглая фольга; толстая пластина, стоящая под углом к пучку, и очень тонкая пленка, охлаждающаяся за счет излучения. Рассчитаны значения температур при облучении таких мишеней ионами Ne, Ca, Fe с энергией 7-8 МэВ/нуклон. Результаты получены для различных параметров пучка и размеров мишени.

Расчеты по приведенным в работе формулам позволяют судить о возможности и целесообразности применения таких мишеней в различных экспериментах, проводимых на ускорителях тяжелых ионов.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1982

Kuznetsov V.I., Rusakovich N.L. P9-82-124
Temperature Distribution in Targets Irradiated by Heavy Ions

Temperature in cyclotron targets irradiation by heavy ion pulsed beams is calculated. The obtained temperature distributions are described by solutions of heat equation. Three types of targets are discussed: a round foil, a thick plate mounted at an angle to ion beams and an extremely thin film being cooled with black-body radiation. The temperature values are calculated for these targets irradiated by Ne, Ca, Fe ions with 7-8 MeV/nucleon energy. Results are presented for various beam parameters and target sizes. The use of the given equations enables one to consider possibilities and appropriateness of such targets applied in experiments on heavy ion accelerators.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Reactions, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1982

Перевод О.С.Виноградовой.