



Title	レーザー核融合炉固体壁の熱的応答に関する研究
Author(s)	山本, 敬治; 古河, 裕之; 城崎, 知至 他
Citation	Journal of Plasma and Fusion Research. 2006, 82(12), p. 838-842
Version Type	VoR
URL	<a href="https://hdl.handle.net/11094/3219">https://hdl.handle.net/11094/3219</a>
rights	
Note	

*The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA*

<https://ir.library.osaka-u.ac.jp/>

The University of Osaka



## 研究論文

# レーザー核融合炉固体壁の熱的応答に関する研究

山本 敬治<sup>1), 4), \*</sup>, 古河 裕之<sup>2)</sup>, 城崎 知至<sup>1)</sup>, 神前 康次<sup>3)</sup>, 廣岡 慶彦<sup>3)</sup>,  
上田 良夫<sup>4)</sup>, 西川 雅弘<sup>4)</sup>, 田中 和夫<sup>1), 4)</sup>

<sup>1)</sup>大阪大学レーザーエネルギー学研究センター, <sup>2)</sup>レーザー技術総合研究所, <sup>3)</sup>核融合科学研究所,  
<sup>4)</sup>大阪大学大学院工学研究科

(原稿受付: 2006年6月16日 / 原稿受理: 2006年11月9日)

固体壁方式のレーザー核融合炉チャンバの概念設計研究において、ターゲットから放出されるX線、荷電粒子のエネルギーによる固体第一壁の温度上昇の評価は重要な課題である。本研究ではターゲットの核融合反応より放出されるエネルギー・パルスとスペクトルを用いて、固体第一壁にタングステンを用いた場合のエネルギー密度および温度プロファイルの評価を行った。核融合出力20 MJで炉半径4 mと核融合出力80 MJで炉半径8 mの場合、パルス負荷(1.85 J/cm<sup>2</sup>)照射後のタングステン第一壁の温度上昇は400 K～500 K程度にとどまり、第一壁はタングステンの溶融温度(3660 K)よりも十分に低いことを示した。

### Keywords:

laser fusion, reactor chamber, first wall, dry wall, tungsten

## 1. はじめに

レーザー核融合炉チャンバ第一壁は、ターゲットの核融合反応から放出される高強度、短パルスのX線、アルファ粒子、荷電粒子(炭素イオン、水素イオン、重水素イオン、三重水素イオン)、中性子の照射を受ける。現在、レーザー核融合炉チャンバの第一壁には、液体金属等を用いた液体壁(Liquid Wall)方式と、高融点金属や炭素材を用いた固体壁(Dry Wall)方式が検討されている。液体壁方式は炉チャンバを小さくできる可能性があり、将来の発電プラントにおいては有望な方式の一つであるが、実際に建設するには様々な技術的課題が存在する。一方、固体壁方式は、実際に建設する際の技術的な課題は少ないが、液体壁方式と比べると第一壁アブレーションが起こった場合に第一壁の損傷を補うことが難しく、アブレーションが起こらないようにチャンバーの半径は大きくする必要がある。しかし、プラントの熱効率や経済性に加えてターゲットインジェクション、レーザーの集光性等を考慮すると、炉チャンバは小さい方が望ましいため、炉チャンバの大きさには上限を設けることになる。

本研究では、第一壁材料に熱伝導性が良く高い融点を持つタングステンを使用した場合を想定し、核融合エネルギーの照射による第一壁の温度変化の評価を行った。その結果、核融合反応を実証するための実験施設相当の熱負荷、小型発電プラント相当の熱負荷において、固体壁を用いた炉チャンバを設計することが可能なWindowが存在することを示す。なお、ターゲットの核融合反応により発生

する中性子の持つエネルギーは全核融合エネルギーの80%程度を占めているが、中性子は飛程が長く第一壁表面付近にほとんどエネルギーを付与しないため、本研究では考慮しないこととする。

## 2. 炉チャンバ第一壁に照射する核融合エネルギー・パルス

最初に(1)核融合エネルギー  $E = 20 \text{ MJ}$ 、炉チャンバ半径  $R = 4 \text{ m}$  の場合(核融合反応を実証するための実験施設相当の熱負荷)と、(2)核融合エネルギー  $E = 80 \text{ MJ}$ 、炉チャンバ半径  $R = 8 \text{ m}$  の場合(小型発電プラント相当の熱負荷)の二つの条件を想定し、第一壁表面に照射する核融合エネルギーの評価を行った。なお、本論文では、核融合出力からのフルエンスを、通常固体のアルミ等が急激なパルス負荷によりアブレーションするしきい値(約2 J/cm<sup>2</sup>)<sup>[1]</sup>を指針として、炉半径を設定した。

また、(2)の場合は、爆縮用レーザーの繰り返し数を10 Hz、核融合エネルギーの電気への変換効率を30%と想定すると、電気出力が24万 KW の小型発電プラントに相当する。また、(2)の場合を(1)と比較すると、核融合エネルギーは4倍、炉チャンバ半径は2倍、炉の表面積は4倍である。中性子を除いたフルエンス(炉チャンバ内面の第一壁単位面積当たりに照射するエネルギー量)は、(1)と(2)の場合で同じ1.85 J/cm<sup>2</sup>であるため、同じフルエンスで炉チャンバ設計条件が違う場合の第一壁の温度変化の比較を行うことができる。

*Study on Thermal Responses of Dry Walls in Laser Fusion Reactors*

YAMAMOTO Keiji<sup>1)</sup>, FURUKAWA Hiroyuki, JOHZAKI Tomoyuki, KOZAKI Yasuji, HIROOKA Yoshihiko, UEDA Yoshio, NISHIKAWA Masahiro and TANAKA Kazuo A.

\*現在の所属:新エネルギー・産業技術総合開発機構 (NEDO フェロー)

ターゲットの核融合反応から放出される核融合エネルギーは、一次元爆縮シミュレーションコードILESTA-1D [2] および燃焼シミュレーションコードMEDUSA-Q[3-6]を用いて求められた核融合エネルギーが400 MJの計算結果[7-9]を基に、X線に関しては強度とエネルギー量を、アルファ粒子と荷電粒子に関しては出力比に応じて粒子数を減少させ、(1)と(2)の場合の核融合エネルギーパルスとして用いた。

以上の条件より求められた第一壁表面の単位面積あたりに照射するエネルギー強度を図1に示す。図の縦軸は照射するエネルギーの強度、図の横軸は爆縮レーザー照射後からの時間である。

(1)  $E = 20 \text{ MJ}$ ,  $R = 4 \text{ m}$  の場合は、爆縮レーザー照射後 51 ns にピーク強度  $2 \times 10^9 \text{ W/cm}^2$ 、パルス幅 0.1 ns 以下の X 線が第一壁に照射する。爆縮レーザー照射から 0.3  $\mu\text{s}$  後には、重水素と三重水素の核融合反応により発生した、ピーク強度が  $1.5 \times 10^6 \text{ W/cm}^2$ 、パルス幅 0.4  $\mu\text{s}$  程度のアルファ粒子が第一壁に照射する。爆縮レーザー照射から 0.75 ~ 1.00  $\mu\text{s}$  後には、ピーク強度が  $1.2 \times 10^7 \text{ W/cm}^2$  の炭素、水素のイオンが第一壁に照射する。爆縮レーザー照射から 1.0  $\mu\text{s}$  以降には、強度が  $2 \times 10^6 \text{ W/cm}^2$  程度で核融合反応を起こさず燃え残った重水素イオン、三重水素イオンが第一壁に到達する。また、(2)  $E = 80 \text{ MJ}$ ,  $R = 8 \text{ m}$  の場合は、(1)と比較するとイオンの強度は 1/2 倍、照射開始時刻とパルス幅は 2 倍となる。

次に、(1)と(2)の場合において、第一壁に照射する X 線、アルファ粒子、炭素イオン、水素イオン、重水素イオン、三重水素イオンのエネルギー強度とパルス幅を要約したものを表1に示す。

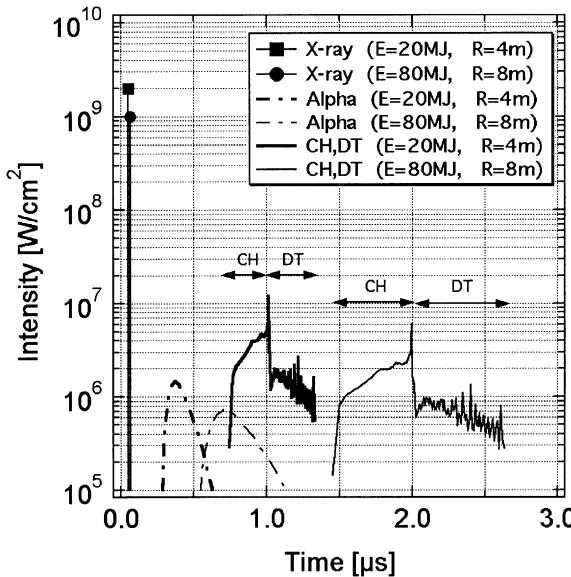


図1 第一壁表面での核融合エネルギー照射強度。記号付きの実線はX線、一点鎖線はアルファ粒子、実線は荷電粒子(C, H,D,T)の第一壁への照射強度を表している。また、太線は核融合出力20 MJ、炉チャンバ半径4 m、細線は核融合出力80 MJ、炉チャンバ半径8 mの場合を表している。

表1 第一壁温度の計算条件

	Case 1	Case 2
Fusion Power	$E = 20 \text{ MJ}$	$E = 80 \text{ MJ}$
Chamber Radius	$R = 4 \text{ m}$	$R = 8 \text{ m}$
Fluence	$1.85 \text{ J/cm}^2$	$1.85 \text{ J/cm}^2$
X-rays Peak Intensity	$2 \times 10^9 \text{ W/cm}^2$	$1 \times 10^9 \text{ W/cm}^2$
X-rays Pulse	0.1 ns	0.2 ns
Alpha Peak Intensity	$1.48 \times 10^6 \text{ W/cm}^2$	$7.4 \times 10^5 \text{ W/cm}^2$
Alpha Pulse	0.6 $\mu\text{s}$	1.2 $\mu\text{s}$
CH,DT Peak Intensity	$1.2 \times 10^7 \text{ W/cm}^2$	$6.0 \times 10^6 \text{ W/cm}^2$
CH,DT Pulse	0.8 $\mu\text{s}$	1.6 $\mu\text{s}$

### 3. 第一壁のエネルギー密度、温度の計算モデル

パルス状の核融合反応から発生するX線や各種粒子によるエネルギーの付与により、タンゲステン第一壁のエネルギー密度、温度は上昇する。第一壁のエネルギー密度は、第一壁に照射するX線、荷電粒子(イオン)のエネルギー強度とスペクトルおよび、タンゲステンのX線質量吸収[10]と阻止能[11]を用いて計算することができる。第一壁の温度は、第一壁のエネルギーの付与と熱伝導を考慮したモデル[12]を用いて評価を行った。以下に本研究で用いたモデルについて詳述する。

#### 1) 第一壁のX線と荷電粒子エネルギー付与の計算

ある時刻  $t$ において、第一壁表面から深さ  $x$  におけるX線の強度  $I(x, t) [\text{W/cm}^2]$  は、ある周波数  $\nu_i$  を持つX線の第一壁表面における強度を  $I(\nu_i, 0, t) [\text{W/cm}^2]$ 、第一壁の密度を  $\rho [\text{g/cm}^3]$ 、X線質量吸収係数を  $\mu(\nu_i) [\text{cm}^2/\text{g}]$  とすれば、

$$I(x, t) = \sum_{i=1}^{i_{\max}} I(\nu_i, 0, t) \exp[-\rho \mu(\nu_i) x] \quad (1)$$

で表わされる。ここで  $i_{\max}$  は、核燃焼計算中のX線の輸送計算に用いたX線の群の数である。

X線により壁に付与される、単位体積・単位時間あたりのエネルギー  $Q_x(x, t) [\text{W/cm}^3]$  は、以下のように表される。

$$Q_x(x, t) = -\frac{\partial I(x, t)}{\partial x} = \sum_{i=1}^{i_{\max}} \rho \mu(\nu_i) I(\nu_i, 0, t) \exp[-\rho \mu(\nu_i) x] \quad (2)$$

同様に荷電粒子について考察する。第一壁材料中のある

深さ  $x$  [cm] の位置での荷電粒子のエネルギーを  $E(x)$  [MeV], その荷電粒子が  $dx$  [cm] 進んだ時に持つエネルギーを  $E(x+dx)$  [MeV] とするとき, 阻止能  $S(E)$  [MeV/cm] は,

$$S\{E(x)\} = -\frac{dE(x)}{dx} \quad (3)$$

と表わされる. 本研究では, タングステンの阻止能として, 実験により測定された文献値[11]を用いた.

(3)式は 1 粒子あたりの式であるが, ある時刻  $t$  [sec] において壁表面でエネルギー  $E(0, t)$  [MeV] を持つ粒子が単位面積・単位時間あたり  $N(t)$  個, 壁に照射されるとすると, 荷電粒子により壁に付与される, 単位体積・単位時間あたりのエネルギー  $Q_p(x, t)$  [W/cm<sup>3</sup>] は, 以下のように表される.

$$Q_p(x, t) = N(t)S(E(x, t)) = -N(t)\frac{\partial E(x, t)}{\partial x} \quad (4)$$

## 2) 第一壁のエネルギー密度と熱伝導の計算

爆縮レーザー照射からの時間が  $t$ , 第一壁表面からの深さが  $x$  の場合, 第一壁のエネルギー密度  $U(x, t)$  [J/cm<sup>2</sup>] は核融合エネルギーの付与と熱伝導を考慮すると,

$$\frac{\partial U(x, t)}{\partial t} = \kappa \nabla^2 T(x, t) + Q_x(x, t) + Q_p(x, t) \quad (5)$$

と表わされる. ここで  $\kappa$  は第一壁の熱伝導率 [W/(cm·K)],  $T$  は第一壁の温度 [K] である.

## 3) 第一壁の融解条件判定

対象にしている第一壁材料の体積を  $\Delta V$  [cm<sup>3</sup>], 密度を  $\rho$  [g/cm<sup>3</sup>], 初期温度を  $T_0$  [K], 融点を  $T_M$  [K], 比熱を  $C_1$  [J/g·K], 融解熱を  $H_M$  [J/g] とすると, 第一壁が融点 (3660 K) まで温度上昇するエネルギー密度  $E_{3660K}$  [J/cm<sup>3</sup>] と第一壁が融解するエネルギー量のしきい値  $E_{MELT}$  [J/cm<sup>3</sup>] は,

$$E_{3660K} = \rho \Delta V C_1 (T_M - T_0) \\ E_{MELT} = \rho \Delta V \{ C_1 (T_M - T_0) + H_M \} \quad (6)$$

となる. タングステンの物性値として, 密度  $\rho = 19.3$  g/cm<sup>3</sup>, 比熱  $C_1 = 0.1327$  J/g·K, 融解熱  $H_M = 192.5$  J/g, 融点  $T_M = 3660$  K および,  $\Delta V = 1$  cm<sup>3</sup>,  $T_0 = 1173$  K を代入すると, タングステン第一壁が融点の 3660 K まで温度上昇するエネルギー密度は  $E_{3660K} = 6.4 \times 10^3$  J/cm<sup>3</sup> 程度, 第一壁の融解が発生するエネルギー密度のしきい値は  $E_{MELT} = 1.0 \times 10^4$  J/cm<sup>3</sup> 程度となる. ここで,  $T_0$  は固体第一壁をガス冷却するため, 冷却チャンネルの温度として, ガスターインの入口温度 (タービン材料の耐熱温度) に等しい 1173 K とした.

## 4. 核融合エネルギーの照射による第一壁の熱応答の評価

### 4.1 固体第一壁のエネルギー密度の変化

前章の計算モデルを用いて, 核融合エネルギー照射終了

付近の時刻におけるタングステン第一壁のエネルギー密度を評価した. X 線エネルギー付与後の第一壁のエネルギー密度の計算結果を図 2 に示す. 図の縦軸は第一壁材料内のエネルギー密度, 横軸は第一壁表面からの深さである. エネルギー密度が  $6.4 \times 10^3$  J/cm<sup>3</sup> にある二点鎖線 (Energy for 3660 K) は, タングステン第一壁が初期温度の 1173 K から融点の 3660 K まで温度上昇するのに必要なエネルギー密度である. エネルギー密度が  $1.0 \times 10^4$  J/cm<sup>3</sup> にある実線 (Energy for Melting) は, タングステン第一壁が融解するエネルギー密度のしきい値である. X 線のエネルギー付与により, (1)  $E = 20$  MJ,  $R = 4$  m, (2)  $E = 80$  MJ,  $R = 8$  m の場合とも, 照射強度の増加分はチャンバーサイズと相殺するため, 第一壁は表面で  $380$  J/cm<sup>3</sup>, 深さ  $10 \mu\text{m}$  で  $15$  J/cm<sup>3</sup>, 深さ  $50 \mu\text{m}$  で  $3$  J/cm<sup>3</sup> 程度エネルギー密度が上昇する. X 線のエネルギーパルスは  $1$  ns 程度であり, 热伝導の影響がほとんど効かないため, (1), (2) の場合において, ほとんど同じエネルギー密度の分布を示している.

次に, X 線, アルファ粒子エネルギー付与後の第一壁のエネルギー密度の計算結果を図 3 に示す. (1)  $E = 20$  MJ,  $R = 4$  m の場合, アルファ粒子照射直後の第一壁表面のエネルギー密度は  $383$  J/cm<sup>3</sup> である. (2)  $E = 80$  MJ,  $R = 8$  m の場合, 第一壁表面のエネルギー密度は  $284$  J/cm<sup>3</sup> である. ここで, (2) の場合は, (1) の場合と比較してフルエンスは同じ  $1.85$  J/cm<sup>2</sup> であるが, エネルギー強度が  $1/2$  倍, パルス幅が 2 倍となるため, 第一壁表面のエネルギー密度は  $26\%$  低下している. また, 表面から  $7.2 \mu\text{m}$  の深さでは(1), (2) の場合とも  $185$  J/cm<sup>3</sup> となり, 第一壁表面から深さ  $7.3 \mu\text{m}$  以上の深さでは, (2) の場合が(1) の場合よりエネルギー密度が大きくなっている. 理由は, (2) の場合は(1) の場合よりパルス幅が 2 倍となるため, 第一壁表面付近に付与されたエネル

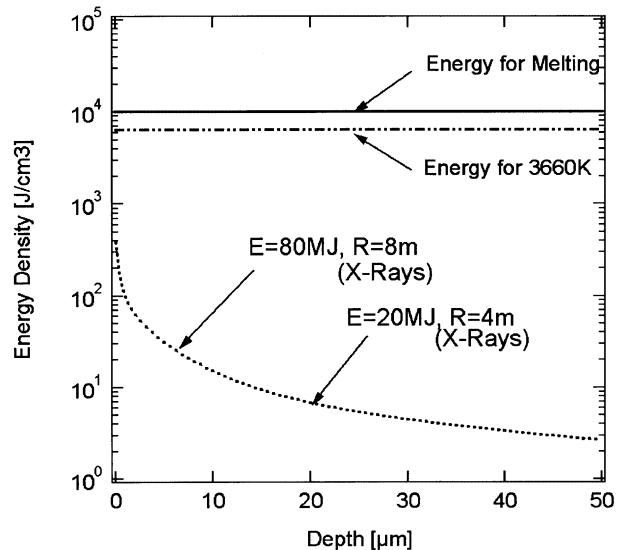


図 2 第一壁での核融合エネルギー付与の計算結果 (X-rays). 図の点線が, X 線照射直後の第一壁のエネルギー密度である. また, 二点鎖線 (Energy for 3660 K) は, タングステン第一壁が初期温度の 1173 K から融点の 3660 K まで温度上昇するのに必要なエネルギー密度で, 実線 (Energy for Melting) は, タングステン第一壁が融解するエネルギー密度のしきい値である.

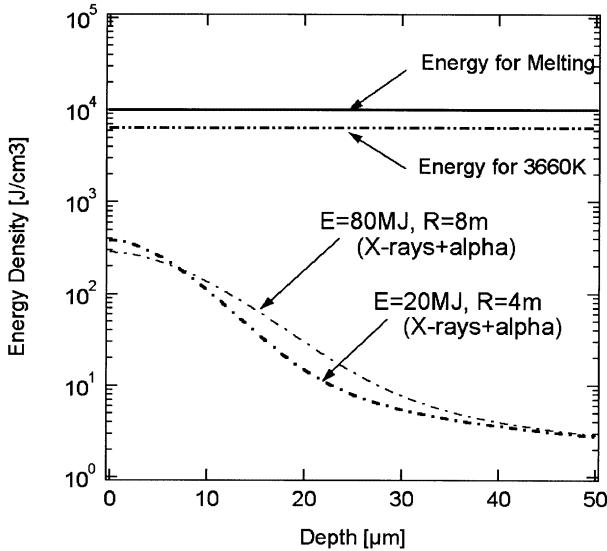


図3 第一壁での核融合エネルギー付与の計算結果(X-rays+Alpha)。図の一点鎖線が、アルファ粒子照射直後の第一壁のエネルギー密度である。また、二点鎖線(Energy for 3660 K)は、タングステン第一壁が初期温度の1173Kから融点の3660Kまで温度上昇するのに必要なエネルギー密度で、実線(Energy for Melting)は、タングステン第一壁が融解するエネルギー密度のしきい値である。

ギーが、熱伝導により第一壁の奥に移動するためである。深さ50 μmでは、(1), (2)の場合ともエネルギー密度は3 J/cm³程度となっている。

X線、アルファ粒子、荷電粒子(C, H, D, T)エネルギー付与後の第一壁のエネルギー密度の計算結果を図4に示す。(1)  $E = 20 \text{ MJ}$ ,  $R = 4 \text{ m}$ の場合、荷電粒子照射直後の第一壁表面のエネルギー密度は  $1304 \text{ J/cm}^3$ である。(2)  $E = 80 \text{ MJ}$ ,  $R = 8 \text{ m}$ の場合、第一壁表面のエネルギー密度は  $926 \text{ J/cm}^3$ である。ここで、(2)の場合は、(1)の場合と比較してフルエンスは同じ  $1.85 \text{ J/cm}^2$ であるが、エネルギー強度が  $1/2$ 倍、パルス幅が2倍となる影響で、第一壁表面のエネルギー密度は  $29\%$ 低下している。しかし、第一壁表面から深さ10 μmでのエネルギー密度は、(1)の場合は  $724 \text{ J/cm}^3$ 、(2)の場合は  $680 \text{ J/cm}^3$ となり、その差は  $6\%$ に減少している。また、第一壁表面から深さ11.2 μm以上の深さでは、(2)の場合が(1)の場合よりエネルギー密度が大きくなっている。深さ50 μmでは、(1)の場合のエネルギー密度は  $3 \text{ J/cm}^3$ 程度、(2)の場合のエネルギー密度は  $7 \text{ J/cm}^3$ 程度となっている。なお、第一壁の最大エネルギー密度は、(1), (2)の場合とも融解するしきい値の  $1/5$ 以下であり、第一壁の融解は発生しない。(2)の場合、融解に達する核融合出力は、400 MJ規模に相当する。

#### 4.2 固体第一壁の温度プロファイルの時間変化

次に、(1)  $E = 20 \text{ MJ}$ ,  $R = 4 \text{ m}$ , (2)  $E = 80 \text{ MJ}$ ,  $R = 8 \text{ m}$ の場合において、第一壁の温度プロファイルの評価を行った。(1)の場合の第一壁の温度プロファイルを図5、(2)の場合の第一壁の温度プロファイルを図6に示す。図の縦軸は第一壁の温度、横軸は第一壁表面からの深さを示している。1173 Kにある太い点線は、本研究でタングステン第一壁の初期温度として想定した値である。

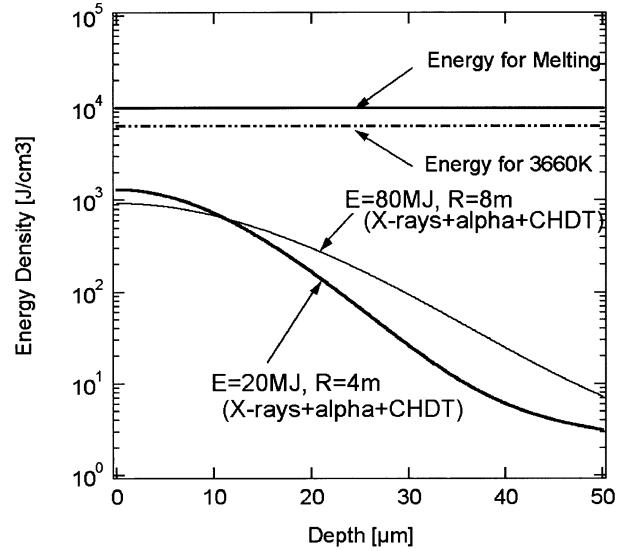


図4 第一壁での核融合エネルギー付与の計算結果(X-rays+Alpha+CHDT)。図の実線が、荷電粒子(C, H, D, T)照射直後の第一壁のエネルギー密度である。また、二点鎖線(Energy for 3660 K)は、タングステン第一壁が初期温度の1173 Kから融点の3660 Kまで温度上昇するのに必要なエネルギー密度で、実線(Energy for Melting)は、タングステン第一壁が融解するエネルギー密度のしきい値である。

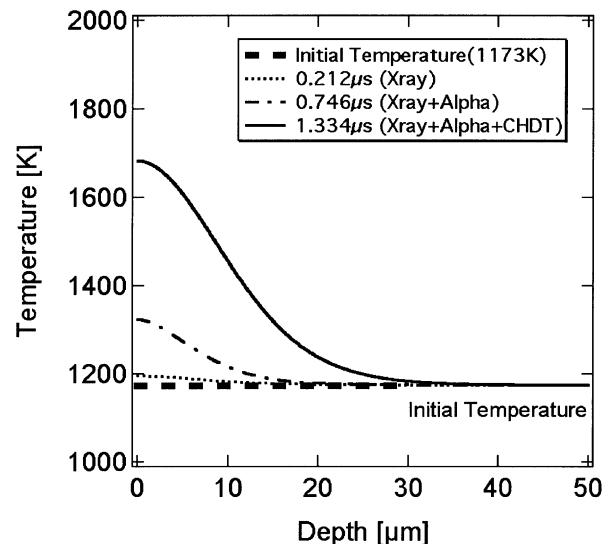


図5 第一壁の温度プロファイル( $E = 20 \text{ MJ}$ ,  $R = 4 \text{ m}$ )。図の点線がX線照射直後、一点鎖線がアルファ粒子照射直後、実線が荷電粒子(C, H, D, T)照射直後の第一壁の温度である。また、太い点線(1173 K)は、タングステン第一壁の初期温度である。

図の点線(図5では  $0.212 \mu\text{s}$ , 図6では  $0.424 \mu\text{s}$ )は、アルファ粒子照射直前の時刻の第一壁の温度である。この時刻では、X線エネルギーの照射により、第一壁表面の温度は(1), (2)の場合とも  $1195 \text{ K}$ まで上昇する。図の一点鎖線(図5では  $0.746 \mu\text{s}$ , 図6では  $1.492 \mu\text{s}$ )は、荷電粒子照射直前の時刻の第一壁の温度である。この時刻では、X線とアルファ粒子のエネルギーの照射により、第一壁表面の温度は(1)の場合は  $1322 \text{ K}$ , (2)の場合は  $1284 \text{ K}$ まで上昇する。図の実線(図5では  $1.334 \mu\text{s}$ , 図6では  $2.668 \mu\text{s}$ )は、荷電

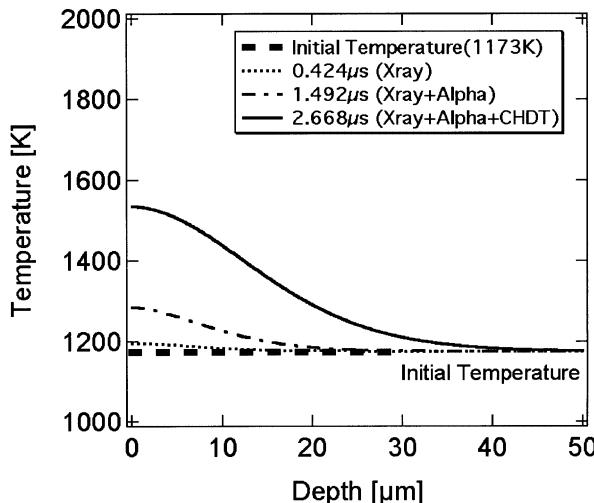


図6 第一壁の温度プロファイル( $E = 80 \text{ MJ}$ ,  $R = 8 \text{ m}$ )。図の点線がX線照射直後、一点鎖線がアルファ粒子照射直後、実線が荷電粒子(C, H, D, T)照射直後の第一壁の温度である。また、太い点線(1173 K)は、タンゲステン第一壁の初期温度である。

粒子照射終了付近の時刻の第一壁の温度である。この時刻では、X線、アルファ粒子、荷電粒子(C, H, D, T)のエネルギーの照射により、第一壁表面の温度は(1)の場合は1682 K、(2)の場合は1534 Kとなっている。また、荷電粒子照射終了付近の時刻において、(1)の場合は表面から30 μm、(2)の場合は表面から40 μmの深さの領域までが、温度上昇していることがわかる。

## 5. 考察および結論

第一壁にタンゲステンを用いたレーザー核融合炉チャンバ固体壁(Dry wall)方式に関して、同じフルエンス1.85 J/cm<sup>2</sup>で異なる設計条件

[1]核融合エネルギー $E = 20 \text{ MJ}$ 、炉チャンバ半径 $R = 4 \text{ m}$   
 [2]核融合エネルギー $E = 80 \text{ MJ}$ 、炉チャンバ半径 $R = 8 \text{ m}$ において、第一壁の温度変化の評価を行った。ここで、(2)の条件は、爆縮レーザーの繰り返し数を10Hz、核融合エネルギーの電気への変換効率を30%とすると、24万KWの小型発電プラントに対応する。結果を以下に示す。

1. X線のエネルギー付与による第一壁の温度上昇は22 K程度と比較的小さい。
2. 核融合出力 $E = 20 \text{ MJ}$ 、炉半径 $R = 4 \text{ m}$ の条件(実験炉に相当)および核融合出力 $E = 80 \text{ MJ}$ 、炉半径 $R = 8 \text{ m}$ の条件(小型発電プラントに相当)においては、核融合エネルギー照射後に固体第一壁は400 K~500 K程度温度上昇するが、タンゲステンの融点(3660 K)に

ははるかに達しない。

3. 炉半径が大きくなる程熱伝導時間が長くなるため、核融合出力 $E = 80 \text{ MJ}$ 、炉半径 $R = 8 \text{ m}$ の条件を核融合出力 $E = 20 \text{ MJ}$ 、炉半径 $R = 4 \text{ m}$ の条件と比較すると、第一壁の温度は100 K~150 K程度低下する。

こうした結果は、熱設計の際の安全係数を考慮しても、十分に余裕がある範囲といえる。つまり、固体壁を用いた場合でも核融合エネルギーに対し適切な炉チャンバ半径を考慮することにより、チャンバの設計が熱的には可能となるパラメータ領域が存在し得ることを意味する。

特に(2)の核融合エネルギー $E = 80 \text{ MJ}$ 、炉チャンバ半径 $R = 8 \text{ m}$ の場合は小型発電プラントの設計条件とほぼ同じ熱負荷であり、本研究は小型発電プラントの固体第一壁チャンバの設計に対して、熱負荷に関しては一つの指針を与えるものと思われる。

## 謝 辞

大阪大学レーザーエネルギー学研究センター元センター長の中山龍彦名誉教授、前センター長の井澤靖和名誉教授、現センター長の三間闘興教授に、この研究を支援していただいたことを感謝します。また、大阪大学の高橋亮人名誉教授、大阪大学大学院工学研究科電気電子情報工学専攻近藤公伯助教授に貴重なコメントをいただいたことを感謝します。

## 参考文献

- [1] S.I. Anisimov and B.S. Luk'yanchuk, Physics-Uspekhi **45**, 293 (2002).
- [2] H. Takabe *et al.*, Phys. Fluids **31**, 2884 (1988).
- [3] Y. Nakao *et al.*, Nucl. Fusion **30**, 143 (1990).
- [4] Y. Nakao *et al.*, J. Nucl. Sci. Technol. **30**, 18 (1993).
- [5] Y. Nakao, T. Honda, M. Fujita, K. Kudo, and H. Nakashima, J. Nucl. Sci. Technol. **30**, 1207 (1993).
- [6] J. P. Christiansen *et al.*, Comp. Phys. Commun. **7**, 271 (1974).
- [7] T. Johzaki, *private communication*.
- [8] Y. Nakao, T. Honda, M. Fujita, K. Kudo and H. Nakashima, J. Nucl. Sci. Technol. **30**, 1207 (1993).
- [9] H. Takabe *et al.*, Phys. Fluids **31**, 2884 (1998).
- [10] Angela Li-Scholz, Atomic Data and Nuclear Data Tables **54**, 286 (1993).
- [11] J.F. Ziegler, Stopping Cross-Sections for Energetic Ions in All Elements Volume **5**, 367 (1980).
- [12] H. Furukawa, Y. Kozaki, K. Yamamoto, T. Johzaki and K. Mima, Fusion Eng. Des. **73**, 95 (2005).