

Сибирское отделение Российской Академии наук
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ им. Г.И. Будкера

П.З. Чеботаев

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ
РАЗРУШЕНИЯ МИШЕНИ
МОЩНЫМ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПУЧКОМ
(Программы DISWALL и SOURCE)

ИЯФ 2000-95

НОВОСИБИРСК
2000

Содержание

1	Постановка задачи	3
1.1	Граничные условия	6
1.2	Начальные условия	6
2	Толстые мишени	6
3	Вольфрам	7
4	Графит	10
4.1	Возникновение отколов	15
5	Молибден	20
6	Тантал	23
7	Титан	26
8	Работа с программами SOURCE и DISWALL	29
8.1	Программа SOURCE	29
8.2	Что делает программа DISWALL	30

© *Институт ядерной физики
им. Г.И. Будкера СО РАН, Россия*

1 Постановка задачи

Подробное описание рассматриваемой задачи, сравнение расчетов с экспериментами по облучению мишеней на ГОЛ-3 приведены в работе [1]. В настоящей работе описывается математическая модель нагрева мишени пучком заряженных частиц. Расчеты по этой модели делает программа DISWALL.

Для правильного описания нагрева мишени при его облучении источником заряженных частиц очень важно учитывать, что выделение энергии в мишени — объёмное. Распределение электронов по энергии в источнике нагрева может быть как максвелловским так и другого вида. Распределение энергии выделения по глубине определяется для каждого конкретного случая с помощью отдельных расчётов, которые базируются на использовании программы EMSH1 [9]. Это делает программа SOURCE. Работа с этой программой и программой DISWALL описывается далее.

Может оказаться, что распределение вложенной энергии таково, что имеется область, где вложенная энергия больше энергии плавления. Изучение тепловых процессов с фазовыми переходами на движущейся границе является известной задачей Стефана. Численные исследования проводились для случаев, когда мишенью являлись графит, вольфрам, молибден, тантал, титан. Описание этих материалов приведены далее.

В нашем случае (как правило) имеются две фазы: твёрдая и разрушенная. Если не рассматривать массового движения, то распределение температуры в каждой области описывается уравнением теплопроводности

$$c_p(T)\rho(T)\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x}\kappa(T)\frac{\partial T}{\partial x} + Q(x). \quad (1.1)$$

Здесь $Q(x)$ – объемный источник мощности нагрева имеет размерность $\text{Вт}/\text{см}^3$, c_p – теплоемкость ($\text{Дж}/\text{г}/^\circ\text{К}$) материала, ρ – его плотность ($\text{г}\cdot\text{см}^{-3}$), κ – теплопроводность ($\text{Вт}/\text{см}/^\circ\text{К}$). Для твёрдых тел не различаются теплоёмкости c_p и c_v и применяются удельная или грамм-атомная (молярная) теплоёмкости. Вообще говоря $Q(x)$ может существовать только в виде начального распределения энергии, а в процессе распространения тепла отсутствовать. Для толстых мишеней, на временах много больших времени облучения, температура на внутренней границе (в глубине вещества) равна первоначальной температуре материала. Для тонких мишеней граничное условие на внутренней границе должно учитывать сток тепла с её поверхности.

Теплопроводность, теплоёмкость и плотность вещества зависит от его температуры и состояния (исходный материал или изменённый, разрушенный). При $T < T_{kd}$ (температуры разрушения) они принимают значения $k_1(T)$, $c_{p1}(T)$, $\rho_1(T)$ а при $T > T_{kd}$ – значения $k_2(T)$, $c_{p2}(T)$, $\rho_2(T)$. Граница раздела фаз определяется условием, что вдоль этой границы температура равна температуре плавления T_{kd} . Пусть

$$\phi(x, t) = 0$$

описывает границу раздела фаз. Тогда скорость v_n перемещения этой границы по нормали к ней определится как

$$v_n = -\frac{\partial\phi}{\partial t}(\nabla h \cdot n)^{-1}$$

Условие Стефана на границе раздела фаз определяется как

$$-\rho I v_n = \left[\kappa(T) \frac{\partial T}{\partial x} \right] \quad (1.2)$$

здесь I – энтальпия плавления, а $[y]$ обозначает разность величины y при переходе через границу раздела фаз. Введём функцию w

$$w = \int_0^T c_p(u) \rho du + I \eta(T - T_{kd}), \quad \eta(\xi) = \begin{cases} 1, & \xi \geq 0, \\ 0, & \xi \leq 0 \end{cases} \quad (1.3)$$

Подставляя в уравнение энергии

$$\frac{\partial w}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \varkappa(T) \frac{\partial T}{\partial x} + Q(x) \quad (1.4)$$

выражение (1.3) получим

$$\left(c_p(T)\rho + I\delta(T - T_{kd}) \right) \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \varkappa(T) \frac{\partial T}{\partial x} + Q(x) \quad (1.5)$$

В работе [3] показано, что уравнение (1.5) описывает исходную задачу с условиями (1.2) на фазовой поверхности. Размерность I в этом уравнении – Дж/см³.

Введём сглаженную (“размазанную”) теплоёмкость $\tilde{c}_p(T)$, такую, что

а) $\tilde{c}_p(T) = c_{v1}(T)$ при $T < T_{kd} - \Delta$, $\tilde{c}_p(T) = c_{v2}(T)$ при $T > T_{kd} + \Delta$,

б) На промежутке $(T_{kd} - \Delta, T_{kd} + \Delta)$ энтальпия должна сохраняться, т.е.

$$\int_{T_{kd}-\Delta}^{T_{kd}+\Delta} \tilde{c}_p(u)\rho du = I + \int_{T_{kd}-\Delta}^{T_{kd}} c_{v1}(u)\rho du + \int_{T_{kd}}^{T_{kd}+\Delta} c_{v2}(u)\rho du \quad (1.6)$$

В работе [2] показано, что при $\Delta \rightarrow 0$ задача со сглаженными коэффициентами сходится к исходной задаче. Из численных исследований работы [3] следует, что область размазывания должна захватывать 2–3 счётные точки и δ -функцию предпочтительнее заменить ступенькой. На интервале $(T_{kd} - \Delta, T_{kd} + \Delta)$ сглаженную теплоёмкость возьмем в виде

$$\tilde{c}_p(T) = \frac{\tilde{I}}{2\Delta} + \frac{c_{v1} + c_{v2}}{2}$$

где энтальпия \tilde{I} имеет размерность Дж/г. Коэффициенты теплопроводности и $k_2(T)$ также сглаживаются на том же промежутке, совпадая с $k_1(T)$ на промежутке $T < T_{kd} - \Delta$, и с $k_2(T)$ на промежутке $T > T_{kd} + \Delta$.

1.1 Граничные условия

Поток тепла на границе определяется количеством испарённого вещества. Решение задачи теплопроводности с такими граничными условиями определит температуру поверхности и, следовательно, скорость испарения.

Граничное условие в уравнении теплопроводности на испаряющейся поверхности:

$$\kappa(T) \cdot \frac{\partial T}{\partial x} = \rho U_w(T)H + \alpha(T)\sigma T^4 - W_{rad} \quad (1.7)$$

где W_{rad} – энергии, попадающая на стенку со стороны пара в виде излучения, H – энтальпия испарения (сублимации), U_w - скорость частиц пара, слетающих с поверхности, $\alpha(T)$ – степень черноты. На внутренней границе мишени граничные условия будем брать аналогичными:

$$\kappa(T) \cdot \frac{\partial T}{\partial x} = -[\rho U_w(T)H + \alpha(T)\sigma T^4] \quad (1.8)$$

1.2 Начальные условия

В начальный момент времени температура мишени предполагается равной комнатной температуре в °К.

2 Толстые мишени

Большой интерес представляет рассмотрение распространение тепла в толстых мишенях, в которых экспериментально можно регистрировать температуру на внутренней стороне мишени ($x = x_b$). Для заданной толщины мишени можно рассчитать временные зависимости $T(x, t)$ (и, следовательно, $T(x_b, t)$) для различных источников $Q(x)$. Сравнение экспериментальной $T(x_b, t)$ с расчетными позволит определить энергию пучка облучающего мишень.

Профиль температуры резко меняется вблизи поверхности и достаточно медленно и плавно изменяется в глубине. Если для

всей толщины мишени использовать сетку с постоянных пространственным шагом, обеспечивающей правильный расчет температуры вблизи поверхности, то это приведет к неоправданно большому времени счета. Желательно использовать неравномерную пространственную сетку с увеличением пространственного шага от облучаемой поверхности вглубь мишени. С этой целью введем пространственную переменную

$$y = \arctan x,$$

С учётом

$$\frac{\partial}{\partial x} = \frac{1}{1+x^2} \frac{\partial}{\partial y} = \cos^2 y \frac{\partial}{\partial y}$$

перепишем уравнение (1.1) в переменных t, y

$$\tilde{c}_p(T_d \cdot T) \rho(T_d \cdot T) \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{t_d}{y_d^2} \cos^2(y_d y) \frac{\partial}{\partial y} \cos^2(y_d y) \varkappa(T_d T) \frac{\partial T}{\partial y} + t_d \frac{Q(y)}{T_d} \quad (2.9)$$

где $t_d, y_d T_d$ — масштабы единиц измерения. При этом $y_d = \arctan x_d$.

Граничные условия:

$y = 0$ (облучаемая поверхность)

$$\varkappa(T_d \cdot T) \cdot T_d \frac{\partial T}{\partial y} = y_d (\rho U_w H + \alpha(T_d \cdot T) \sigma T_d^4 \cdot T^4 - W_{rad}) \quad (2.10)$$

$y = 1$ (внутренняя поверхность)

$$\cos^2(y_d) \varkappa(T_d \cdot T) \cdot T_d \frac{\partial T}{\partial y} = -y_d (\rho U_w H + \alpha(T_d \cdot T) \sigma T_d^4 \cdot T^4) \quad (2.11)$$

3 Вольфрам

Коэффициент теплопроводности вольфрама зависит от температуры. Эта зависимость приведена в таблице 1 [8]. При температурах $T > 3695$ °К точных данных теплопроводности нет. В файле данных для счёта (см. раздел 8.2) теплопроводность расплава берётся равной $0.895 \text{ вт/см/}^\circ\text{К}$. Эту величину можно редактировать.

Таблица 1: Зависимость теплопроводности вольфрама от температуры.

Т	κ	Т	κ	Т	κ
$^{\circ}K$	вт/см/ $^{\circ}K$	$^{\circ}K$	вт/см/ $^{\circ}K$	$^{\circ}K$	вт/см/ $^{\circ}K$
273	1.77	1500	1.07	2800	0.926
300	1.74	1600	1.06	2873.2	0.921
400	1.59	1700	1.04	2900	0.920
500	1.46	1800	1.03	3000	0.914
600	1.37	1900	1.01	3100	0.910
700	1.30	2000	1.00	3200	0.906
800	1.25	2100	0.988	3300	0.903
900	1.21	2200	0.977	3400	0.900
1000	1.18	2300	0.966	3500	0.898
1100	1.16	2400	0.957	3600	0.896
1200	1.13	2500	0.949	3695	0.895
1300	1.11	2600	0.941		
1400	1.09	2700	0.933		

Теплоёмкость вольфрама (в Дж·К⁻¹·моль⁻¹) определяется следующим образом:

В диапазоне температур от 273 °К до 3695 °К

$$c_p = 26.01 - 2.266 \cdot 10^{-3}T - 1.367 \cdot 10^5 T^{-2} + 4.728 \cdot 10^{-6}T^2 - 1.509 \cdot 10^{-9}T^3 + 0.234 \cdot 10^{-12}T^4 \quad (3.12)$$

При температуре $T \geq 3695$ °К

$$c_p = 27 \quad (3.13)$$

В расчётах значения теплоёмкости вычисленные по этим формулам делятся на молярную массу вольфрама $W_0=183.85$ г/моль. В таблице 2 приведены значения энтальпии, взятые из работы [6] (значения энтальпии в этой таблице переведены в единицы кДж·г⁻¹ делением всех первоначальных значений на молярную массу вольфрама $W_0=183.85$ г/моль). Как видно из Таблицы 2 значение эн-

таляпии плавления для вольфрама

$$\tilde{I} = 250.2 \text{ Дж/г}$$

Для получения значений энтальпии I в уравнении (1.3) в единицах $\text{кДж}\cdot\text{см}^{-3}$ нужно значения энтальпии \tilde{I} домножить на плотность вольфрама $\rho = 19.3 \text{ г}\cdot\text{см}^{-3}$.

Таблица 2: Приращение энтальпии вольфрама в зависимости от температуры.

T	$H^{\circ}(T) - H^{\circ}(0)$	T	$H^{\circ}(T) - H^{\circ}(0)$	T	$H^{\circ}(T) - H^{\circ}(0)$
$^{\circ}K$	$\text{кДж}\cdot\text{г}^{-1}$	$^{\circ}K$	$\text{кДж}\cdot\text{г}^{-1}$	$^{\circ}K$	$\text{кДж}\cdot\text{г}^{-1}$
100	0.003546	2100	0.3037	4000	0.9733
200	0.01447	2200	0.3217	4100	0.9978
298.15	0.02703	2300	0.3401	4200	1.0223
300	0.02728	2400	0.3588	4300	1.0468
400	0.0407	2500	0.3779	4400	1.0712
500	0.05044	2600	0.3974	4500	1.0957
600	0.06836	2700	0.4174	4600	1.1202
700	0.08246	2800	0.4354	4700	1.1447
800	0.09674	2900	0.4588	4800	1.1691
900	0.1112	3000	0.4803	4900	1.1936
1000	0.1259	3100	0.5024	5000	1.2181
1100	0.1407	3200	0.5251	5100	1.2426
1200	0.1558	3300	0.5485	5200	1.2670
1300	0.1712	3400	0.5726	5300	1.2915
1400	0.1868	3500	0.5975	5400	1.3160
1500	0.2026	3600	0.6232	5500	1.3405
1600	0.2187	3695	0.6485	5600	1.3650
1700	0.2351	3695	0.8987	5700	1.3894
1800	0.2518	3700	0.8999	5800	1.4139
1900	0.2688	3800	0.9244	5900	1.4384
2000	0.2861	3900	0.9488	6000	1.4629

Скорость движения испаряющейся поверхности при испарении в вакуум, рассчитаной из давления насыщенных паров взятого из работы [10], приведена Таблице 3.

Таблица 3: Скорость движения испаряющейся поверхности вольфрама.

Т	скорость	Т	скорость	Т	скорость
°К	$g/cm^2/s$	°К	$g/cm^2/s$	°К	$g/cm^2/s$
273	0	3218	1.134813E-5	4650	0.1888082
2141	1.391262E-13	3467	1.093302E-4	4850	0.4621856
2249	1.357446E-11	3759	1.049980E-3	5013	0.9092188
2367	1.323178E-10	4103	1.005001E-2	5188	1.7875050
2500	1.287500E-9	4098	1.005614E-2	5438	4.3648330
2647	1.251239E-8	4214	1.983353E-2	5643	8.5696330
2814	1.213543E-7	4377	4.865181E-2		
3002	1.174930E-6	4510	9.585813E-2		

Таблица 4: Коэффициент черноты $\alpha(T)$ для вольфрама.

Т	$\alpha(T)$	Т	$\alpha(T)$	Т	$\alpha(T)$
°К		°К		°К	
273	0	1400	0.164	2600	0.302
400	0.039	1600	0.195	2800	0.314
600	0.06	1800	0.223	3000	0.325
800	0.081	2000	0.249	3200	0.334
1000	0.105	2200	0.269	3400	0.345
1200	0.133	2400	0.287	3700	1.

4 Графит

Имеется обширная литература по результатам исследований термодинамических свойств графита. Установлено заметное влияние происхождения графита, его структуры, термической обработки, средних размеров частиц, наличия примесей аморфного углерода и других примесей на теплоёмкость графита при низких температурах. В работах посвящённых изучению свойств графита утверждается, что имеются расхождения при определении теплоёмкости образцов графита при низких температурах, а при высоких тем-

пературах (от 2500 К и выше) теплоемкость различных графитов практически одинакова. Тем не менее выведенные на основе различных методик формулы для определения зависимости теплоёмкости от температуры могут заметно отличаться.

В работе [5] для $T > 1200$ °К теплоёмкость графита, в единицах Дж/°К/моль, даётся формулой

$$c_p = 4.19(5.961 + 1.1678 \cdot 10^{-4}T + 1.4 \cdot 10^{-9}T^2 - 16.985T^{-1} - 8.71 \cdot 10^5 T^{-2}) \quad (4.14)$$

Температура тройной точки (твёрдое тело, жидкость и газ) на основе экспериментальных данных полагается равной 4765 °К. Энтальпия плавления графита принята ~ 30 ккал/г-атом или 125.7 кДЖ/г-атом.

В справочном издании [6] отмечается, что температура плавления графита (точнее тройной точки) определённая [5] в 4765 °К является завышенной и в действительности она равна 4130 °К, а энтальпия плавления графита равна 100 кДЖ/моль. Теплоёмкость графита (в Дж·К⁻¹·моль⁻¹) определяется следующим образом:

- $T = 100$ °К, $c_p = 1.660$
- $T = 200$ °К, $c_p = 4.940$
- В диапазоне температур от 298.15 °К до 4130 °К

$$c_p = 4.824 + 28.627 \cdot 10^{-3}T - 3.25 \cdot 10^5 T^{-2} - 13.812 \cdot 10^{-6}T^2 + 2.276 \cdot 10^{-9}T^3 \quad (4.15)$$

$$T \geq 4130 \text{ °К} \quad c_p = 27 \quad (4.16)$$

На промежутке температур 100–298.15 °К введём линейную интерполяцию c_p по формуле

$$c_p = 1.66 + (4.94 - 1.66) \cdot (T - 100)/100 \quad (4.17)$$

На Рис. 1 приведены зависимости теплоёмкости от температуры, Кривая Cp1 соответствует теплоёмкости определяемой формулой

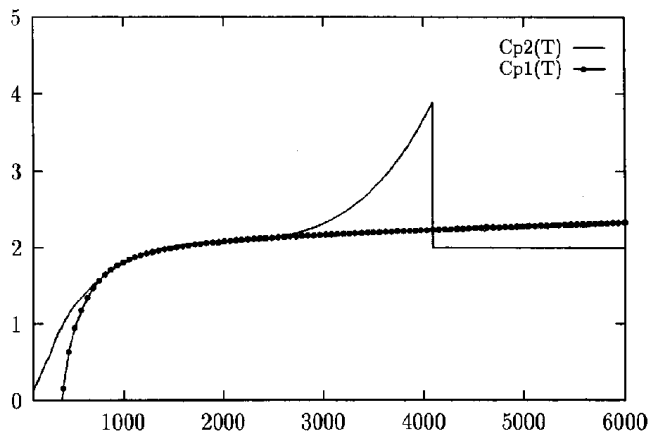


Рис. 1: Теплоёмкость графита в ед. $\text{Дж}\cdot\text{К}^{-1}\cdot\text{грамм}^{-1}$ графита c_p в зависимости от T в $^\circ\text{К}$.

(4.14), а кривая $Cp2$ — теплоёмкости по формулам (4.15-4.17). В расчётах значения теплоёмкости приводятся к ед. $\text{Дж}\cdot\text{К}^{-1}\cdot\text{грамм}^{-1}$ делением значений полученных по формулам, приведенным выше, на молярный вес углерода $C=12$.

В экспериментах также отмечается уменьшение плотности расплавленного графита (при плавлении отмечалось увеличение размера капель расплавленного графита). В таблице 5 приведены зна-

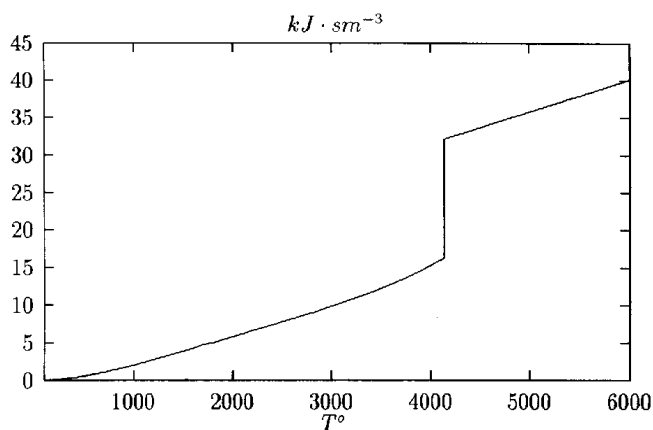


Рис. 2: График энтальпии графита $H[T] - H[0]$.

чения энтальпии, взятые из работы [6]. Точно говоря значения энтальпии в этой таблице переведены в единицы $\text{кДж}\cdot\text{г}^{-1}$ (делением всех первоначальных значений на молярный вес углерода $\text{C}=12$). Зависимость энтальпии от температуры изображена также на Рис. 2.

Для получения значений энтальпии I в уравнении (1.3) в единицах $\text{кДж}\cdot\text{см}^{-3}$ нужно значения энтальпии в Таблице 5 домножить на плотность графита $\rho = 1.9 \text{ г}\cdot\text{см}^{-3}$.

Как видно из Таблицы 5 значение энтальпии

$$\tilde{I} = 8.3327 \text{ кДж/г}$$

Таблица 5: Приращение энтальпии графита в зависимости от температуры.

T	$H^o(T) - H^o(0)$	T	$H^o(T) - H^o(0)$	T	$H^o(T) - H^o(0)$
oK	$\text{кДж}\cdot\text{г}^{-1}$	oK	$\text{кДж}\cdot\text{г}^{-1}$	oK	$\text{кДж}\cdot\text{г}^{-1}$
100	0.0051	2100	3.2669	4130	8.5606
200	0.0323	2200	3.4758	4130	16.8933
298.15	0.0875	2300	3.6857	4200	17.0514
300	0.0883	2400	3.8965	4300	17.2764
400	0.1766	2500	4.1088	4400	17.5014
500	0.2889	2600	4.323	4500	17.7264
600	0.4196	2700	4.5397	4600	17.9514
700	0.5649	2800	4.7596	4700	18.1764
800	0.7224	2900	4.9835	4800	18.4014
900	0.890	3000	5.2125	4900	18.6264
1000	1.0662	3100	5.4474	5000	18.8514
1100	1.2498	3200	5.6896	5100	19.0764
1200	1.4385	3300	5.9403	5200	19.3014
1300	1.6323	3400	6.2008	5300	19.5264
1400	1.8300	3500	6.4728	5400	19.7514
1500	2.0306	3600	6.7577	5500	19.9764
1600	2.2335	3700	7.0574	5600	20.2014
1700	2.4382	3800	7.3737	5700	20.4264
1800	2.6441	3900	7.7085	5800	20.6514
1900	2.8510	4000	8.0660	5900	20.8764
2000	3.0586	4100	8.4423	6000	21.1014

Теплопроводность графита 0.2 Вт/см/ К. В программе предусмотрена возможность задавать теплопроводность (при температурах выше критической) другой, чем в докритической зоне.

Скорость движения испаряющейся поверхности при испарении в вакуум, рассчитанной из давления насыщенных паров взятого из работы [10], приведена Таблице 6.

Таблица 6: Скорость движения испаряющейся поверхности графита

температура (°K)	скорость (g/cm ² /s)	температура (°K)	скорость (g/cm ² /s)
0	0	2500	3.23e-6
1200	5.19e-23	3000	1.51e-3
1300	1.51e-20	3500	0.138
1400	1.87e-18	4000	5.29
1500	1.26e-16	4500	65.0
1600	5.15e-15	5000	627
1700	1.39e-13	5500	6240
1800	2.64e-12	6000	43000
1900	3.81e-11		
2000	4.61e-10		

В расчётах в диапазоне температур 2000–6000 °K можно использовать аппроксимационную формулу

$$U_w = 4 \cdot 10^9 \cdot \exp(-85149/T) \quad (4.18)$$

4.1 Возникновение отколов

При нагреве мишени её максимальная температура достигает значения $T_{kr} = 4130^\circ K$ или температуры “тройной точки” при которой графит находится в виде кристаллического, расплава и насыщенного пара. К настоящему моменту экспериментальные исследования не дали однозначного ответа на то, в каком из этих трёх состояний находится графит при этой температуре. В таблице 7 давление дано в атмосферах. Для перевода значений давления в единицы СГС

Таблица 7: Давление насыщенного пара в зависимости от температуры.

T	P(T)	T	P(T)	T	P(T)	T	P(T)
$^{\circ}K$		$^{\circ}K$		$^{\circ}K$		$^{\circ}K$	
1200	$1.17 \cdot 10^{-23}$	1700	$3.72 \cdot 10^{-14}$	3000	$5.38 \cdot 10^{-4}$	5500	3000
1300	$3.54 \cdot 10^{-21}$	1800	$7.25 \cdot 10^{-13}$	3500	$5.30 \cdot 10^{-2}$	6000	21600
1400	$4.54 \cdot 10^{-19}$	1900	$1.08 \cdot 10^{-11}$	4000	1.83		
1500	$3.16 \cdot 10^{-17}$	2000	$1.31 \cdot 10^{-10}$	4500	28.3		
1600	$1.34 \cdot 10^{-15}$	2500	$1.05 \cdot 10^{-6}$	5000	288		

(дина/см²), значения таблицы надо умножить на $1,0133 \cdot 10^6$. Для определённости положим, что координата x направлена внутрь мишени. Будем считать, что в “тройной точке” с координатой $x = x_{kr}$ в момент, когда достигается $T > T_{kr}$, структура графита разрушена и давление p насыщенного пара в этой точке будет двигать массу мишени находящуюся между наружной поверхностью мишени $x = x_l$ и “тройной точкой” $x = x_{kr}$. Масса откола

$$m = \rho_c(x_{kr} - x_l).$$

После образования откола пучок продолжает греть остающуюся часть мишени и в ней может снова произойти откол. Движение i -го откола описывается уравнением

$$m_i \frac{dV_i}{dt} = p_i - p_{i-1}$$

где p_i и p_{i-1} — давления насыщенного пара соответственно справа и слева от откола. Скорость движения V_i откола является скоростью испарения мишени или $(i+1)$ -го откола в расширяющийся зазор между ними. Так как толщины отколов будут малы в сравнении с толщиной мишени, то, для простоты, будем считать, что тепло в отколы и пар будет идти от мишени. Поток тепла в зазор справа от i -го откола будет иметь вид

$$\kappa(T) \cdot \frac{\partial T}{\partial x} = \rho H \cdot V_i + \sigma T^4 - W_{rad} \quad (4.19)$$

Решение уравнения теплопроводности с таким граничным условием определит температуру границы мишени в зазоре и, следовательно, температуру насыщенного пара в зазоре и температуру T_r поверхности откола. Последовательное рассмотрение отколов позволяет определить температуры насыщенных паров в зазорах и скорости движения отколов. На внешней стороне первого откола по прежнему выполняется условие

$$\kappa(T) \cdot \frac{\partial T}{\partial x} = \rho U_w H + \sigma T^4 - W_{rad}$$

Из расчётов следует, что первоначальная зона «расплава» мала и равна $\sim 10^{-5}$ г/см. В этой зоне все связи структуры твердого тела нарушены. На границе «расплав»-твёрдое тело давление насыщенного пара ~ 20 атм и можно предположить, что вдоль этой границы происходит откол слоя графита. За время облучения, равного нескольким микросекундам, скорость этого откола на несколько порядков превосходит скорость испарения. Это даёт основание утверждать, что образование отколов носит взрывной характер. При этом отколовшиеся частицы продолжают облучаться пучком и могут происходить дальнейшие расколы этих частиц. Это будет происходить до тех пор, пока вводимая энергия не сравняется со стоком тепла через поверхности откола.

Стационарный профиль распределения тепла в отколе в одномерном случае описывается уравнением

$$\kappa \frac{d^2 T}{dx^2} + Q(r) = 0 \quad (4.20)$$

При $x = 0$ поток $\kappa dT/dx = A \exp(-B/T_l)$, где T_l — температура левой границы раскола. Общее решение (4.20) имеет вид

$$\kappa T(x) = - \int_0^x dz \int_0^z Q(z) dz + C_1 x + C_2, \quad \text{где } C_1 = A e^{-\frac{B}{T_l}}$$

При малости толщины L откола можно считать, что на этом промежутке $Q = const$ и, следовательно,

$$\kappa T = -\frac{Q}{2} x^2 + C_1 x + C_2$$

Из за симметрии в середине промежутка температура максимальна и равна критической T^* :

$$\varkappa T^* = -\frac{Q}{2} \frac{L^2}{4} + C_1 \frac{L}{2} + C_2 \quad (4.21)$$

В максимуме температуры

$$-Q \frac{L}{2} + C_1 = 0$$

Подставляя найденное отсюда значение L в уравнение (4.21) получим

$$C_2 = \varkappa T^* - \frac{C_1^2}{2Q}$$

На концах промежутка $T = T_l$ и, следовательно,

$$\varkappa T_l = C_2 = \varkappa T^* - \frac{C_1^2}{2Q}.$$

Уравнение

$$T_l = T^* - \frac{1}{2Q\varkappa} A^2 \exp(-2B/T_l) \quad (4.22)$$

определяет температуру границы раскола. Сток тепла с двух сторон поверхности раскола равен суммарной вводимой энергии:

$$Q \cdot L = 2A \exp(-B/T_l)$$

Отсюда можно определить толщину раскола

$$L = \frac{2A}{Q} \exp(-B/T_l) \quad (4.23)$$

Из уравнений (4.22) и (4.23) видно, что при больших значениях Q толщина раскола мала и температура границы близка к T^* , что естественно. С уменьшением Q толщина раскола увеличивается и температура поверхностей ниже T^* .

В реальности расколы будут представлять собой крупинки. Для простоты будем предполагать, что расколовшиеся частицы имеют

сферическую форму. Стационарный профиль распределения тепла в отколе описывается уравнением

$$\varkappa \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} r^2 \frac{dT}{dr} + Q(r) = 0 \quad (4.24)$$

Из-за малости радиуса сфер можно считать, что в отколах $Q(r)$ не зависит от радиуса. Общее решение уравнения (4.24) имеет вид

$$\varkappa T = -\frac{r^2}{6} Q - \frac{C_1}{3r^3} + C_2$$

В центре откола температура равна критической T^* и $dT/dr = 0$. Следовательно

$$T = T^* - \frac{Q}{6\varkappa} r^2$$

В каждой точке $r = R$ поверхности откола сток тепла даёт формулой (4.18). В стационарном состоянии сток тепла компенсируется вводимой энергией. Условие равенства потоков позволяет определить радиус откола R и температуру поверхности T_R

$$R = \frac{3A}{Q} \exp(-B/T_R), \quad T_R = T^* - \frac{3}{2Q\varkappa} A^2 \exp(-2B/T_R) \quad (4.25)$$

Подставим значения

$$A = 4 \cdot 10^9, \quad B = 85149, \quad \varkappa = 0.2, \quad T^* = 4130$$

Из-за малости радиуса в показателе \exp можно полагать $T_R = T^*$. Тогда предыдущие формулы можно переписать в виде

$$R = \frac{13.34}{Q}, \quad T_R = T^* - \frac{148,36}{Q}$$

Из этих формул следует, что при больших Q радиус откола мал и с уменьшением Q радиус отколов увеличивается. Это означает, что с поверхности летят малые фракции, а из глубины — крупные фракции. Профиль $Q(x)$, где координата x направлена от поверхности вглубь мишени, близок к экспоненциальному.

5 Молибден

Зависимость коэффициента теплопроводности молибдена от температуры приводится ниже в таблице 8, взятой из работы [8]. При температурах $T > 2800$ °K точных данных теплопроводности молибдена нет. В файле данных для счёта (см. раздел 8.2) теплопроводность расплава берётся равной $84 \text{ Вт/см/}^\circ\text{K}$. Эту величину можно редактировать.

Таблица 8: Зависимость теплопроводности молибдена от температуры.

T	κ	T	κ	T	κ	T	κ
$^\circ\text{K}$	Вт/см/ $^\circ\text{K}$	$^\circ\text{K}$	Вт/см/ $^\circ\text{K}$	$^\circ\text{K}$	Вт/см/ $^\circ\text{K}$	$^\circ\text{K}$	Вт/см/ $^\circ\text{K}$
273.2	1.39	773.2	1.19	1400.0	1.0	2073.2	0.894
298.2	1.38	800.0	1.18	1473.2	0.985	2173.2	0.885
300.0	1.38	873.2	1.16	1500.0	0.98	2200.0	0.882
323.2	1.38	900.0	1.15	1573.2	0.966	2273.2	0.876
350.0	1.36	973.2	1.13	1600.0	0.96	2400.0	0.866
373.2	1.35	1000.0	1.12	1673.2	0.948	2473.2	0.861
400.0	1.334	1073.2	1.09	1700.0	0.944	2600.0	0.852
473.2	1.32	1100.0	1.08	1773.2	0.933	2673.2	0.848
500.0	1.30	1173.2	1.06	1800.0	0.929	2800.0	0.84
573.2	1.27	1200.0	1.05	1873.2	0.919		
600.0	1.26	1273.2	1.03	1900.0	0.915		
673.2	1.23	1300.0	1.03	1973.2	0.906		
700.0	1.22	1373.2	1.01	2000.0	0.903		

Теплоёмкость молибдена (в $\text{Дж}\cdot\text{K}^{-1}\cdot\text{моль}^{-1}$) в диапазоне от 273 °K до 2896 °K

$$c_p = 27.462 - 2.406 \cdot 10^{-3}T - 2.77 \cdot 10^5 T^{-2} + 3.416 \cdot 10^{-6} T^2$$

При температуре $T \geq 2896$ °K

$$c_p = 40$$

В расчётах, для приведения теплоёмкости к единицам $\text{кДж}\cdot\text{г}^{-1}$, значения вычисленные по этим формулам делятся на молярную

массу молибдена $M_o = 95.94$ г/моль. В таблице 9 приведены значения энтальпии молибдена, взятые из работы [8] (значения энтальпии в этой таблице переведены в единицы $\text{кДж}\cdot\text{г}^{-1}$ делением всех первоначальных значений на молярную массу молибдена $M_o = 47.90$ г/моль). Как видно из Таблицы 9 энтальпия плавления молибдена равна

$$\tilde{I} = 427.9 \text{ Дж/г}$$

Для получения значений энтальпии I в уравнении (1.3) в единицах $\text{кДж}\cdot\text{см}^{-3}$ нужно энтальпию \tilde{I} домножить на плотность молибдена $\rho = 10.22 \text{ г}\cdot\text{см}^{-3}$.

Таблица 9: Приращение энтальпии молибдена в зависимости от температуры.

T	$H^o(T) - H^o(0)$	T	$H^o(T) - H^o(0)$	T	$H^o(T) - H^o(0)$
oK	$\text{кДж}\cdot\text{г}^{-1}$	oK	$\text{кДж}\cdot\text{г}^{-1}$	oK	$\text{кДж}\cdot\text{г}^{-1}$
100	0.0051	2000	0.5722	3800	1.7604
200	0.0243	2100	0.6106	3900	1.8021
298.15	0.0477	2200	0.6502	4000	1.8438
300	0.0482	2300	0.6912	4100	1.8855
400	0.0740	2400	0.7335	4200	1.9272
500	0.1008	2500	0.7774	4300	1.9689
600	0.1281	2600	0.8227	4400	2.0105
700	0.1559	2700	0.8696	4500	2.0522
800	0.1842	2800	0.9182	4600	2.0939
900	0.2128	<i>2896</i>	<i>0.9666</i>	4700	2.1356
1000	0.2420	<i>2896</i>	<i>1.3835</i>	4800	2.1773
1100	0.2716	2900	1.3852	4900	2.2190
1200	0.3019	3000	1.4269	5000	2.2607
1300	0.3327	3100	1.4685	5100	2.3024
1400	0.3643	3200	1.5102	5200	2.3441
1500	0.3966	3300	1.5519	5300	2.3858
1600	0.4298	3400	1.5936	5400	2.4275
1700	0.4639	3500	1.6353	5500	2.4692
1800	0.4989	3600	1.6770		
1900	0.5350	3700	1.7187		

Скорость движения испаряющейся поверхности при испарении в вакуум, рассчитаной из давления насыщенных паров взятого из работы [10], приведена Таблице 10.

Таблица 10: Скорость движения испаряющейся поверхности молибдена.

Т	скорость	Т	скорость	Т	скорость
$^{\circ}\text{K}$	$g/cm^2/s$	$^{\circ}\text{K}$	$g/cm^2/s$	$^{\circ}\text{K}$	$g/cm^2/s$
273	0.	2550	9.2084E-6	4126	0.3620
1664	1.1399E-12	2759	8.8527E-5	4310	0.7083
1751	1.1112E-11	3007	8.4798E-4	4511	1.3847
1848	1.0817E-10	3326	8.0629E-3	4807	3.3534
1955	1.0517E-9	3444	1.5847E-2	5058	6.5383
2076	1.0206E-8	3614	3.8675E-2		
2213	9.8847E-8	3755	7.5884E-2		
2370	9.5517E-7	3906	0.1488		

Таблица 11: Коэффициент черноты $\alpha(T)$ для молибдена.

Т	$\alpha(T)$	Т	$\alpha(T)$	Т	$\alpha(T)$
$^{\circ}\text{K}$		$^{\circ}\text{K}$		$^{\circ}\text{K}$	
273	0	1700	0.179	2400	0.254
1100	0.105	1800	0.192	2500	0.262
1200	0.117	1900	0.203	2600	0.269
1300	0.129	2000	0.214	2700	0.276
1400	0.142	2100	0.225	2800	0.282
1500	0.154	2200	0.234	2900	1.
1600	0.166	2300	0.244		

6 Тантал

Зависимость коэффициента теплопроводности тантала от температуры приводится ниже в таблице 12, взятой из работы [8]. При

Таблица 12: Зависимость теплопроводности тантала от температуры.

Т	κ	Т	κ	Т	κ	Т	κ
$^{\circ}K$	вт/см/ $^{\circ}K$	$^{\circ}K$	вт/см/ $^{\circ}K$	$^{\circ}K$	вт/см/ $^{\circ}K$	$^{\circ}K$	вт/см/ $^{\circ}K$
273.2	0.574	773.2	0.593	1400.0	0.618	2073.2	0.644
298.2	0.574	800.0	0.594	1473.2	0.622	2173.2	0.647
300.0	0.575	873.2	0.597	1500.0	0.622	2200.0	0.648
323.2	0.576	900.0	0.598	1573.2	0.625	2273.2	0.650
350.0	0.576	973.2	0.602	1600.0	0.626	2400.0	0.654
373.2	0.577	1000.0	0.602	1673.2	0.629	2473.2	0.656
400.0	0.578	1073.2	0.605	1700.0	0.630	2600.0	0.659
473.2	0.582	1100.0	0.606	1773.2	0.633	2673.2	0.661
500.0	0.582	1173.2	0.609	1800.0	0.634	2800.0	0.664
573.2	0.585	1200.0	0.61	1873.2	0.637	2873.2	0.665
600.0	0.586	1273.2	0.613	1900.0	0.638	3000.0	0.666
673.2	0.588	1300.0	0.614	1973.2	0.640	3073.0	0.666
700.0	0.590	1373.2	0.617	2000.0	0.641	3200.0	0.666

температурах $T > 3200$ $^{\circ}K$ точных данных теплопроводности тантала нет. В файле данных для счёта (см. раздел 8.2) теплопроводность расплава берётся равной 66.6вт/см/ $^{\circ}K$. Эту величину можно редактировать.

Теплоёмкость тантала (в Дж·К⁻¹·моль⁻¹) в диапазоне температур от 273 $^{\circ}K$ до 3295 $^{\circ}K$ имеет следующий вид:

$$c_p = 21.531 + 14.123 \cdot 10^{-3} T + 0.299 \cdot 10^5 T^{-2} - 9.551 \cdot 10^{-6} T^2 + 2.283 \cdot 10^{-9} T^3$$

При температуре $T \geq 3295$ $^{\circ}K$

$$c_p = 44$$

В расчётах, для приведения теплоёмкости к единицам кДж·г⁻¹, значения вычисленные по этим формулам делятся на молярную

массу тантала Та = 180.9479 г/моль. В таблице 13 приведены значения энтальпии тантала, взятые из работы [8] (значения энтальпии в этой таблице переведены в единицы кДж·г⁻¹ делением всех первоначальных значений на молярную массу тантала Та = 180.9479 г/моль).

Как видно из Таблицы 13 энтальпия плавления тантала имеет значение

$$\tilde{I} = 199 \text{ Дж/г}$$

Для получения значений энтальпии I в уравнении (1.3) в единицах кДж·см⁻³ нужно значения энтальпии \tilde{I} домножить на плотность тантала $\rho = 16.65 \text{ г·см}^{-3}$.

Таблица 13: Приращение энтальпии тантала в зависимости от температуры.

T	H°(T) - H°(0)	T	H°(T) - H°(0)	T	H°(T) - H°(0)
°K	кДж·г ⁻¹	°K	кДж·г ⁻¹	°K	кДж·г ⁻¹
100	0.0055	2100	0.2971	3800	0.8733
200	0.0180	2100	0.3137	3900	0.8976
298.15	0.0314	2200	0.3306	4000	0.9219
300	0.0316	2300	0.3477	4100	0.9462
400	0.0458	2400	0.3652	4200	0.9705
500	0.0604	2500	0.3831	4300	0.9949
600	0.0752	2600	0.4015	4400	1.0191
700	0.0903	2700	0.4205	4500	1.0435
800	0.1057	2800	0.4401	4600	1.0678
900	0.1212	2900	0.4606	4700	1.0921
1000	0.1369	3000	0.4820	4800	1.1164
1100	0.1526	3100	0.5044	4900	1.1408
1200	0.1684	3200	0.5280	5000	1.1650
1300	0.1843	<i>3295</i>	<i>0.5515</i>	5100	1.1894
1400	0.2002	<i>3295</i>	<i>0.7505</i>	5200	1.2137
1500	0.2162	3300	0.7527	5300	1.2380
1600	0.2322	3400	0.7760	5400	1.2623
1700	0.2483	3500	0.8003	5500	1.2867
1800	0.2645	3600	0.8246		
1900	0.2807	3700	0.8490		

Скорость движения испаряющейся поверхности при испарении в вакуум, рассчитаной из давления насыщенных паров взятого из работы [10], приведена Таблице 14.

Таблица 14: Скорость движения испаряющейся поверхности тантала.

Т	скорость	Т	скорость	Т	скорость
$^{\circ}\text{К}$	$g/cm^2/s$	$^{\circ}\text{К}$	$g/cm^2/s$	$^{\circ}\text{К}$	$g/cm^2/s$
273	0.	2838	1.1930E-6	4350	0.0964
2003	1.4200E-12	3050	1.1507E-5	4496	0.1896
2106	1.3848E-11	3296	1.1069E-4	4706	0.4632
2221	1.3485E-10	3585	1.0614E-3	4878	0.9099
2348	1.3115E-9	3929	1.0139E-2	5063	1.7862
2492	1.2730E-8	3925	1.0144E-2	5331	4.3519
2653	1.2338E-7	4044	1.9987E-2	5552	8.5289
2838	1.1929E-6	4213	4.8954E-2		

Таблица 15: Коэффициент черноты $\alpha(T)$ для тантала.

Т	$\alpha(T)$	Т	$\alpha(T)$	Т	$\alpha(T)$
$^{\circ}\text{К}$		$^{\circ}\text{К}$		$^{\circ}\text{К}$	
273	0	1800	0.205	2700	0.282
1000	0.132	1900	0.215	2800	0.288
1100	0.141	2000	0.224	2900	0.294
1200	0.149	2100	0.233	3000	0.300
1300	0.158	2200	0.242	3100	0.306
1400	0.168	2300	0.251	3200	0.311
1500	0.177	2400	0.259	3300	0.316
1600	0.186	2500	0.267	3400	1.
1700	0.196	2600	0.274		

7 Титан

Зависимость коэффициента теплопроводности титана от температуры приводится ниже в таблице 16. Эти данные для титана взяты из работы [8]. При температурах $T > 1944$ °К точных данных теплопроводности титана нет. В файле данных для счёта (см. раздел 8.2) теплопроводность расплава берётся равной 28.3вт/см/°К. Эту величину можно редактировать.

Таблица 16: Зависимость теплопроводности титана от температуры.

Т	κ	Т	κ	Т	κ
°К	вт/см/°К	°К	вт/см/°К	°К	вт/см/°К
273.2	0.224	773.2	0.196	1400	0.236
298.2	0.219	800	0.197	1473.2	0.242
300	0.219	873.2	0.200	1500	0.245
323.2	0.215	900	0.202	1573.2	0.251
350	0.210	973.2	0.205	1600	0.253
373.2	0.207	1000	0.207	1673.2	0.259
400	0.204	1073.2	0.211	1700	0.262
473.2	0.198	1100	0.213	1773.2	0.268
500	0.197	1173.2	0.218	1800	0.270
573.2	0.194	1200	0.220	1873.2	0.277
600	0.194	1273.2	0.225	1900	0.279
673.2	0.194	1300	0.228	1944	0.283
700	0.194	1373.2	0.234		

лопроводности титана нет. В файле данных для счёта (см. раздел 8.2) теплопроводность расплава берётся равной 28.3вт/см/°К. Эту величину можно редактировать.

В отличие от других материалов, у титана теплоёмкость имеет разный характер в двух диапазонах температур.

В диапазоне от 273 °К до 1156 °К

$$c_p = 160.773 - 693.569 \cdot 10^{-3}T - 22.566 \cdot 10^5 T^{-2} + 1444.158 \cdot 10^{-6}T^2 - 1343.516 \cdot 10^{-9}T^3 + 467.200 \cdot 10^{-12}T^4$$

а в диапазоне температур от 1156 до 1944 °К

$$c_p = 16.908 - 5.884 \cdot 10^{-3}T + 3.192 \cdot 10^{-6}T^2$$

При температуре $T \geq 1944$ К

$$c_p = 46.8$$

В этих формулах теплоёмкость имеет размерность $\text{Дж} \cdot \text{К}^{-1} \cdot \text{моль}^{-1}$. В расчётах, для приведения теплоёмкости к единицам $\text{кДж} \cdot \text{г}^{-1}$, значения, вычисленные по этим формулам, делятся на молярный вес титана $Ti=47.90$ г/моль. В таблице 17 приведены значения энтальпии титана, (значения энтальпии в этой таблице в единицах $\text{кДж} \cdot \text{г}^{-1}$ получены из значений работы [8] делением всех первоначальных значений на молярный вес титана $Ti=47.90$ г/моль).

Таблица 17: Приращение энтальпии титана в зависимости от температуры.

T	$H^o(T) - H^o(0)$	T	$H^o(T) - H^o(0)$	T	$H^o(T) - H^o(0)$
oK	$\text{кДж} \cdot \text{г}^{-1}$	oK	$\text{кДж} \cdot \text{г}^{-1}$	oK	$\text{кДж} \cdot \text{г}^{-1}$
100	0.0117	1900	1.2456	3800	3.4005
200	0.0517	<i>1944</i>	<i>1.2823</i>	3900	3.4982
298.15	0.1007	<i>1944</i>	<i>1.5871</i>	4000	3.5959
300	0.1017	2000	1.6418	4100	3.6936
400	0.1556	2100	1.7395	4200	3.7913
500	0.2114	2200	1.8372	4300	3.8890
600	0.2697	2300	1.9349	4400	3.9867
700	0.3307	2400	2.0327	4500	4.0844
800	0.3932	2500	2.1304	4600	4.1821
900	0.4565	2600	2.2281	4700	4.2798
1000	0.5222	2700	2.3258	4800	4.3775
1100	0.5964	2800	2.4235	4900	4.4752
<i>1156</i>	<i>0.6459</i>	2900	2.5212	5000	4.5729
<i>1156</i>	<i>0.7253</i>	3000	2.6189	5100	4.6706
1200	0.7512	3100	2.7166	5200	4.7684
1300	0.8123	3200	2.8143	5300	4.8661
1400	0.8763	3300	2.9120	5400	4.9638
1500	0.9435	3400	3.0097	5500	5.0615
1600	1.0138	3500	3.1074	5600	5.1592
1700	1.0875	3600	3.2051		
1800	1.1647	3700	3.3028		

Как видно из Таблицы 17 энтальпия I в уравнении (1.3) для титана имеет два значения

$$\tilde{I}_1 = 79.4 \text{ Дж/г при } T = 1156 \text{ }^\circ\text{K}$$

$$\tilde{I}_2 = 304.8 \text{ Дж/г при } T = 1944 \text{ }^\circ\text{K}$$

Для получения значений энтальпии в единицах $\text{кДж}\cdot\text{см}^{-3}$ нужно значения энтальпии домножить на плотность титана $\rho = 4.54 \text{ г}\cdot\text{см}^{-3}$.

Скорость движения испаряющейся поверхности при испарении в вакуум, рассчитаной из давления насыщенных паров взятого из работы [10], приведена Таблице 18.

Таблица 18: Скорость движения испаряющейся поверхности титана.

Т	скорость	Т	скорость	Т	скорость
$^\circ\text{K}$	$\text{г}/\text{см}^2/\text{с}$	$^\circ\text{K}$	$\text{г}/\text{см}^2/\text{с}$	$^\circ\text{K}$	$\text{г}/\text{см}^2/\text{с}$
273	0.	1828	1.9471E-5	2807	0.3143
1202	2.4012E-12	1975	1.8733E-4	2939	0.7678
1264	2.3416E-11	2147	1.7967E-3	3046	1.5084
1333	2.2802E-10	2352	1.7166E-2	3162	2.9610
1409	2.2178E-9	2450	1.6819E-2	3330	7.2133
1495	2.1531E-8	2524	0.0331	3469	14.1346
1591	2.0871E-7	2630	8.1166E-2		
1701	2.0185E-6	2716	0.1597		

Таблица 19: Коэффициент черноты $\alpha(T)$ для титана.

Т	$\alpha(T)$	Т	$\alpha(T)$	Т	$\alpha(T)$
$^\circ\text{K}$		$^\circ\text{K}$		$^\circ\text{K}$	
273	0	1300	0.263	1800	0.316
900	0.217	1400	0.274	1900	0.323
1000	0.227	1500	0.286	2000	1.
1100	0.239	1600	0.297		
1200	0.251	1700	0.307		

8 Работа с программами SOURCE и DISWALL

Обычно пользователя интересует:

- что делает программа,
- как задавать необходимые параметры для её правильной работы,
- что выводится на экран монитора и в файлы.

8.1 Программа SOURCE

Программа представляет собой оболочку, сделанную для Windows 95, которая может запускать в цикле DOS-программу EMSH1 В.А. Таюрского [9] рассчитывающую торможение частицы в заданном веществе. Оболочка написана с использованием "C++ BUILDER 3".

При запуске SOURCE.EXE на дисплее появляется форма, на которой имеются три окна. В окно "Данные EMSH" загружается файл данных 'emsh10.dat'. В файле данных задаётся пространственный шаг счёта с которым EMSH1 рассчитывает выделяемую энергию торможения в 24 точках. Для частиц с разной энергией шаги счёта – разные. В окно "Корректировка EMSH" загружается заранее подготовленный файл корректировки, подготовленный по следующему формату.

1-я строка - Энергия покоя (мэв)

Остальные строки:

1-я колонка = шаг(см) по z в мишени

2-я колонка = E (мэв)

3-я колонка = J (мвт/см²,кэв)

Этот файл описывает энергетическую функцию распределения пучка. Для выбора файла нужно щёлкнуть клавишей мыши на поле меню 'File'. По умолчанию, откроется поддиректория 'Data' директории, в которой находится программа SOURCE.EXE. Выбранный файл загрузится в окно. Данные в этих окнах можно редактировать. Для сохранения редакции в файле нужно щёлкнуть мышкой на кнопке под окном 'Запомнить'. При щёлкании мышью по одному

из этих окон в окне Описание формата данных выводится соответствующее пояснение о необходимом формате данных. При щёлкании на кнопке 'Счёт' просматривается весь корректировочный файл, определяется наибольший (h_{max}) и наименьший (h_{min}) шаг счёта, выделяется, динамически, массив размером h_{max}/h_{min} . Затем производится последовательное чтение строки из окна корректировки, соответствующее редактирование данных для EMSH1, запись данных в файл *emsh1.dat* и запуск на счёт *emsh1.exe*. Внизу формы, в строке *состояния*, выводится строка корректировочных данных, для которой в данный момент идёт счёт. Полученный результат аппроксимируется на сетку с шагом h_{min} и суммируется в динамическом массиве. По исчерпанию всех строк корректировочных данных содержимое динамического файла интегрируется по Дарбу, нормируется на эту сумму и записывается в файл, имя которого составляется из имени корректирующего файла и расширения *gm.x*. В первой строке записывается значение интеграла, во второй строке – шаг сетки данных. Файл **.gm.x* записывается в поддиректорию 'Data'.

8.2 Что делает программа DISWALL

DISWALL написана для работы в Windows-95. Для этого использовалась система Borland "C++ BUILDER 3".

В дериктории, где находится программа, имеются поддиректории CARBON, MOLIBDEN, TANTAL, TITAN, WOLFRAM, в которых находятся файлы

- начальных данных,
- таблица скорости испарения мишени как функция температуры
- таблица источника нагрева как функция пространственной координаты.

Из меню главной формы выбирается материал и, если необходимо, производится редактирование данных. Обязательно надо щёлкнуть мышкой по пункту 'Сохранить'. В правом нижнем углу формы есть окно, назначение которого описывается ниже.

Программа начинает работать с чтения файла начальных дан-

ных, из которого узнаёт имя файла, в котором находятся табличные данные функции объёмного источника нагрева $Q(x)$ и читает его. В зависимости от начальных данных (описание файла данных см. ниже) она решает или обычное уравнение теплопроводности (без плавления мишени), или задачу Стефана (с плавлением мишени).

В левой части экрана выводятся графики: распределение температуры по толщине мишени, температуры передней и задней поверхностей и стоки тепла с них. В правой части экрана в текущий момент времени выводятся:

- сток тепла,
- глубина испарения,
- зона разрушения, равная глубине расплава,
- полная энергия и др.

Заданием ключа в начальных данных можно ввести экранирование мишени паром. При учёте экранировки предполагается, что количество вещества в паре соответствует количеству вещества испарённой мишени. Это предположение справедливо, поскольку поперечный размер пучка много больше толщины испарения и, следовательно, движением пара в направлении поперечном пучку можно пренебречь. Считается, что в паре останется та часть пучка, которая приходилась на испарённую область. В программе объёмный нагрев $Q(x)$, при учёте экранировки, на каждом временном шаге сдвигается к границе испарения на толщину испарения мишени. Иными словами пучок “съедается” паром.

```
Файл данных: wolfram\w45_0_8M.gmx
Файл скорости испарения (T): WOLFRAM\skor_t_w.txt
Файл коэффициента серости(T): WOLFRAM\W_e_th.dat
1. H (evaporation energy Дж/г) . . . . ,4623.33
2. Tkd (destruction temperature K) . . ,3695.
3. kappa1 .(определяется из таблицы),0.
4. kappa2 .(жидкость) вт/см/К . . . . .,0.895
5. ! Коэффициент потока в глубине . . . . .,-0.00001
6. Стеф-Больц коэфф. вт/см^2K^4 . . . . .,5.6705e-12
```

7. ρ .. (ВОЛЬФРАМ г/см³),19.3
8. T_r (комнатная температура К)....,293.
9. ΔT (К).....,100.
10. I (фаз.перехода J/g) нет,0
11. I (плавления 250.2093 J/g),250.2093
12. T_n ..(ручная T разрушения).....,3690.
13. T_d (для обезразм. темпер. К).....,3695.
14. t_d (обезразм. врем 10^{-6} сек).....,10.00
15. x_d (толщина мишени в см).....,0.2
16. key (=0 нет паровой экранировки).....,1.
17. τ ..(в ед. h_x),2.
18. n_x ..(число точек по x).....,400
19. h_{tv} ..(выдача картинка в τ).....,1.00
20. key_{cp} ,0.
21. t_{stop} ... (в мкс).....,10000.1
22. W_{rad} (поток на ст. в МВт/см²).....,0.
23. Время работы пучка (сек),8.e-6
24. Умножение τ после выкл пучка ..,100.
25. Временная задержка t_{zdr} (сек).....,1.e-6
26. Ключ:=1 σT^4 =2 испар/=3 оба.,2.

Содержание файла редактируется для запуска нужного варианта. Хотя смысл каждой строки ясен из комментария, все же сделаем пояснения к некоторым строкам.

В первой строке в поддиректории, имя которой совпадает с именем материала для которого проводится счёт, указывается имя файла, в котором находятся значения объёмного источника нагрева $Q(x)$, которые должны использоваться в данном варианте. Во второй строке указывается файл с табличными данными скорости испарения мишени в зависимости от температуры поверхности.

В строке **1** – энтальпия сублимации мишени, которая входит в граничные условия (1.7) и (1.8).

В строке **9** – диапазон размазки по T теплоёмкости $\tilde{c}_p(T)$ (см. уравнение (1.6))

В строке **11** энтальпия плавления. Этот параметр является так же ключом: если значение 0, то решается обычное уравнение теплопроводности, если не 0 – то задача Стефана.

В строке **12** – указывается температура (несколько отличающаяся от температуры плавления) от которой должна определяться граница разрушения.

Строки **13–15** – единицы обезразмеривания (см. раздел 1.1).

Параметр строки **20** `key_cr = 0` задает теплоёмкость графита по формуле (4.15), если `key_cr ≠ 0` – то по формуле (4.14).

В процессе счета определяются:

- глубина разрушения, которая определяется как расстояние от испаряющейся поверхности до внутренней точки расплава, температура которой задаётся в строке **12**.
- полная энергия $= t \cdot \int_0^{x_d} Q(0, y) dy$, определяющая полную энергию, подводимую к мишени.
- глубина испарения $= \int_0^t U_w(z) dz$.

Нажатие клавиши ‘пробел’ вызывает остановку счёта, повторное нажатие этой клавиши – продолжение счёта. При старте программы в правом нижнем углу формы имеется окно, куда можно занести имя файла (например hufu). После нажатия ‘пробела’ и остановки счёта нажатие клавиши ‘z’ вызовет запись распределения температуры в файл hufu1. Если снова остановить счёт и произвести запись, то данные запишутся в файл hufu2 и т.д.

Нажатие клавиши ‘e’ прекращает счёт и выход в главную форму для счёта другого варианта.

Параметр `tstop` делится на 200 и с этим шагом по времени в файл ‘Tbounds’ заносятся значения температур граничных поверхностей.

Список литературы

- [1] Astrelin V.T., Burdakov A.V., Chebotaev P.Z., Filippov V.V., Koidan V.S., Mekler K.I., Melnikov P.I., Postupaev V.V., Rovenskikh A.F., Shcheglov M.A., Wuerz H. *Hot electron target interaction experiments at the GOL-3 facility*. Nuclear Fusion, Vol. 37, No.11 (1997) 1541-1558.
- [2] Олейник О.А. *Об одном методе решения общей задачи Стефана*. ДАН СССР, 1960, ь 5, 1054–1057
- [3] Самарский А.А., Моисеенко Б.Д. *Экономичная схема сквозного счёта для многомерной задачи Стефана*. ЖВМ и МФ, 1965, т.5, 816-828.
- [4] Анисимов С.И. и др. *Действие излучения большой мощности на металлы*. М., Наука, 1970.
- [5] H.R. Leider, O.H. Krikorian and D.A. Young *Thermodynamic properties of carbon up to the critical point*. Carbon, 1973, Vol.11, pp.555-563.
- [6] *Термодинамические свойства индивидуальных веществ*. Справ.изд. В 4-х томах. М., Наука, 1978, Т.II, кн.I
- [7] Carbon and graphite Handbook. ch.19
- [8] А.С. Охотин, Теплопроводность твердых тел, М., 1984
- [9] В.А.Таюрский. Препринт ИЯФ 89–16.
- [10] Физические величины (спр.). М., Энергоатомиздат, 1991.

П.З. Чеботаев

**Численное моделирование
разрушения мишени
мощным электронным пучком
(Программы DISWALL и SOURCE)**

P.Z. Chebotaev

**Numerical simulation of target destruction
induced by powerful electron Beam
(Codes DISWALL and SOURCE)**

ИЯФ 2000-95

Ответственный за выпуск А.М. Кудрявцев

Работа поступила 14.12.2000 г.

Сдано в набор 15.12.2000 г.

Подписано в печать 18.12.2000 г.

Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 1.7 печ.л., 1.4 уч.-изд.л.

Тираж 90 экз. Бесплатно. Заказ N 95

Обработано на IBM PC и отпечатано на
ротапринте ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН
Новосибирск, 630090, пр.академика Лаврентьева, 11.