



Title	レーザー核融合炉液体壁チェンバー設計のためのアブレーションのシミュレーション
Author(s)	古河, 裕之; 城崎, 知至; 神前, 康次 他
Citation	Journal of Plasma and Fusion Research. 2006, 82(9), p. 617-627
Version Type	VoR
URL	https://hdl.handle.net/11094/3426
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

レーザー核融合炉液体壁チェンバー設計のための アブレーションのシミュレーション

古河 裕之¹⁾, 城崎 知至¹⁾, 神前 康次¹⁾, 乗松 孝好¹⁾, 疇地 宏¹⁾,
西川 雅弘²⁾, 田中和 夫^{1),2)}, 三間 罔 興¹⁾, 苔米地 顕³⁾, 山中 千代衛
レーザー技術総合研究所, ¹⁾大阪大学レーザーエネルギー学研究センター,
²⁾大阪大学大学院工学研究科, ³⁾元電力中央研究所顧問

(Received 1 December 2005/Accepted 24 July 2006)

We have developed an integrated simulation code to analyze ablations of liquid wall chamber of laser fusion reactor by X-rays, α particles and charged particles from fusion burning targets. We estimate ablation depth of liquid wall chamber, density, temperature, and velocity profiles in ablated plumes for several cases. We estimate the total ablation mass of liquid wall chamber.

Keywords:

liquid wall chamber, laser fusion reactor, integrated simulation code, ablation

1. はじめに

レーザー核融合炉発電プラント設計の主な課題として、大きく分類して次の5つが挙げられる[1]. 1)爆縮炉心プラズマ設計, 2)レーザー設計, 3)ターゲット製作及び供給技術, 4)炉チェンバー設計, 5)ブランケット, 発電系, 最終光学系等の設計. この1)~5)は, それぞれに独立性は高いが密接に関係しており, 1)~5)等を独自に進めながら総括しつつプラント全体の設計を行う必要がある. この中で, 1)~3)はレーザー核融合特有の物であり, 大阪大学レーザーエネルギー学研究センターを中心に精力的に研究が進められている[2]. 5)は, 原子力発電所や磁場核融合の技術と共通するところが多く, そちらで精力的に研究が進められている. しかし4)炉チェンバー設計に関しては, 磁場核融合炉チェンバーや爆縮炉心プラズマの条件と大きく異なり, あまり研究が進んでいない. 本研究により, 4)炉チェンバー設計に関して進展が見られた. 本論文では, 4)炉チェンバー設計に焦点を当て, 詳細に報告する.

プラントの発電効率を上げるためにはブランケットを高温に保つ方が良く, チェンバーの半径を小さくする方が望ましい. 炉心からのX線, α 粒子, デブリ等の熱衝撃から壁を保護するためには, 半径を大きくする方が望ましい. 半径数メートルのチェンバーの内壁を液体金属流で保護する液体壁チェンバー概念は, この2つの相反する要求を満たすための最適解の一つである, と考えられる.

レーザー核融合炉の場合, チェンバーの中心部で核燃焼

反応を起こし, 密度は固体密度の1,000倍程度になるため, 液体壁の温度が十分に低ければ(例えば1,000 K程度以下), 壁からの飽和蒸気圧程度の金属蒸気存在は, 核燃焼反応にはほとんど影響しない. よって液体を積極的に使用した炉設計が成立し得る.

レーザー核融合炉液体壁チェンバーの課題としては, 4-1)液体金属流が安定に実現し得るか, 4-2)液体金属がどの程度アブレーションするか, 4-3)アブレートした物質が, チェンバー内でどう振る舞うか(クラスター化等), 4-4)現在提唱されている概念設計[1,2]においては, 1つの炉の繰り返し周期が4 Hzとされており, そのため0.1 s程度の時間で十分に排気できるか, (チェンバーをクリーンに保てるか)は重要な課題となる. 上記課題に取り組むため, 本研究においてDECORE (DEsign COde for REactor)を開発した. 2章にて, DECOREについて詳述する. 問題となるアブレーション, および飛散物質の挙動は, 液体壁表面へ入射するX線および α 粒子, デブリ粒子等のエネルギー構成と液体壁の自由界面形状に強く依存する. アブレーションした液体金属蒸気は, チェンバー内に飛散する過程で一部クラスター化しながら, 液体壁表面で再凝縮するので, チェンバー排気に要する時間は液体壁自由界面の形状, 温度条件に強く依存する. プラント設計から見た液体壁設計に対する主な課題は, a)アブレーション量の評価, b)ブルームの凝縮率等の評価, c)飛散物質の速度の評価等である. a)-c)ともにチェンバー排気に大きく影響する. c)は, 最終光学系のメカニカルシャッターの設計[1]にも大きく

Simulation on Ablation for Design of Liquid Wall Chamber of Laser Fusion Reactor

FURUKAWA Hiroyuki, JOHZAKI Tomoyuki, KOZAKI Yasuji, NORIMATSU Takayoshi, AZECHI Hiroshi, NISHIKAWA Masahiro,

TANAKA Kazuo-A., MIMA Kunioki, TOMABECHI Ken and YAMANAKA Chiyo

corresponding author's e-mail: ran@ile.osaka-u.ac.jp

影響する。

著者らは数年前に、液体鉛壁を想定し、中心点火核融合燃焼から放出される、X線、 α 粒子、デブリ粒子のパルス出力を用いてシミュレーションを行っている[3]。それによると、液体鉛中の厚さ数ミクロン程度の部分が急激に剥がれ落ち、高密度・低温度・低電離のプラズマの固まりとなり、飛散する[3]。文献[3]のシミュレーションには、状態方程式の効果やX線の放射輸送過程は含まれていない。本研究において開発した統合シミュレーションコードDECOREには、原子モデル、状態方程式コード、X線の放射輸送等の効果が含まれている。本研究では、高速点火核融合燃焼から放出される、X線、 α 粒子、デブリ粒子のパルス出力を用いて液体壁のアブレーションのシミュレーションを行った。3章にて詳述する。4章で、プルーム中の粒子のクラスター化の解析について簡単に述べる。5章で、今後の課題について簡単に述べる。6章は結言である。

なお、本研究での解析は、特に断らない限り液体LiPb壁ではなく液体鉛壁を想定した解析である。理由は以下のとおりである。

- 液体LiPbが気化する場合、LiPbとしてではなく、LiとPbに解離してからその後Liが先に気化し、その後、液体鉛として存在する可能性が高い。
- 電荷の違い等から、X線や荷電粒子のエネルギー吸収などの殆どは、Liでなく鉛で決まる。
- まず鉛の場合を解析しその後Li雰囲気を考慮する、という解析の手順で大きな判断ミスはないと思われる。

2. DECORE (DEsign COde for REactor)

高強度X線、および高エネルギーの荷電粒子によるアブレーション過程は、固体、液体、気体、部分電離プラズマが混在する複合複雑現象であり、シミュレーションによる研究はあまり行われていない。文献[3]のシミュレーションには、状態方程式の効果やX線の放射輸送過程は含まれていない。本研究において、原子モデル、状態方程式コード、X線の放射輸送コードを統合し、固体や液体中の温度分布も求め、固体、液体から気体プラズマへの相転移現象を取り込み、状態方程式の効果やX線の放射輸送過程、気体やプラズマの流体運動も求め得る統合シミュレーションコードDECORE (DEsign COde for REactor) を作成した。荷電粒子によるエネルギー付与は、阻止能により評価した[3]。Fig. 1にDECOREの概要を示す。

DECOREは、状態方程式コード、原子モデルコード、放射輸送係数コード、阻止能コード、アブレーション解析コードを統合した統合コードであり、ACOREはアブレーション解析コード部を指す。本論文のACOREは、文献[3]のACOREを大幅に改良したものである。主な改良点を下に記す。

- 状態方程式コードにより生成されるデータ（電離度、圧力、比熱）を取り込んでいる。文献[3]のACOREでは、状態方程式は理想気体とし、 $Z^* = 1$ を仮定していた。
- 自発光のX線の放射輸送を解いている。
- 阻止能に関して、束縛電子の寄与も含んだ物を用いてい

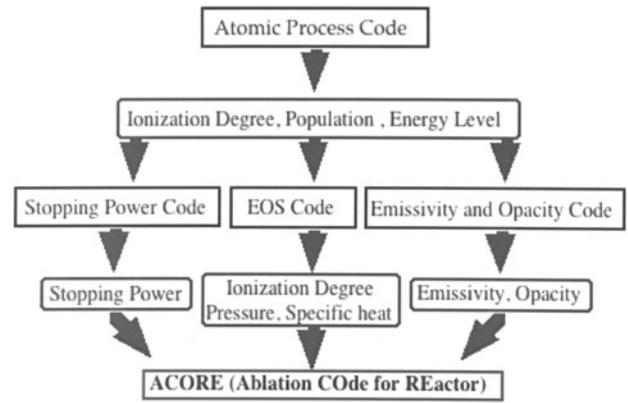


Fig. 1 Schematic diagram of DECORE.

る。文献[3]では、自由電子による阻止能のみであった。液体金属はX線、荷電粒子からのエネルギー付与により加熱され、相変化を起こしアブレーションを起こす。DECOREでは、液体と気体の境界面（アブレーション面）の時間発展を記述することができる。アブレーションにより飛散した気体の運動は、流体方程式、状態方程式、放射輸送方程式を連立して解くことにより、電離度、比熱、圧力、X線の放射輸送などとともに正確に求められる。原子過程コードから電離度、電子のpopulation、エネルギー準位などを求め、阻止能コード、状態方程式コード、放射係数・吸収係数コードに入力し、阻止能、圧力、比熱、放射係数・吸収係数を計算し、入力データとして用いる。本研究においては、原子モデルとして、岡山大学西川氏が開発した新しい遮蔽水素様モデル[4]を用いた。このモデルは、錫およびキセノン等を用いた極端紫外(EUV)光源開発研究[5]に適用され、その有用性が示されている。

Fig. 2は、電子温度0.01 eV~10 eV、イオン数密度 $10^{14} \text{ cm}^{-3} \sim 10^{24} \text{ cm}^{-3}$ 、という広範囲において求めた鉛の電離度である。高エネルギーの荷電粒子によるアブレーションでは、鉛プラズマの典型的な温度は数eVであり[3]、非常に電離度の低いプラズマが生成されることが予想される。鉛の原子番号は82で、電子状態の詳細な計算はほとんど例が

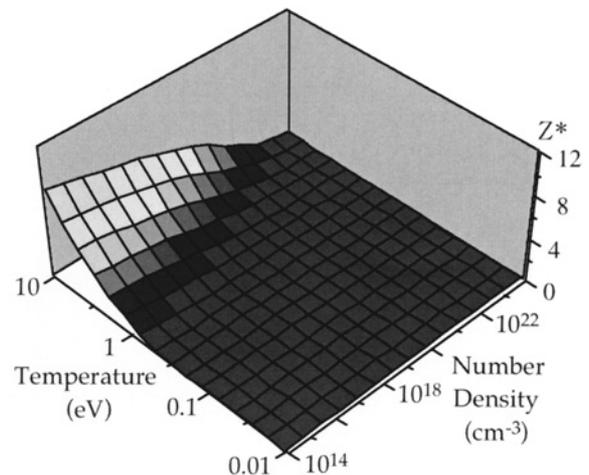


Fig. 2 Ionization degree of Lead.

ない。本研究では、電子状態の配位 (Configuration) として、各価数 (中性含む) の最外殻の1電子励起・電離のみを考慮している。多電子励起、および内殻励起・電離は考慮していない。圧力電離の効果も考慮していない。

荷電粒子による液体金属のアブレーションを評価するには、液体金属やプラズマの荷電粒子に対する阻止能を正確に評価する必要がある。固体金属の荷電粒子に対する阻止能は実験データが存在するが、数 eV 程度のプラズマの荷電粒子に対する阻止能の実験データは殆どなく、理論モデルによる解析が必要である。本解析の条件下では、鉛は多くの束縛電子を持つ低電離プラズマになると考えられ、束縛電子と自由電子では荷電粒子を阻止するメカニズムが大きく異なるので、その定式化は大変重要である。電離度等の評価も含むプラズマと荷電粒子の相互作用の評価は、液体金属のアブレーション量の評価にも大きく影響を与え[3]、ひいては炉概念の成立性にも大きく影響する。高エネルギー荷電粒子と金属および部分電離プラズマの相互作用に関しては未知のところが多く、本研究のスピンオフとしての基礎工学研究への寄与も期待される。

以下に、本統合コード DECORE の特長を記す。

- 原理的には、すべての原子に対して適用可能である。
- 束縛電子の量子状態を記述しており、高 Z 物質の状態を良く記述できる。
- 低温度領域 (低価数領域) でも大きな誤差は生じていない。
- Anisimov Formula[6]により、物質の相転移効果を取り入れた。
- 状態方程式コードにより生成されるデータを取り込み、物質のプロファイルの評価できるようにした。
- 方位量子数依存性を取り入れた遮蔽水素様モデルを用いて放射係数・吸収係数のデータを作成し、それを取り込み、熱束制限多群拡散近似により X 線の放射輸送過程を評価している。
- 金属およびプラズマの阻止能を用いて、荷電粒子のエネルギー付与を求めている。

本研究で開発した統合シミュレーションコード DECORE は、EUV (極端紫外) 光源開発研究とも関連が非常に深く、双方は学際的に相補的に進めていくべき研究テーマである、と言える。DECORE の詳細な式については、APPENDIX を参照のこと。

3. 高速点火方式の液体壁チェンバーのアブレーションのシミュレーション

3.1 はじめに

高速点火核融合燃焼から放出される、X 線、 α 粒子、デブリ粒子等のパルス出力[1,7]を入力値として用いて、高速点火方式の液体壁チェンバーのアブレーションのシミュレーションを行った。Fig. 3は、チェンバーの内壁の断面図を簡略模式化したものである。上蓋部の構造は非常に複雑であり、はっきりとした設計はまだ確立されていない。いくつかの原案はレーザー核融合炉設計委員会[1]等で提案されているが、それについて詳述するのは本論文の主旨で

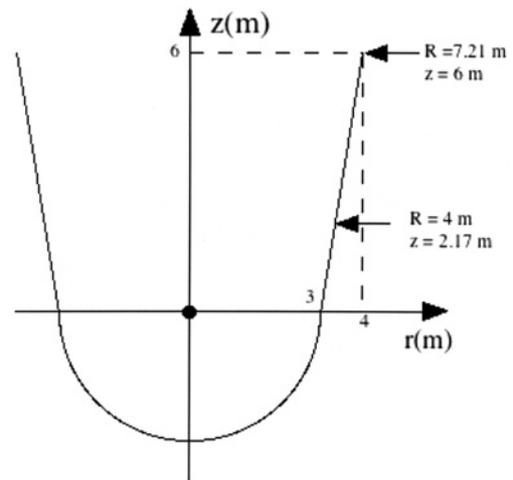


Fig. 3 Schematic diagram of chamber wall.

はないので、上蓋部の記載は割愛する。図中の $z=r=0$ は、ターゲットの位置である。後に詳述するが、本論文ではターゲットから液体壁表面までの距離が3 mの部位 (下蓋部に対応)、4 mの部位 (側面部に対応)、7.21 mの部位 (側面部と上蓋部の境界部に対応)に X 線、 α 粒子、およびデブリ粒子が照射された場合について、斜め入射の効果も考慮し、具体的なシミュレーションを行った。まずはFig. 3の半径3 mの部位に垂直に X 線、 α 粒子、およびデブリ粒子が入射される場合について考察する。液体鉛の厚みを2 mm とし、液体鉛の初期温度およびクーラントの温度は、823.15 K (550°C) とした。斜め入射の場合の考察は後に行う。用いた X 線、 α 粒子、およびデブリ粒子のパルス波形とスペクトルは、FIBMET コード[7]を用いたシミュレーションによる、LiPb コーンの方向の出力データである。まずは、CH、LiPb コーンの効果を考慮していない出力結果を用いた、炉壁のアブレーションの解析結果について述べる。LiPb コーンの効果を考慮した場合については、後に考察する。また FIBMET では、はじめに球対称な爆縮コアありきで計算が行われており、爆縮コアの端の一部が加熱レーザー照射に相当する 30 ps の間加熱される、という条件のもとでシミュレーションを行っている。加熱過程のシミュレーションに関するこれ以上の詳細な記載は、本論文の主旨を大きく超えるので、割愛する。詳細は文献[1]と[7]を参照のこと。

Fig. 4 は、炉心からの X 線のスペクトルと鉛に対する X 線の吸収係数である。X 線のスペクトルは 10 keV 程度のエネルギーでピークを持ち、そのエネルギーにおける吸収係数は、低エネルギーのそれと比べ約 3 桁落ちであり、X 線のエネルギーは液体鉛の表面にはあまり吸収されないことが予想される。Fig. 5 は、壁面での X 線のパルス波形である。加熱用レーザーが照射された瞬間を $t=0$ としている。パルス幅は約 0.1 ns、ピーク強度は 2×10^{10} W/cm² 程度である。Fig. 6 は、壁面での α 粒子およびデブリ粒子のパルス波形である。本研究で考慮しているデブリ粒子種は、水素、重水素、三重水素、およびヘリウム 3 であるが、すべてを記すと図面が煩雑になるので、重水素とヘリウム 3 のパル

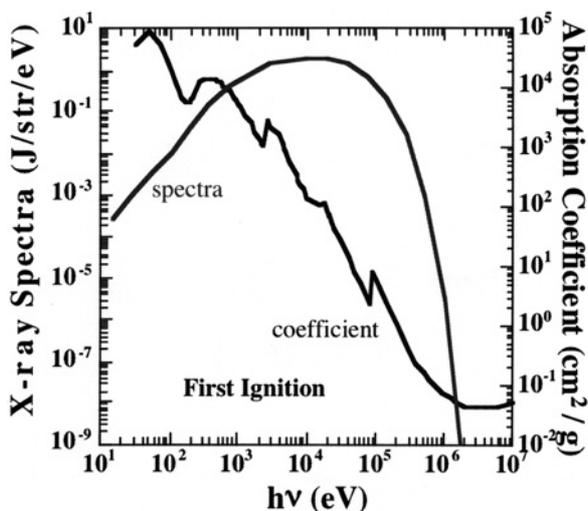


Fig. 4 Spectra of X-ray from fusion target, and absorption coefficients of X-ray of Lead.

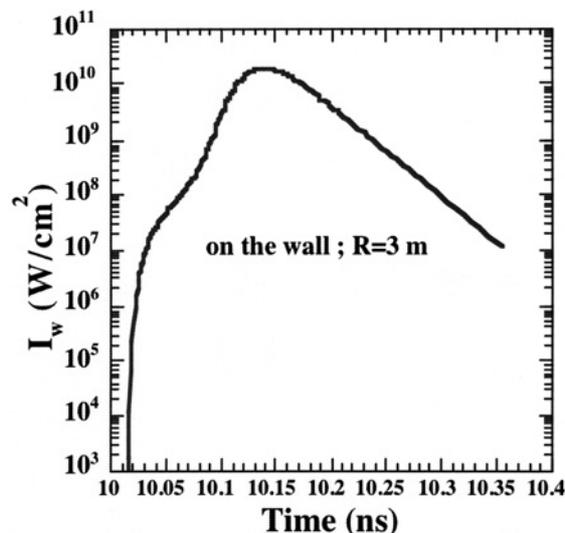


Fig. 5 Pulse shape of X-ray on the liquid wall.

ス波形は記載していない。 α 粒子は、核融合反応により3.52 MeVのエネルギーを持って発生する。その後、爆縮コアの重水素、三重水素プラズマにエネルギーを与え、自らはエネルギーを失い、一部は爆縮コアの外に飛び出し（図中のalpha）、一部は爆縮コアのプラズマと同化し、流体として運動する。爆縮コアプラズマと同化して流体運動する α 粒子についても、そのパルス波形は記載していない。爆縮コアの外に飛び出した α 粒子は、他のデブリ粒子よりも速度が速いため、先に壁に到達する。なお、炉心プラズマに関する研究も完成しているわけではなく、研究の進展に伴い炉心プラズマからの新しいデータが得られる可能性が高い。本研究では、Fig.4のデータ（鉛のX線吸収係数、炉心プラズマからのX線スペクトル）、Fig.5のデータ（液体壁表面でのX線のパルス波形）、およびFig.6のデータ（液体壁表面での α 粒子およびデブリ粒子のパルス波形）を、本研究にて開発した統合シミュレーションコードDECOREのアブレーション解析コード部であるACOREに入力して、シミュレーションを行った。それは炉心チャンバアブレーションの研究としては一例であり、今後炉心プラズマの研究が進展するに従い、炉心プラズマからのX線スペクトル、液体壁表面でのX線のパルス波形、および液体壁表面での α 粒子およびデブリ粒子のパルス波形等の結果が更新される可能性があり、それに伴い、本論文で提唱する結果も後に更新される可能性がある、ことを付記しておく。

3.2 シミュレーション結果

Fig.7は、シミュレーションにより得られた液体壁のアブレーション厚さの時間発展である。参照のために α 粒子と三重水素の入射強度の時間発展も記してある。入射強度が階段状に減少しているのは、アブレーションのシミュレーションの際のコード内での処理に起因しており、物理的なものではない。しかし、アブレーション厚さの時間発展が階段状になっているのは、液体金属の剥がれ現象を表しており、物理的に意味のある、荷電粒子によるアブレーション特有の現象である。荷電粒子のエネルギー付与の特

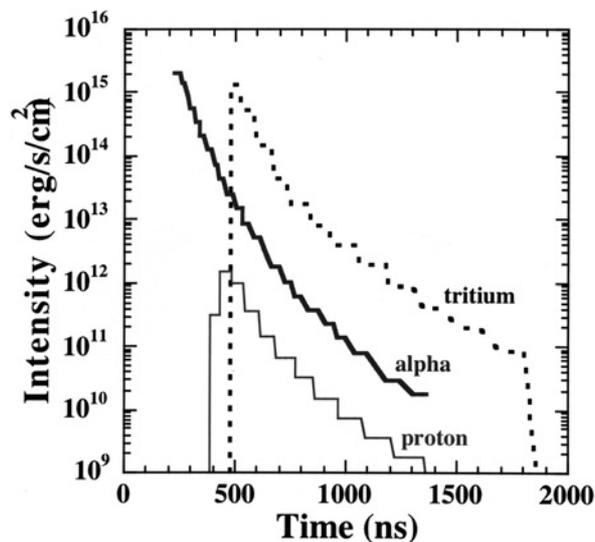


Fig. 6 Pulse shape of α particles and debris on the liquid wall.

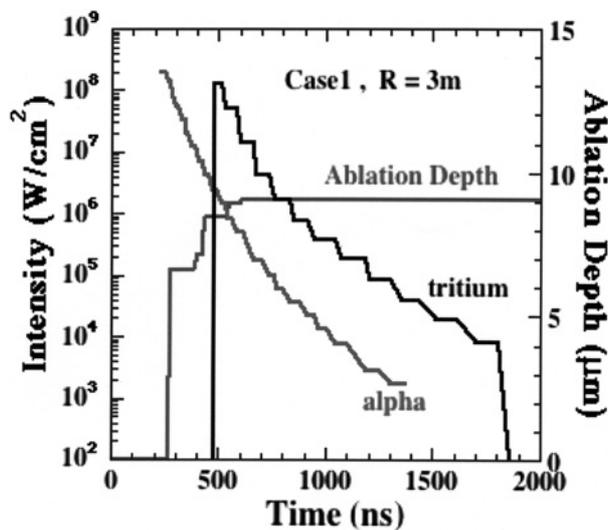


Fig. 7 Time evolution of ablation depth of liquid wall.

徴は、入射表面からほぼ一定のエネルギーを物質（プラズマ含む）に付与しながら、物質中を運動し、その飛呈に相当する距離のところでもっと多くのエネルギーを付与し、それより奥にはエネルギーを（ほとんど）付与しないことである。そのため、物質の表面よりも内部の温度の方が高くなり、内部から剥がれるという現象が起こり得る。シミュレーションにより得られた1-2 μmの Ablation Depth 幅は、荷電粒子の飛程、熱伝導、入射パルスのエネルギースペクトル、数値計算におけるメッシュ幅などにより決まっている。用いた荷電粒子の阻止能は、APPENDIX Bに記載されている Ziegler の計算値（ただし、密度の違いによる補正あり）である。

Fig. 8(a)は、 $t=623$ ns と $t=2,000$ ns における数密度プロファイルである。アブレートした物質が液体から剥がれて飛散していく様子が良く現れており、荷電粒子によるエネルギー付与の特徴を反映したプロファイルとなっている。Fig. 8(b)は、 $t=623$ ns と $t=2,000$ ns における温度プロファイルである。温度は最大で 35,000 K 程度になる。Fig. 8(c)は、 $t=2,000$ ns における数密度プロファイルと速度プロファイルである。アブレートした鉛は、先端部で 4,000 m/s 程度、中心部で 2,000 m/s 程度の速度で飛散する。

3.3 斜め入射の場合のアブレーション厚さ、チェンバー全体からのアブレーション量

本節では、チェンバー全体からの鉛のアブレーション量について評価する。

前節までに述べた解析条件は、アブレーション厚さについて最も危険な（アブレーション厚さが厚い）条件に相当する。理由は以下のとおりである。

- 3 m という距離は、ターゲットから壁への最短距離である。
- 文献[1]でも述べられているが、コーンのある方向への X 線、 α 粒子、デブリの出力強度は、それ以外の方向のそれよりも高い。
- 前節の条件下では、アブレーション厚さは α 粒子のエネルギー付与に大きく影響されている。しかし FIBMET によるシミュレーション[7]には、LiPb コーンによる α 粒子、デブリの stopping の効果が含まれておらず、 α 粒子、デブリの出力強度を過大評価している可能性が高い。

よって、本節におけるチェンバー全体からの鉛のアブレーション量の評価は、実際よりも多めに評価することになる。

開発した DECORE を斜め入射に対応できるように拡張する。簡単のため Fig. 9 のような状況を想定する。

入射粒子は方向を変えず、プラズマは液体鉛表面に垂直な方向にのみ運動し、上図の範囲ではプラズマは垂直方向以外には一様である、とする。入射粒子とプラズマおよび液体鉛の相互作用長は、 Δz から $\Delta z / \cos \theta$ となる。単位面積あたりに照射される粒子の数は、 N から $N \cos \theta$ となる。

以上の効果を導入して、斜め入射の場合のシミュレーションを行った。ターゲットから壁までの距離 R が 4 m の場合、および $R=7.21$ m の場合である。

Fig. 10 は、 $R=4$ m の場合と $R=7.21$ m の場合のアブレーション厚さの時間発展である。3.2 節に記した $R=3$ m の場

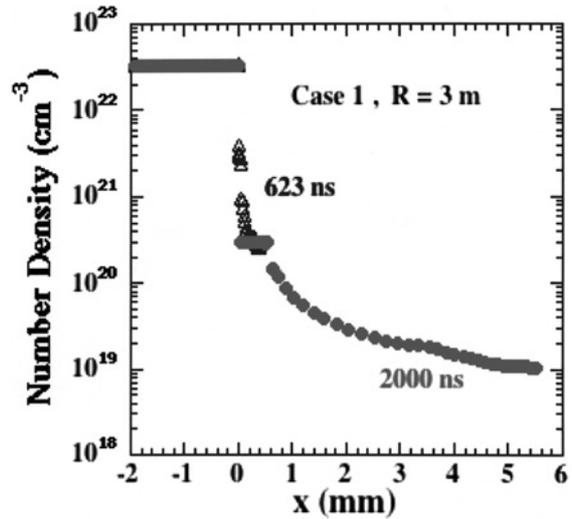


Fig. 8(a) Number density profiles at $t=623$ ns and $t=2,000$ ns.

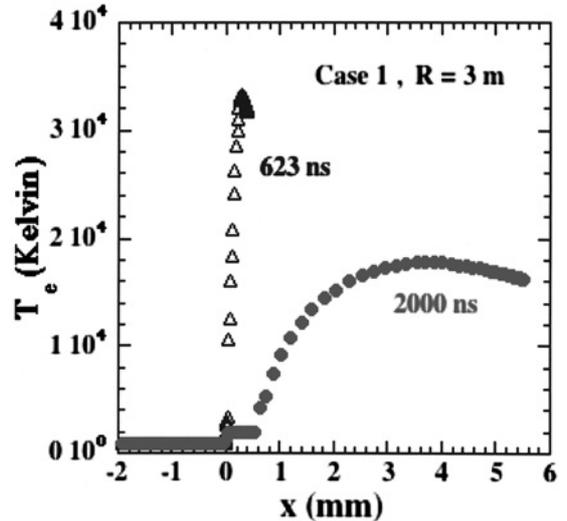


Fig. 8(b) Temperature profiles at $t=623$ ns and $t=2,000$ ns.

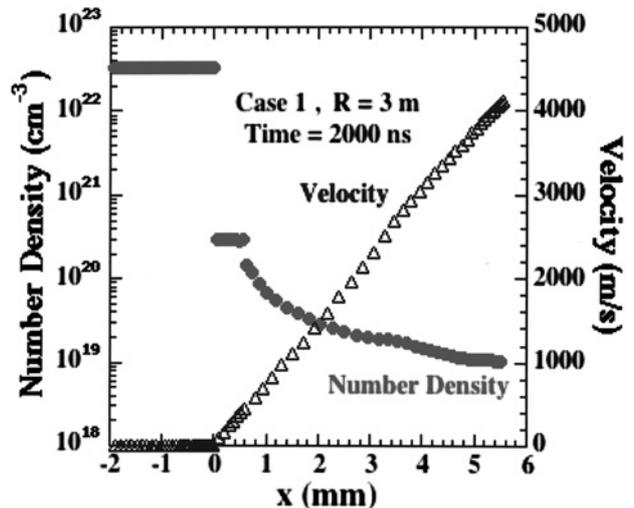


Fig. 8(c) Number density and velocity profiles at $t=2,000$ ns.

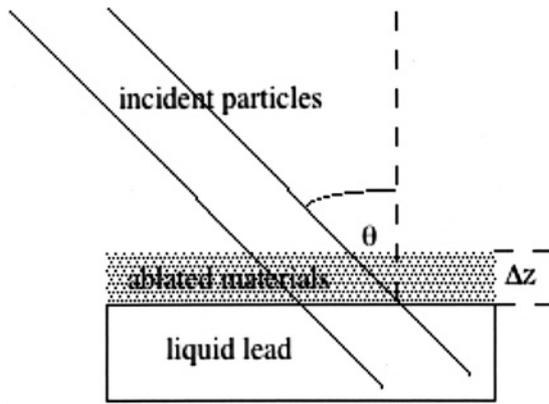


Fig. 9 Schematic diagram of slanting input.

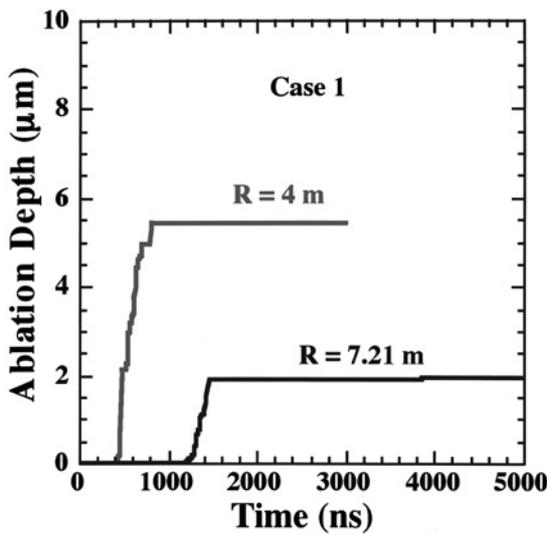


Fig. 10 Time evolution of ablation depth of liquid wall for the case $R = 4$ m and $R = 7.21$ m.

合の結果と合わせて、アブレーション厚さ l を z (cm) の関数(斜め入射込み)として表すと、 $l(z=0 \text{ cm}) = 9.0397 \mu\text{m}$ 、 $l(z=217 \text{ cm}) = 5.4324 \mu\text{m}$ 、 $l(z=600 \text{ cm}) = 1.9255 \mu\text{m}$ となった。任意の z に対する値については、この3点を用いて指数関数で近似して求めた。

以上を基にチェンバーからのアブレーションの全体量を評価する。側面と下部からのアブレーション体積の和は $V=1106.74 \text{ cm}^3$ 、アブレーションした全質量 $M=12.553 \text{ kg}$ となった。上蓋部分を除くチェンバーの体積は $1.3 \times 10^8 \text{ cm}^3$ 程度であるので、アブレーションした鉛がチェンバー中に均一に拡散した場合、その圧力は 0.0085 気圧 (6.5 Torr) 程度になる。

3.4 Present Modelの阻止能を用いた場合のアブレーション

前節までは阻止能として、密度の違いによる補正を含んだ Ziegler の計算値を用いてアブレーションを評価していた。本節では、吹き出した部分に対して Present Model の阻止能を用いた場合(液体部分は Ziegler の阻止能を用いる)について述べる。ターゲットから壁への距離 $R=3 \text{ m}$ 、垂直入射の場合について、アブレーション厚さ、密度、温度、速

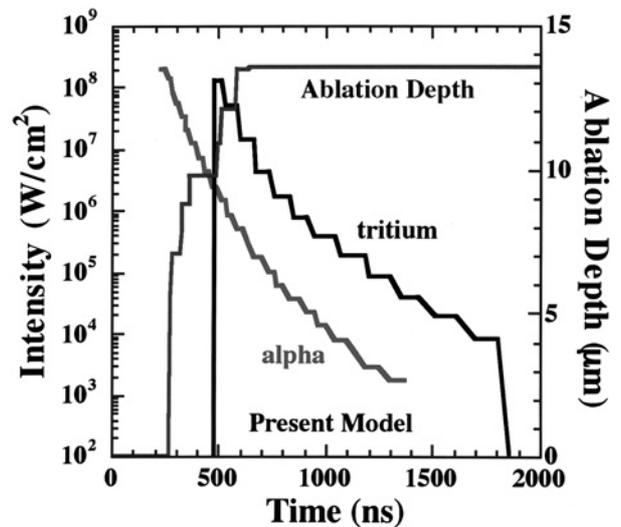


Fig. 11 Time evolution of ablation depth of liquid wall.

度について、3.2節の結果と比較する。

Fig. 11 は、シミュレーションにより得られた液体壁のアブレーション厚さの時間発展である。参照のために α 粒子と三重水素の入射強度の時間発展も記してある。アブレーション厚さは $13.5 \mu\text{m}$ 程度であり、3.2節のそれの1.5倍程度である。これは、アブレートした部分の阻止能が3.2節のそれより小さく、吹き出し部分に付与するエネルギーが3.2節のそれより小さいため、より多くのエネルギーが液体部分にまで侵入したためと思われる。

Fig. 12(a)は、 $t=543 \text{ ns}$ と $t=2,000 \text{ ns}$ における数密度プロファイルである。アブレートした物質が液体から剥がれて飛散していく様子が良く現れている。アブレートした物質は、時間空間的に圧縮伸長を繰り返し全体として流体運動をする。Fig. 12(b)は、 $t=543 \text{ ns}$ と $t=2,000 \text{ ns}$ における温度プロファイルである。温度は最大で $4,700 \text{ K}$ 程度である。3.2節の場合と比べて、 $1/8$ 程度になっている。 $t=2,000 \text{ ns}$ において、 $x=0 \text{ mm}$ から $x=0.8 \text{ mm}$ 程度の領域で、温度が $2,024 \text{ K}$ で一定となっている。これは鉛の沸点であり、エネルギー的には内部エネルギーの変化(潜熱に対応するもの)として蓄えられているため、温度としては一定となる。鉛の気化熱は温度換算で $21,577.26 \text{ K}$ であり、十分大きい。また、図面上では $x=0.8 \text{ mm}$ あたりから外側に向かって急激に温度が上昇しているように見えるが、その理由の一つとしては、放射冷却が密度が高いところ(吹き出し口に近いところ)から先に起っている可能性が高いため、と考えられる。しかしその温度上昇分は、気化熱の影響に比べると $1/8$ 程度であり、小さいともいえる。

Fig. 12(c)は、 $t=2,000 \text{ ns}$ における数密度プロファイルと速度プロファイルである。アブレートした鉛は、先端部で $1,000 \text{ m/s}$ 程度、中心部で 500 m/s 程度の速度で飛散する。

3.5 液体壁に照射されるエネルギー形態が変化した場合の液体壁のアブレーション

前節までは、FIBMET の結果をそのまま用いていたが、コーンがある方向に関しては、コアプラズマからの X 線、 α 粒子およびデブリ粒子は、コーンプラズマと相互作用

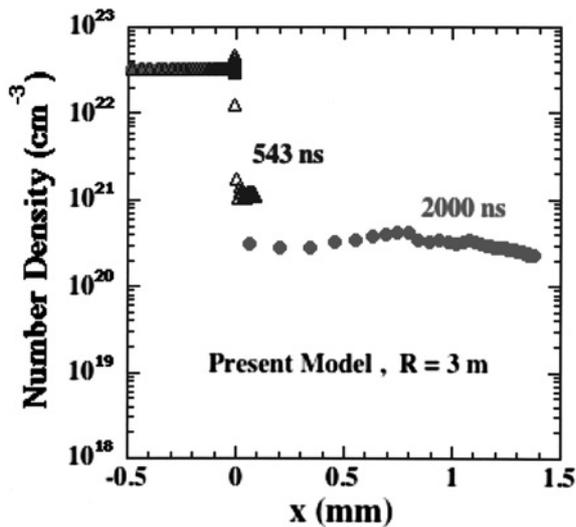


Fig. 12(a) Number density profiles at $t=543$ ns and $t=2,000$ ns.

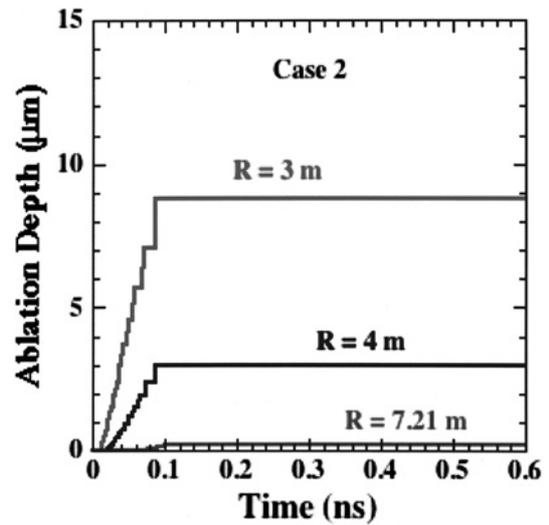


Fig. 13 Time evolution of ablation depth of liquid wall.

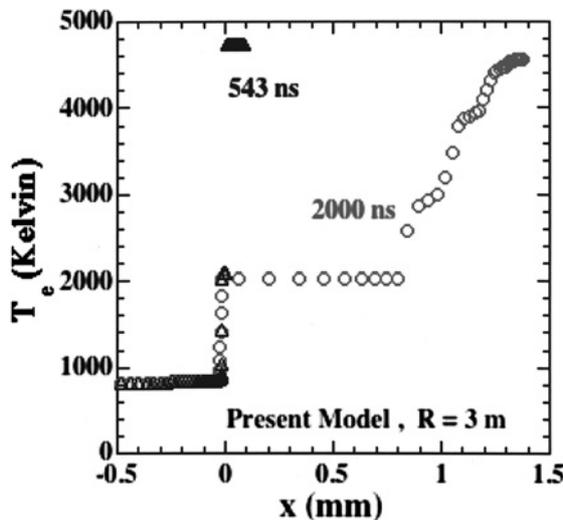


Fig. 12(b) Temperature profiles at $t=543$ ns and $t=2,000$ ns.

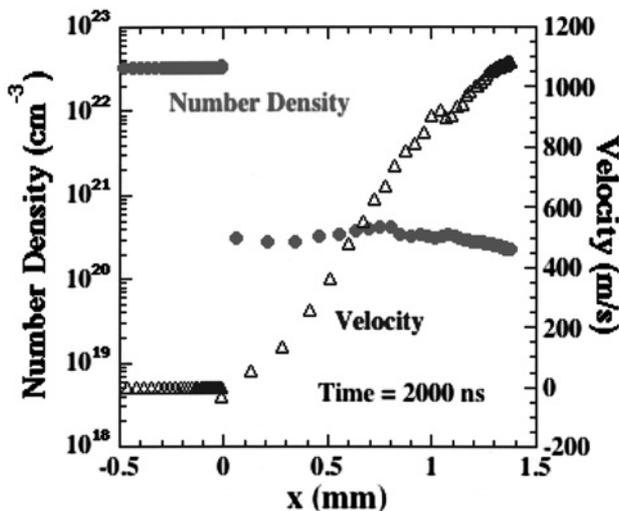


Fig. 12(c) Number density and velocity profiles at $t=2,000$ ns

用しエネルギー形態が変化した後壁に照射される。本節では、コアプラズマからの X 線、 α 粒子およびデブリ粒子のエネルギーが全て X 線に変換されたとし、その X 線の照射によるチャンパー中の液体鉛のアブレーションの評価を行った。X 線のスペクトルは、一例として、放射温度 4 keV の Planckian、パルス幅は 0.1 ns、波形は矩形とした。ターゲットから壁までの距離、3 m、4 m、7.21 m の場所に前節で求めた入射角で入射することを想定して、シミュレーションを行った。

Fig. 13 は、アブレーション厚さの時間発展である。

前節と同様の方法でチャンパーからのアブレーションの全体量を評価すると、 $V=544.55$ cm³、 $M=6.176$ kg となった。

壁に照射されるエネルギー形態の変化がアブレーション生成物質にどのような変化を与えるのかについて、 $R=3$ m の場合を例に取り考察する。Fig. 14(a)は、 $t=0.1$ ns(X 線の照射終了直後)および $t=1$ ns における、密度プロファイル、Fig. 14(b)は同時刻の温度プロファイル、Fig. 14(c)は同時刻の速度プロファイルである。温度は、3.2 節の結果と比べ 1 ~ 2.5 倍程度、速度は 2.5 倍程度になっている。温度分布が複雑な形状になっているのは、放射冷却と膨張冷却等非線形に複雑に関係しているためであり、それは emissivity や opacity、温度、密度等に大いに依存する。

本節の解析において、アブレートした物質(中性気体または部分電離プラズマ)による X 線の吸収の評価は、非常に重要である。本研究では、アブレートした物質による X 線の吸収係数 (opacity) として、固体鉛中 X 線の吸収係数 [9] (ただし、密度の違いによる補正を含む) を用いた。というよりは、2 章で述べた範囲 (Configuration として各価数(中性含む)の最外殻の 1 電子励起・電離のみを考慮。多電子励起及び内殻励起・電離を考慮していない。)の原子モデルによる X 線の吸収係数では、X 線の吸収が大幅に過小評価になる、という方がより正しい。理由を以下に記す。

中性の鉛原子に 10 keV の X 線が照射される場合 (case 2 の典型的な場合) を考える。この場合の X 線の吸収のメカ

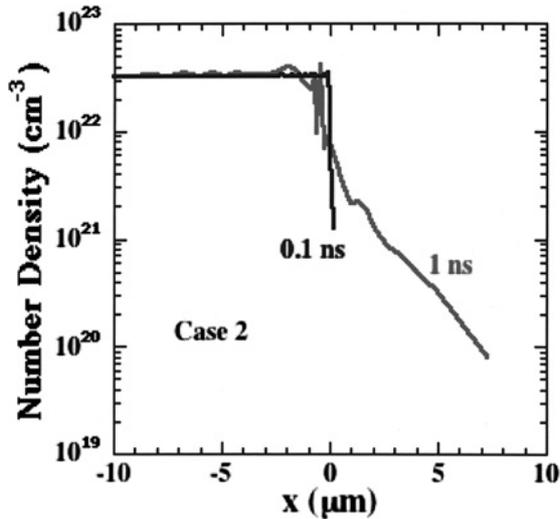


Fig. 14(a) Number density profiles at $t = 0.1$ ns and $t = 1$ ns.

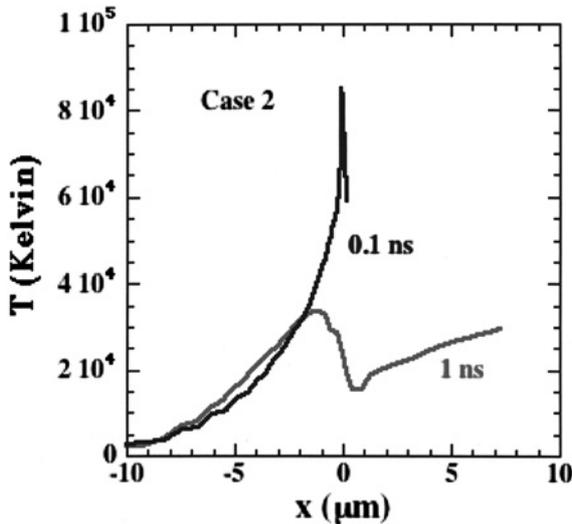


Fig. 14(b) Temperature profiles at $t = 0.1$ ns and $t = 1$ ns.

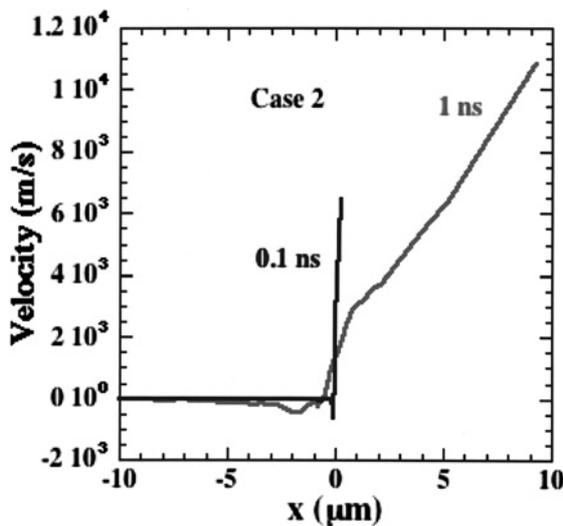


Fig. 14(c) Velocity profiles at $t = 0.1$ ns and $t = 1$ ns.

ニズムとしては、光励起および光電離が考えられる。中性の鉛原子の最外殻電子は 6p 電子であり、その電離エネルギーは 7.416 eV である[10]。よって、最外殻電子の励起による吸収は不可能であり、内殻励起が起こらない限り光励起による吸収は起こらない。光電離の場合は、最外殻電子であっても X 線の吸収は起こりえる。中性の鉛原子の最外殻電子が 10 keV の光子を吸収すると、量子飛躍により瞬時に 9.992.584 eV のエネルギーを持つ自由電子になるはずである。鉛の沸点は 2,024 K であり、アブレーションした瞬間の鉛プラズマ（または中性気体）のイオン（または中性原子）の温度も 2,024 K と大きくは異ならないはずである。つまり、最外殻電子の光電離により X 線が吸収された場合、大きく熱平衡からずれた状態になっている可能性が高い。

通常、プラズマ中の X 線の放射輸送に用いられる放射係数と吸収係数の間には、詳細釣り合いが仮定されている[11]。自由-束縛遷移による放射係数を求める際には、自由電子の速度分布で平均を取るが、その際電子温度に対応した Maxwell 速度分布（または Fermi 速度分布）を仮定する。つまり熱平衡を仮定していることになり、大きく熱平衡からずれた状態は記述できない。通常用いられている自由-束縛遷移における吸収係数の式[11,12]に、光子のエネルギー 10 keV、電子状態は全て中性原子の基底状態という条件を代入して吸収係数を求めると、 2×10^{-6} /cm 程度となり、吸収長は 5 km 程度となる。物理的に意味のない値である。

今後、内殻励起・電離や非平衡状態を考慮して、高強度 X 線照射アブレーションのシミュレーションモデルを開発する必要がある。

4. 高速点火液体壁チェンバー中のプルーム中の粒子のクラスター化

数 cm 程度飛行する間に、アプレートした金属は一部クラスター化する[13]。プルーム中のすべての粒子が中性で、球対称完全断熱膨張をする場合には、Luk'yanchuk, Zeldovich-Raizer Model[13]に基づきプルームの飛散、粒子のクラスター化の評価を行うことが可能である。Luk'yanchuk, Zeldovich-Raizer Modelには、1. プルームの球対称完全断熱膨張、2. 凝縮率、3. Kinetic Equation、4. Kinetics of Cluster Growth、5. Adiabatic Equation、6. Size Distribution Function for Nanoclustersの物理が含まれている。気体が液体化する際に放出する気化熱の効果も含まれている。

しかし 3 章に示したように、高速点火液体壁チェンバープルーム中の温度分布は外側に向かうほど高くなっており、断熱膨張の解では近似できない。これは、放射輸送を考慮したためと考えられる。粒子のクラスター化は温度・密度に大きく依存するため、Luk'yanchuk モデルを任意の温度分布、および密度分布に対応できるように拡張する必要がある。

5. 今後の課題

炉チェンバー内の液体金属のアブレーションをより正確に解析するには、以下の1)および2)の課題を解析する必要があることが、本研究により初めて明らかとなった。それ自体も、本研究の大きな成果の1つである。

- 1) アブレーション生成物質中のイオン数密度を評価するには、高強度X線照射によるアブレーション現象を詳細に評価しなければならない。アブレーションが起こらない場合であっても、液体金属中で電離が起こる可能性があり、X線の後に照射されるアルファ粒子やデブリによるアブレーションに、大いに影響を与える可能性がある。
- 2) 高強度X線照射によるアブレーション現象を詳細に評価するには、内殻励起などを考慮し、transientな原子過程を評価する必要がある。

上記課題は、いずれも非常に困難な物であり、集中的に取り組む必要がある。

6. 結言

以下に本論文の結言をまとめる。

1. レーザー核融合炉設計の主な課題の内、炉チェンバー設計に焦点を当て、詳細な研究を行った。
2. 統合シミュレーションコードDECORE(DESIGN CODE for REactor)を開発し、液体鉛がどの程度アブレーションするかを詳細に評価し、チェンバー全体からのアブレーション量を求めた。
3. アブレートした物質が液体から剥がれて飛散していく様子が良く現れた。このプロファイルは、荷電粒子によるエネルギー付与の特徴を反映したプロファイルとなっている。
4. アブレーションした鉛がチェンバー中に均一に拡散すると、その圧力は0.0085気圧(6.5 Torr)程度になる。
5. 解析に用いる阻止能データが変わると、アブレーション

ン厚さやプルームの温度・密度・速度等に有意な差異が見られた。また、壁に照射されるエネルギー形態が変わった場合も、同様に有意な差異が見られた。

実験との比較等も含め、今後より詳細に解析する必要がある。

参考文献

- [1] IFEフォーラム, レーザーエネルギー研究センター: レーザー核融合炉設計委員会成果報告書, 印刷中.
- [2] 特集「レーザー核融合とレーザープラズマ応用の発展」プラズマ・核融合学会誌 81, Suppl. (2005).
- [3] H. Furukawa, Y. Kozaki, K. Yamamoto, T. Johzaki and K. Mima, *Fusion Eng. Des.* **73**, 95 (2005).
- [4] Vivek Bakshi *et al.*, 'EUV Sources for Lithography' Chap. 11, (SPIE Publications, 2006).
- [5] 文部科学省リーディング・プロジェクト: 極端紫外(EUV)光源開発等の先進半導体製造技術の実用化, 平成15年度研究成果報告書, 及び平成16年度研究成果報告書.
- [6] S. I. Anisimov and B. S. Luk'yanchuk, *Physics-Uspekhi* **45**, 293 (2002).
- [7] T. Johzaki, K. Mima, Y. Nakao, H. Nagatomo and A. Sunahara, *Proc. 3rd Inertial Fusion Sciences and Applications 2003*. (IFSA 2003), (American Nuclear Society, 2004) p.474.
- [8] H. Furukawa, T. Kawamura, A. Sunahara, T. Nishikawa, K. Nishihara and C. Yamanaka, *Proc. SPIE* **5448**, 872 (2004).
- [9] Angela Li-Scholz, *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, **54** (1993).
- [10] G. Herzberg 著, 堀 健夫 訳: 原子スペクトルと原子構造 (丸善, 1964) p.144.
- [11] 河村 徹: 学位論文, 平成11年1月.
- [12] J. Cooper, *Rep. Prog. Phys.* **29**, 35 (1966).
- [13] B.S. Luk'yanchuk, W. Marine, S.I. Anisimov and G. A. Simakina, *SPIE* **3618**, 434 (1999).

APPENDIX A-1 ACORE (Ablation Code for REactor)における液体の運動方程式, エネルギー方程式

アブレーション面 $X_v(t)$ (液体と真空, プラズマの境界面)の運動方程式は、基本的にはほぼ Anisimov モデル[S. I. Anisimov and B. S. Luk'yanchuk, *Physics-Uspekhi* **45**, 293 (2002).][A.1]と同様のモデルである。

$$\frac{\partial}{\partial t} X_v(t) = \sqrt{k_B T_v / m_i} \cdot \exp(-m_i L_v / k_B T_v) \quad (\text{A.1})$$

$$\frac{\kappa_l}{\rho_l} \nabla T_l(x, t) \Big|_{x=X_v} = L_v \frac{\partial}{\partial t} X_v(t) \quad (\text{A.2})$$

ここで、 L_v は単位質量あたりの気化熱、 T_v は境界面での温度、 m_i はイオン(原子)の質量、 κ_l は液体の熱伝導係数、 ρ_l は質量密度、 T_l は液体の温度である。Anisimov モデルは、液体と真空, プラズマの境界面の運動と温度変化等を記述するモデルであり、気化により境界面の温度が下がる

効果等も含んでいる。High Power Laser Ablation 等の分野で、実験結果をよく説明できる数少ないモデルの一つとして、認識されている。

液体中の空間 x , 時刻 t におけるエネルギー密度を $U_1(x, t)$ とすると、次式で求められる。

$$\frac{\partial U_1(x, t)}{\partial t} = \nabla \cdot (\kappa_l \nabla T_l(x, t)) + Q_p(x, t) + Q_x(x, t) + Q_{\text{rad}}(x, t) \quad X_v < x < \infty \quad (\text{A.3})$$

$$U_1(x, t) \equiv \rho_l \left\{ \int_{T_0}^{T(t)} C_l(x, T(x, t)) dT + \Delta_1(x, t) \right\} \quad (\text{A.4})$$

$$U_1^{\text{ert}} = \rho_l \left\{ \int_{T_0}^{T_{\text{vap}}} C_l(x, T) dT + L_v \right\} \quad (\text{A.5})$$

ここで、 Q_p は荷電粒子のエネルギー付与による発熱量、 Q_x はX線のエネルギー付与による発熱量、 Q_{rad} は自発光のX線の吸収による発熱量、 T_0 は初期温度、 C_l は比熱、 T_{vap}

は沸点である.

もし, $U_1(x, t) > U_1^{\text{crit}}$, ならば, 剥がれ現象が生じる.

APPENDIX A-2 ACORE (Ablation Code for RE-actor) における流体方程式

基本形としては, 1 流体 2 温度近似のラグランジアンスキーム. ただし本研究のパラメータ領域では殆ど自由電子が存在しないため, 電子温度 = イオン温度とした. 連続の式, 運動方程式, エネルギー式は, 以下のように表される.

$$\frac{d\rho(x, t)}{dt} = -\rho(x, t) \nabla \cdot \nu(x, t) \quad (\text{A.6})$$

$$\rho(x, t) \frac{d\nu(x, t)}{dt} = -\nabla [P_e(x, t) + P_i(x, t) + P_{\text{nv}}(x, t)] \quad (\text{A.7})$$

$$\begin{aligned} \rho(x, t) c_v^{(e)} \frac{\partial T_e(x, t)}{\partial t} = & -\nabla \cdot q_e(x, t) - \gamma(T_e - T_i) \\ & - P_{\text{th}}^{(e)}(x, t) \nabla \cdot \nu(x, t) + Q_P(x, t) \\ & + Q_X(x, t) + Q_{\text{rad}}(x, t) \end{aligned} \quad (\text{A.8})$$

$$\begin{aligned} \rho(x, t) c_v^{(i)} \frac{\partial T_i(x, t)}{\partial t} = & -\nabla \cdot q_i(x, t) + \gamma(T_e - T_i) \\ & - [P_{\text{th}}^{(i)}(x, t) + P_{\text{nv}}(x, t)] \nabla \cdot \nu(x, t) \end{aligned} \quad (\text{A.9})$$

ここで,

$$\frac{1}{q_s} = \frac{1}{|\kappa_s \nabla T_s|} + \frac{1}{\text{sign}(f_{\text{L}} q_s^{\text{FS}})} \quad (\text{A.10})$$

$$q_s^{\text{FS}} = n_s k_B T_s \sqrt{k_B T_s / m_s} \quad (\text{A.11})$$

$$P_{\text{th}}^{(s)} = T_s \left(\frac{\partial P_s}{\partial T_s} \right) \quad (\text{A.12})$$

f_{L} は, 熱流速制限パラメータであり, 本研究では 0.1 とした. 熱伝導係数は, 以下の 2 式で求める.

$$\kappa_e = \frac{16\sqrt{2} (k_B T_e)^{5/2} k_B}{[(Z^* + 4.2)/(Z^* + 0.24)] \pi^{3/2} \sqrt{m_e} Z^* e^4 \ln \Lambda_{ei}} \quad (\text{A.13})$$

$$\kappa_i = \frac{2.925 (k_B T_i)^{5/2} k_B}{\pi^{1/2} \sqrt{m_i} (Z^*)^4 e^4 \ln \Lambda_{ii}} \quad (\text{A.14})$$

APPENDIX A-3 ACORE (Ablation Code for RE-actor) における放射輸送方程式

多群拡散近似である.

$$\begin{aligned} \rho(x, t) \frac{d}{dt} \left(\frac{E_v(x, t)}{\rho(x, t)} \right) = & -\nabla \cdot (F_v(x, t) - \nu E_v(x, t)) \\ & + 4\pi j_v(x, t) - c \kappa_v(x, t) E_v(x, t) \end{aligned} \quad (\text{A.15})$$

$$F_v(x, t) = -\frac{c}{\frac{|\nabla E_v(x, t)|}{E_v(x, t)} + 3\kappa_v(x, t)} \nabla E_v(x, t) \quad (\text{A.16})$$

ここで, E_v は Radiation Energy Density, F_v は Radiation Flux, j_n は Emissivity, k_n は Opacity である.

自発光の X 線の吸収による発熱量 Q_{rad} は, 次式で求める.

$$Q_{\text{rad}}(x, t) = -\int dv [4\pi j_v(x, t) - c \kappa_v(x, t) E_v(x, t)] \quad (\text{A.17})$$

APPENDIX B 荷電粒子の阻止能

束縛電子による荷電粒子の阻止能に関しては, それを評価した文献が非常に少ない. その中の一つに文献 [T. Peter and Meyer-ter-Vehn, Phys. Rev. A 43, 2015 (1991).] [B.1] が挙げられる. 文献の (54), (55), (59) 式によると, 束縛電子による荷電粒子の阻止能は次式ようになる.

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4 Z_0^2 n_i}{m_e v^2} (Z - Z^*) \ln \left(\frac{2m_e v^2}{I_{\text{av}}} \right) \quad (\text{B.1})$$

ここで, Z_0 は入射粒子の電荷, v は入射粒子の速度, Z はターゲット物質の原子番号, Z^* はターゲット原子の実効電離度, I_{av} はターゲット原子の平均イオン化エネルギーであり, 文献 [J. F. Ziegler, Stopping Cross-Sections for Energetic Ions in All Elements, Volume 5 (1980).] [B.2] によると, 鉛の場合 761 eV (実験値) である.

(B.1) 式では, 速度が小さいところでは負の値になるため, モデルとして破綻する. 文献 [B.1] では, 対数関数の引数に 1 を足して補正している.

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4 Z_0^2 n_i}{m_e v^2} (Z - Z^*) \ln \left(1 + \frac{2m_e v^2}{I_{\text{av}}} \right) \quad (\text{B.2})$$

固体中の荷電粒子の阻止能に関しては, 文献 [J. F. Ziegler, Stopping Powers and Ranges in All Elements] [B.3] 中の計算値が良く用いられており, 実験値と良い一致を示している. エネルギーが 10 MeV 以下の場合, (B.3) 式で表される Local Oscillator Model と, 誘電体応答関数を用いた Free Electron Gas Model により計算されている [B.3].

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4 Z_0^2 n_e}{m_e v^2} K_0 \left(\frac{\hbar}{n_e v^2} \sqrt{\frac{4\pi n_e e^2}{m_e}} \right) \quad (\text{B.3})$$

K_0 は 0 次のベッセル関数である. (B.1) - (B.3) 式は, 最外殻電子も 1s 軌道に束縛されている電子も, 同じだけ阻止能に寄与するモデルとなっている. 鉛のような高 Z 物質の場合, 最外殻電子と 1s 軌道に束縛されている電子ではエネルギー準位が大きく異なるので, 阻止能に対する寄与も大きく異なることが予想される. そこで, その効果と温度・密度の変化による原子構造の変化を考慮し, 新たなモデルを開発した. 導出過程の詳細は略すが, それは (B.4) - (B.9) 式で表される.

$$-\frac{dE}{dx} = n_i \sum_n \sum_l I_{nl} P_{nl} \pi \left(\frac{Z_0 e^2}{I_{nl}} \right)^2 G \left(\frac{v}{v_{nl}} \right) \quad (\text{B.4})$$

$$G(V) = \frac{a^{3/2}}{V^2} \left[\alpha + \frac{2}{3} (1 + \beta) \ln(2.7 + V) \right] (V > 0.206) \quad (\text{B.5})$$

$$\alpha = V^2 / (1 + V^2) \quad (\text{B.6})$$

$$\beta = 1/[4V(1+V)] \quad (\text{B.7})$$

$$G(V) = 4V^4/15 \quad (V < 0.206) \quad (\text{B.8})$$

$$v_{nl} = \sqrt{2I_{nl}/m_e} \quad (\text{B.9})$$

ここで、 P_{nl} は平均原子モデルにおける population, I_{nl} は binding energy である。

固体鉛中の α 粒子の阻止能を Fig.B.1 に示す。図中の Present は (B.4) - (B.9) 式, Ziegler は文献 [B.3] 中の計算値, Corrected Bethe は (B.2) 式, Bethe は (B.1) 式である。固体鉛中の阻止能に関しては、文献 [B.3] 中の計算値が実験値と良く一致しているの、それを基準に議論する。(B.1) 式は高エネルギー領域での近似式であり、この程度のエネルギー領域では良い近似となっていない。(B.2) も同様のことが言える。

Present Model が Ziegler と比べて値が小さくなっている理由を記す。1) 電離の効果は含まれているが、励起の効果は含まれていない。2) 固体鉛中では 6s および 6p 電子は Conduction Band の電子であり、それ以外は Valence Band の電子である。Conduction Band の電子は、波動関数の重なりにより Collective な効果があると考えられるが、Present Model には Collective な効果は含まれていない。

Ziegler のモデルには、プラズマに適用する際に下記の問題点がある。

1) stopping の相互作用をベッセル関数で近似してい

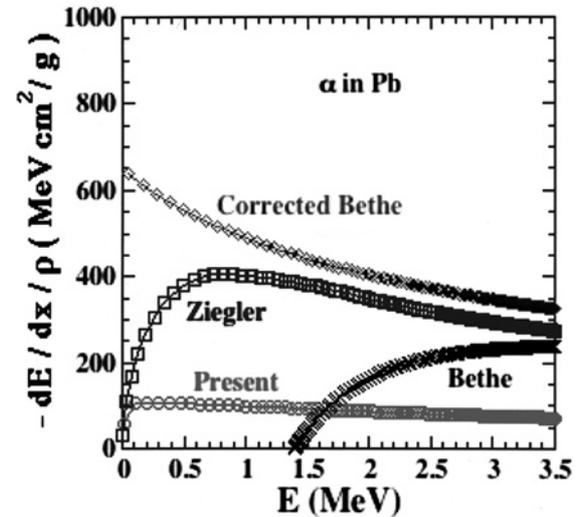


Fig. B.1 Stopping power of α particles in lead.

る。そのため、原子のエネルギー準位に関する情報等がまったく入っていない。

2) Ziegler のモデルの中で Free Electron 近似も用いられているが、数 eV 程度以下で固体密度より十分密度が低い (本解析で重要と思われる温度・密度領域) プラズマでは、ほとんど自由電子は存在しない。

よって、Present モデルの方が Ziegler モデルより優れている部分も存在する。