

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

秋 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,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)},三間圀興¹⁾,苫米地 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 a integrated simulation code to analyze ablations of liquid wall chamber of laser fusion reactor by X-rays, *a* 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, a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1,000K程度以下), 壁からの飽和蒸気圧程度の金属蒸気の存在は,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 炉の繰り返しが4Hzとされており,そのため0.1s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)プ 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 Chiyoe

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 10¹⁴ cm³~10²⁴ cm³、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を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.

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3mの部位(下 蓋部に対応),4mの部位(側面部に対応),7.21m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3mの部位に垂直にX線, a 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℃)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10keV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2×10¹⁰ 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.

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. それは炉チェンバーアブ 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. 5 Pulse shape of X-ray on the liquid wall.



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



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

Contributed Paper

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最も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1-2μm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,APPENDIXB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.

○3m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,Δ2からΔ2/cosθとなる.単位面積 あたりに照射される粒子の数は,NからNcosθ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 $l \epsilon_{z}$ (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 kgとなった.上蓋部分を除くチェンバーの体積は 1.3×10^8 cm³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 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 a 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 µm 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 る.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 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 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 4.700 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 ns において, x = 0 mm から x = 0.8 mm 程度の領域で, 温度が 2,024 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 K であり, 十分大きい. ま た,図面上では x = 0.8 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 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 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



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



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



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

用しエネルギー形態が変化した後に壁に照射される.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 射によるチェンバ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ェンバーからのアブレーションの 全体量を評価すると、 $V = 544.55 \text{ cm}^3$ 、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が非 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.

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, アブ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.

- 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.
- 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。
- 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

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.

$$\frac{\partial}{\partial t} X_{\rm v}(t) = \sqrt{k_{\rm B} T_{\rm v}/m_{\rm i}} \cdot \exp\left(-m_{\rm i} L_{\rm v}/k_{\rm B} T_{\rm v}\right) \tag{A.1}$$

$$\frac{\kappa_{1}}{\rho_{1}}\nabla T_{1}(\mathbf{x},t)\Big|_{\mathbf{x}=X_{v}} = L_{v}\frac{\partial}{\partial t}X_{v}(t)$$
(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_1 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 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).
- 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).

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.

$$U_{1}(x,t) \equiv \rho_{1} \left\{ \int_{T_{0}}^{T(t)} C_{l}(x,T(x,t)) \,\mathrm{d}T + \Delta_{1}(x,t) \right\} \quad (A.4)$$

$$U_{1}^{\text{crt}} = \rho_{1} \left\{ \int_{T_{0}}^{T_{\text{vap}}} C_{1}(x, T) \, \mathrm{d}T + L_{v} \right\}$$
(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_1 は比熱、 T_{vap} は沸点である.

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

APPENDIX A-2 ACORE (Ablation Code for REactor) 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ー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.

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

$$\rho(x,t)\frac{\mathrm{d}\nu(x,t)}{\mathrm{d}t} = -\nabla \left[P_{\mathrm{e}}(x,t) + P_{\mathrm{i}}(x,t) + P_{\mathrm{nv}}(x,t)\right]$$
(A.7)

$$\rho(x,t) c_{v}^{(e)} \frac{\partial T_{e}(x,t)}{\partial t} = -\nabla \cdot q_{e}(x,t) - \gamma (T_{e} - T_{i})$$
$$-P_{th}^{(e)}(x,t) \nabla \cdot \nu (x,t) + Q_{P}(x,t)$$
$$+Q_{X}(x,t) + Q_{rad}(x,t) \qquad (A.8)$$

$$\rho(\mathbf{x},t) c_{\mathrm{v}}^{(\mathrm{i})} \frac{\partial T_{\mathrm{i}}(\mathbf{x},t)}{\partial t} = -\nabla \cdot q_{\mathrm{i}}(\mathbf{x},t) + \gamma (T_{\mathrm{e}} - T_{\mathrm{i}}) - [P_{\mathrm{th}}^{(i)}(\mathbf{x},t) + P_{\mathrm{nv}}(\mathbf{x},t)] \nabla \cdot \nu(\mathbf{x},t) \quad (A.9)$$

ここで,

$$\frac{1}{q_{\rm s}} = \frac{1}{|\kappa_{\rm s} \nabla T_{\rm s}|} + \frac{1}{\operatorname{sign}(f_{\rm L} q_{\rm s}^{\rm FS})} \tag{A.10}$$

$$q_{\rm s}^{\rm FS} = n_{\rm s} k_{\rm B} T_{\rm s} \sqrt{k_{\rm B} T_{\rm s}/m_{\rm s}} \tag{A.11}$$

$$P_{\rm th}^{(s)} = T_{\rm s} \left(\frac{\partial P_{\rm s}}{\partial T_{\rm s}} \right) \tag{A.12}$$

*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.

$$\kappa_{\rm e} = \frac{16\sqrt{2} (k_{\rm B} T_{\rm e})^{5/2} k_{\rm B}}{[(Z^* + 4.2)/(Z^* + 0.24)] \pi^{3/2} \sqrt{m_{\rm e}} Z^* e^4 \ln \Lambda_{\rm ei}}$$
(A.13)

$$\kappa_{\rm i} = \frac{2.925 (k_{\rm B} T_{\rm i})^{5/2} k_{\rm B}}{\pi^{1/2} \sqrt{m_{\rm i}} (Z^*)^4 e^4 \ln \Lambda_{\rm ii}} \tag{A.14}$$

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

多群拡散近似である.

$$\rho(\mathbf{x}, t) \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t} \left(\frac{E_{\mathrm{v}}(\mathbf{x}, t)}{\rho(\mathbf{x}, t)} \right) = -\nabla \cdot (F_{\mathrm{v}}(\mathbf{x}, t) - vE_{\mathrm{v}}(\mathbf{x}, t)) + 4\pi j_{\mathrm{v}}(\mathbf{x}, t) - c\kappa_{\mathrm{v}}(\mathbf{x}, t)E_{\mathrm{v}}(\mathbf{x}, t) \quad (A.15)$$

$$F_{v}(x,t) = -\frac{c}{\frac{|\nabla E_{v}(x,t)|}{E_{v}(x,t)} + 3\kappa_{v}(x,t)} \nabla E_{v}(x,t)$$
(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.

$$Q_{\rm rad}(\mathbf{x},t) = -\int \,\mathrm{d}\mathbf{v} \left[4\pi j_{\rm v}(\mathbf{x},t) - c\kappa_{\rm v}(\mathbf{x},t) E_{\rm v}(\mathbf{x},t) \right] \,(A.17)$$

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のようになる.

$$-\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x} = \frac{4\pi e^4 Z_0^2 n_{\rm i}}{m_{\rm e} v^2} (Z - Z^*) \ln\left(\frac{2m_{\rm e} v^2}{I_{\rm av}}\right) \tag{B.1}$$

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.

$$-\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x} = \frac{4\pi e^4 Z_0^2 n_{\rm i}}{m_{\rm e} v^2} (Z - Z^*) \ln\left(1 + \frac{2m_{\rm e} v^2}{I_{\rm av}}\right) \tag{B.2}$$

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].

$$-\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x} = \frac{4\pi \mathrm{e}^4 Z_0^2 n_{\mathrm{e}}}{m_{\mathrm{e}} v^2} K_0 \left(\frac{\hbar}{n_{\mathrm{e}} v^2} \sqrt{\frac{4\pi n_{\mathrm{e}} e^2}{m_{\mathrm{e}}}}\right) \tag{B.3}$$

 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.鉛のような高乙物質の場 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.

$$-\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x} = n_{\mathrm{i}} \sum_{n} \sum_{l} I_{\mathrm{nl}} P_{\mathrm{nl}} \pi \left(\frac{Z_{0} e^{2}}{I_{\mathrm{nl}}}\right)^{2} G\left(\frac{v}{v_{\mathrm{nl}}}\right)$$
(B.4)

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

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

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

$$G(V) = 4V^4/15$$
 (V < 0.206) (B.8)

$$v_{\rm nl} = \sqrt{2I_{\rm nl}/m_{\rm e}} \tag{B.9}$$

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で,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.