JAEA-Research
2021-018
DOI:10.11484/jaea-research-2021-018

JAEA-Research

加速器駆動核変換システムビーム窓と LBE の核解析

Neutronic Analysis of Beam Window and LBE of an Accelerator-Driven System

中野 敬太　岩元 大樹　西原 健司　明午 伸一郎
菅原 隆徳　岩元 洋介　竹下 隼人　前川 藤夫

Keita NAKANO, Hiroki IWAMOTO, Kenji NISHIHARA, Shin-ichiro MEIGO
Takanori SUGAWARA, Yosuke IWAMOTO, Hayato TAKESHITA and Fujio MAEKAWA

原子力科学研究部門
J-PARC センター
核変換ディビジョン

Nuclear Transmutation Division
J-PARC Center
Sector of Nuclear Science Research

March 2022

Japan Atomic Energy Agency

日本原子力研究開発機構

本レポートは国立研究開発法人日本原子力研究開発機構が不定期に発行する成果報告書です。
本レポートはクリエイティブ・コモンズ 表示 4.0 国際 ライセンスの下に提供されています。
本レポートの成果（データを含む）に著作権が発生しない場合でも、同ライセンスと同様の
条件で利用してください。（https://creativecommons.org/licenses/by/4.0/deed.ja）
なお、本レポートの全文は日本原子力研究開発機構ウェブサイト（https://www.jaea.go.jp）
より発信されています。本レポートに関しては下記までお問合せください。

国立研究開発法人日本原子力研究開発機構　JAEA イノベーションハブ　研究成果利活用課
〒 319-1195　茨城県那珂郡東海村大字白方 2 番地 4
電話 029-282-6387, Fax 029-282-5920, E-mail:ird-support@jaea.go.jp

This report is issued irregularly by Japan Atomic Energy Agency.
This work is licensed under a Creative Commons Attribution 4.0 International License
(https://creativecommons.org/licenses/by/4.0/deed.en).
Even if the results of this report (including data) are not copyrighted, they must be used under
the same terms and conditions as CC-BY.
For inquiries regarding this report, please contact Institutional Repository and Utilization Section,
JAEA Innovation Hub, Japan Atomic Energy Agency.
2-4 Shirakata, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken 319-1195 Japan
Tel +81-29-282-6387, Fax +81-29-282-5920, E-mail:ird-support@jaea.go.jp

© Japan Atomic Energy Agency, 2022

加速器駆動核変換システムビーム窓とLBEの核解析

日本原子力研究開発機構　原子力科学研究部門
J-PARC センター　核変換ディビジョン

中野 敬太、岩元 大樹 +、西原 健司 +、明午 伸一郎、
菅原 隆徳 +、岩元 洋介 +、竹下 隼人 *、前川 藤夫

(2021 年 12 月 2 日受理)

加速器駆動核変換システム (ADS: Accelerator-Driven System) の構成要素の一つであるビーム窓の核特性を粒子・重イオン輸送計算コード PHITS 及び誘導放射能解析コード DCHAIN-PHITS を用いて評価した。本研究では日本原子力研究開発機構が提案する ADS の運転時にビーム窓内部に生成される水素やヘリウム等の量、高エネルギー粒子により引き起こされるビーム窓材の原子弾き出し数、ビーム窓内部の発熱量及び分布を導出した。また、中性子源標的及び冷却材として用いられる鉛ビスマス共晶合金 (LBE) 中の生成核種、発熱密度及び放射能分布を求めた。

ビーム窓解析の結果、300 日間の ADS の運転によりビーム窓中に最大で約 12500 appm の H 及び 1800 appm の He の生成と 62.1 DPA の損傷が発生することが判明した。一方で、ビーム窓内の最大発熱量は 374 W/cm^3 であった。LBE の解析では、^{206}Bi や ^{210}Po が崩壊熱及び放射能の支配的な核種であることが判明した。さらに、陽子ビームによる LBE 中の発熱はビーム窓下流 5 cm 付近が最大であり、945 W/cm^3 であることがわかった。

原子力科学研究所: 〒 319-1195 茨城県那珂郡東海村大字白方 2-4
+ 原子力科学研究部門　原子力科学研究所　原子力基礎工学研究センター
* 九州大学大学院

Neutronic Analysis of Beam Window and LBE of an Accelerator-Driven System

Keita NAKANO, Hiroki IWAMOTO+, Kenji NISHIHARA+,
Shin-ichiro MEIGO, Takanori SUGAWARA+, Yosuke IWAMOTO+,
Hayato TAKESHITA*, and Fujio MAEKAWA

Nuclear Transmutation Division
J-PARC Center
Sector of Nuclear Science Research
Japan Atomic Energy Agency
Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken

(Received December 2, 2021)

Neutronic analysis of beam window of the Accelerator-Driven System (ADS) proposed by Japan Atomic Energy Agency (JAEA) has been conducted using PHITS and DCHAIN-PHITS codes. We investigate gas production of hydrogen and helium isotopes in the beam window, displacement per atom of beam window material, and heat generation in the beam window. In addition, distributions of produced nuclides, heat density, and activity are derived.

It was found that at the maximum 12500 appm H production, 1800 appm He production, and damage of 62.1 DPA occurred in the beam window by the ADS operation. On the other hand, the maximum heat generation in the beam window was 374 W/cm^3. In the analysis of LBE, ^{206}Bi and ^{210}Po were found to be the dominant nuclides in decay heat and radioactivity. Furthermore, the heat generation in the LBE by the proton beam was maximum around 5 cm downstream of the beam window, which was 945 W/cm^3.

Keywords: Accelerator-Driven System (ADS), Beam Window, Neutronic Analysis, Lead-Bismuth Eutectic (LBE), Gas Production, Displacement Per Atom (DPA), Heat Density, Activity

---

+ Nuclear Science and Engineering Center, Nuclear Science Research Institute, Sector of Nuclear Science Research

* Kyushu University

目 次

1. 緒言 1

2. 計算条件及び計算手法 3
2.1 計算条件 3
2.1.1 ADS 計算体系 3
2.1.2 陽子ビーム条件 5
2.2 ビーム窓解析手法 6
2.2.1 粒子フラックス 7
2.2.2 ガス生成断面積 7
2.2.3 弾き出し断面積 8
2.2.4 発熱断面積 8
2.3 LBE 解析手法 9

3. 結果及び考察 10
3.1 ビーム窓評価 10
3.1.1 粒子フラックス 10
3.1.2 ガス生成量 10
3.1.3 弾き出し損傷量 12
3.1.4 発熱密度 14
3.2 LBE 評価 17
3.2.1 生成核種数 18
3.2.2 崩壊熱 20
3.2.3 放射能 22
3.2.4 発熱分布 23

4. 結言 27

謝辞 29

参考文献 30

付録A 先行研究との比較 36
A.1 計算条件 36
A.2 比較結果 37
A.2.1 粒子フラックス 37

A.2.2 ガス生成量 37
A.2.3 弾き出し損傷量 39
A.2.4 発熱密度 40

Contents

1. Introduction 1

2. Simulation 3
2.1 Calculation condition 3
2.1.1 ADS geometry 3
2.1.2 Proton beam 5
2.2 Beam window evaluation 6
2.2.1 Particle flux 7
2.2.2 Gas production cross sections 7
2.2.3 Displacement cross sections 8
2.2.4 Heat generation cross sections 8
2.3 LBE evaluation 9

3. Results and discussion 10
3.1 Beam window evaluation 10
3.1.1 Particle flux 10
3.1.2 Gas production 10
3.1.3 DPA 12
3.1.4 Heat density 14
3.2 LBE evaluation 17
3.2.1 Reaction products 18
3.2.2 Decay heat 20
3.2.3 Activity 22
3.2.4 Heat density 23

4. Conclusion 27

Acknowledgement 29

References 30

Appendix A Comparison with previous study 36
A.1 Calculation condition 36
A.2 Comparison 37
A.2.1 Particle flux 37

A.2.2 Gas production 37
A.2.3 DPA 39
A.2.4 Heat density 40

List of Tables

表 2.1.1　評価対象とする ADS の基本情報 3
表 2.1.2　ビーム窓の主要なパラメーター 5
表 2.1.3　構成材料の組成 [質量%] 及び密度 [g/cm^3] 5
表 2.2.1　arc モデルによる弾き出し断面積導出に用いたパラメーター 8

表 3.1.1　経過日数ごとのビーム窓中のガス蓄積量 16
表 3.1.2　経過日数ごとのビーム窓中の弾き出し数 16
表 3.1.3　ビーム窓中の発熱密度 [W/cm^3] 17

表 A.1.1　本研究と先行研究の計算条件 36
表 A.1.2　JPCA と T91 鋼の組成 [重量%] 36
表 A.2.1　300 FPDs 経過後のビーム窓中のガス蓄積量 39
表 A.2.2　300 FPDs 経過後のビーム窓中の弾き出し数 [DPA] 40
表 A.2.3　300 FPDs 時点のビーム窓中の発熱密度 [W/cm^3] 41

List of Figures

図 1　JAEA が提案する ADS の概観図 2

図 2.1.1　ADS の炉心付近の構造図 4
図 2.1.2　ビーム窓部の拡大図 4
図 2.1.3　ビーム電流量と実行増倍率 k_{eff} の推移 6

図 3.1.1　ビームダクト出口 ($z = 100$ cm) におけるビームプロファイル 11
図 3.1.2　運転開始直後 (0 FPDs) におけるビーム窓内の粒子フラックス 12
図 3.1.3　T91 鋼に対する陽子 (上段) 及び中性子 (下段) 入射ガス生成断面積のエネルギー依存性と鉄標的に対するガス生成断面積の実験値 13
図 3.1.4　運転開始直後における入射陽子あたりの陽子 (上段) 及び中性子 (下段) によるビーム窓中のガス生成量のエネルギー依存性 14
図 3.1.5　ビーム窓中に蓄積されるガス量 15
図 3.1.6　T91 鋼に対する陽子及び中性子入射弾き出し断面積 15
図 3.1.7　粒子エネルギーに対するビーム窓中の DPA 量 17
図 3.1.8　ビーム窓中の累積弾き出し損傷量 18
図 3.1.9　T91 鋼に対する陽子、中性子及び光子入射発熱断面積 19
図 3.1.10　粒子エネルギーに対するビーム窓中の発熱量 19
図 3.1.11　各経過日時における発熱密度のビーム窓動径方向分布 20
図 3.2.1　各領域の定義 21
図 3.2.2　各経過日時における全 LBE 中核種の質量数分布及び原子番号分布 . . 22
図 3.2.3　各経過日時における全 LBE 中核種の崩壊熱 23
図 3.2.4　各経過日時における全 LBE 中核種の放射能 24
図 3.2.5　各領域の発熱密度 25
図 3.2.6　発熱密度の $r - z$ 分布 26

図 A.2.1　粒子フラックスの比較 37
図 A.2.2　ガス生成断面積の比較 38
図 A.2.3　DPA 断面積の比較 40

1. 緒言

使用済み燃料の再処理で発生する高レベル放射性廃棄物 (HLW: High-Level radioactive Waste) の処理は原子力に関する課題の一つである。HLW 中には原子炉内でウラン等が中性子と核反応を起こした後ベータ崩壊を繰り返し生成されるマイナーアクチノイド (MA: Minor Actinoid) と、ウラン等の核分裂で生成される核分裂生成物 (FP: Fission Product) が含まれる。特に MA は放射性毒性が高いため地層処分に関する研究に加えて、有害度低減や減容化が期待できる加速器駆動核変換システム (ADS: Accelerator-Driven System) や高速炉による核変換の研究が進められている。このうち ADS は未臨界炉心と大強度陽子加速器を組み合わせたハイブリッドシステムである。図 1 に日本原子力研究開発機構 (JAEA) が提案する ADS の概観図を示す [1)]。JAEA が提案する ADS では中性子源標的兼冷却材として鉛ビスマス共晶合金 (LBE: Lead-Bismuth Eutectic) を使用し、加速器からの高エネルギー陽子と LBE の核反応により発生する核破砕中性子を用いて MA の核分裂を誘起する。

ADS は内部が高真空となる加速器と高温の LBE で満たされている未臨界炉心で構成されているため、両者はビーム窓と呼ばれる構造物により隔てられている。ビーム窓は長期間の大強度陽子ビーム照射による照射損傷を受けるだけではなく、LBE 流動による腐食や熱にもさらされる過酷環境下での使用が想定される。ビーム窓は ADS の成立性に直結する構成要素であるため、その工学的成立性の検証及び寿命評価は ADS 開発を行う上で非常に重要である。ビーム窓の寿命を評価するための物理量として、ビーム窓内部における水素やヘリウム等のガス生成量、ビーム窓構造材の弾き出し損傷量、ビーム窓における発熱密度等が挙げられる。2008 年に西原らによってこれらの値が評価されているが [2)]、物理モデルやシミュレーションコードは当時使われたものから多くの改良が行われている。

また、LBE と高エネルギー陽子の相互作用により、LBE 中には水素からアスタチンまでのあらゆる元素が生成されることがわかっている [3)]。これらの生成核種の元素分布を調査することは、LBE の残留放射能評価や LBE 中に生成される不純物の挙動を議論する上で意義がある。さらに、陽子ビーム照射と生成された放射性核種の崩壊熱に起因する発熱密度の分布は、ビーム窓付近の熱流動を評価する上で非常に重要である。従って、ADS の運転に伴う LBE 中の生成核種や発熱密度分布の調査が強く求められている。

これらの背景から、本報告書では JAEA が提案している ADS の運転時におけるガス生成量、弾き出し損傷量及び発熱密度分布を最新の物理モデルとシミュレーションコードを用いて評価することを目的とする。また、LBE 中で生成される核種分布、誘導放射能、崩壊熱及び LBE 中の発熱密度分布をシミュレーションによって求める。

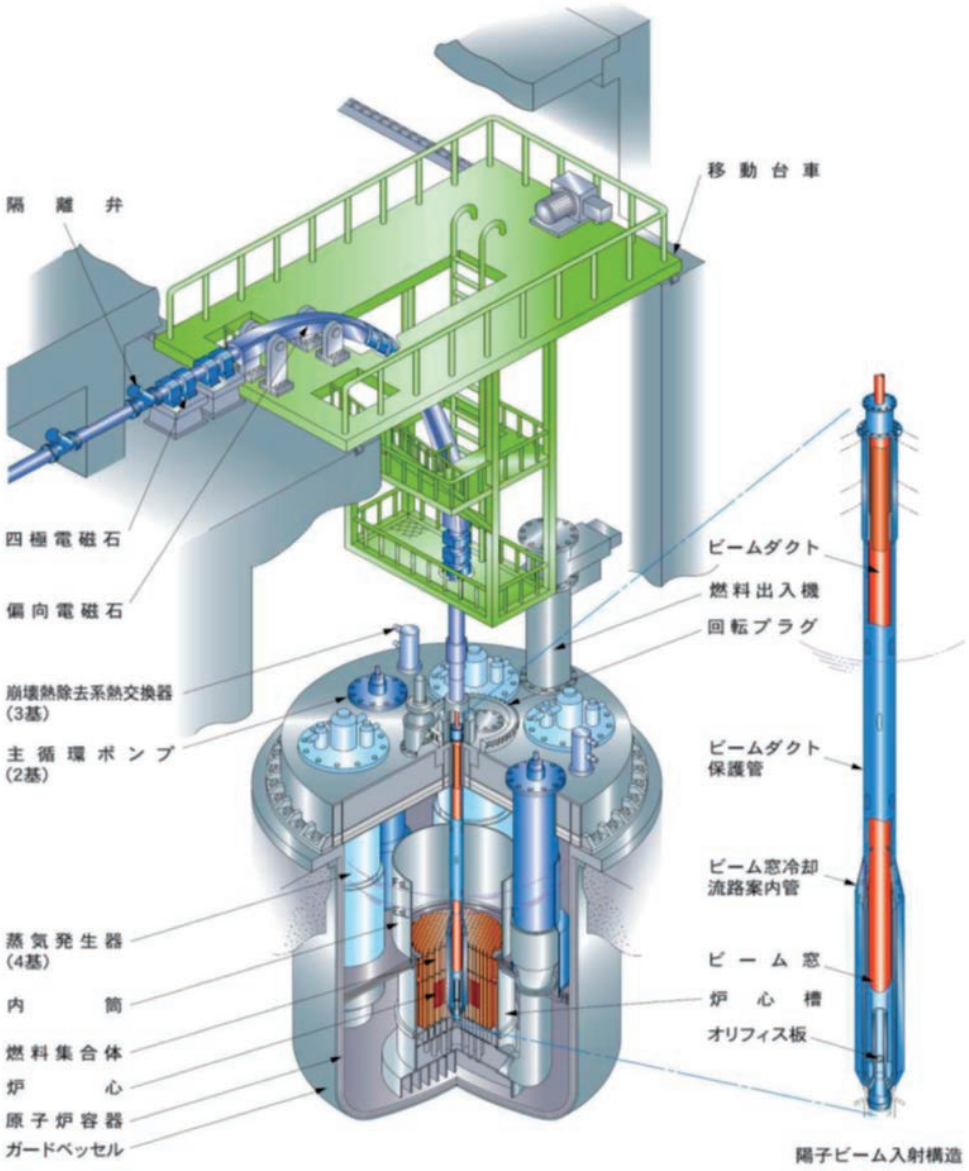

図 1　JAEA が提案する ADS の概観図

2. 計算条件及び計算手法

本章ではビーム窓及び LBE 評価を行う ADS の概要や構造材の組成、各評価値の計算手法を示す。

2.1 計算条件

本研究では JAEA が提案する ADS における各評価値を導出した。表 2.1.1 に本評価で用いた ADS[1)] の基本情報を示す。

2.1.1 ADS 計算体系

図 2.1.1 に ADS の炉心付近の構造図を示す。紙面上側が ADS の上部方向となっている。図の中央に位置する加速器ビームダクトが未臨界炉心の中心に向かって伸びており、炉心との境界はビーム窓で隔てられている。ADS において冷却材である LBE は常に流動しているが、ガス生成量、弾き出し損傷量及び発熱量は流動の影響を受けないため停止しているとしてシミュレーションを行った。ADS の燃料領域は、炉心の出力密度を平坦化させるために、燃料組成の異なる内側炉心 (Inner Core: IC) 及び外側炉心 (Outer Core: OC) の 2 つの領域炉心で構成されている。ビームダクトは外径 47.0 cm、内径 45.0 cm の円筒状でありその先のビーム窓となめらかに接続している。図 2.1.2 にビーム窓の拡大図を、表 2.1.2 にビーム窓の主要なパラメーターを示す。ビーム窓となる先端部は直径 47.0 cm と 45.0 cm の球を重ねた形状となっている。ビーム窓はビームダクトとの接合部から先端にかけて徐々に薄くなっており、接合部では厚さ 10 mm、先端部分では厚さ 2 mm となる。ビーム窓は 300 FPDs で交換を行うため、本シミュレーションも 300 FPDs でガス生成量と弾き出し損傷量が 0 に戻ると仮定し、300 FPDs 毎の評価を行った。表 2.1.3 に各炉心構造材の組成を示す。ビーム窓材には改良 9Cr1Mo 鋼 (T91 鋼) を選択した。

表 2.1.1 評価対象とする ADS の基本情報

熱出力	800 MWth
サイクル期間	600 FPDs
最大 k_{eff}	0.98
陽子ビーム	1.5 GeV 連続ビーム
燃料	$(\mathrm{MA+Pu})^{15}\mathrm{N} + \mathrm{Zr}^{15}\mathrm{N}$
冷却材	LBE

*FPDs: Full Power Days

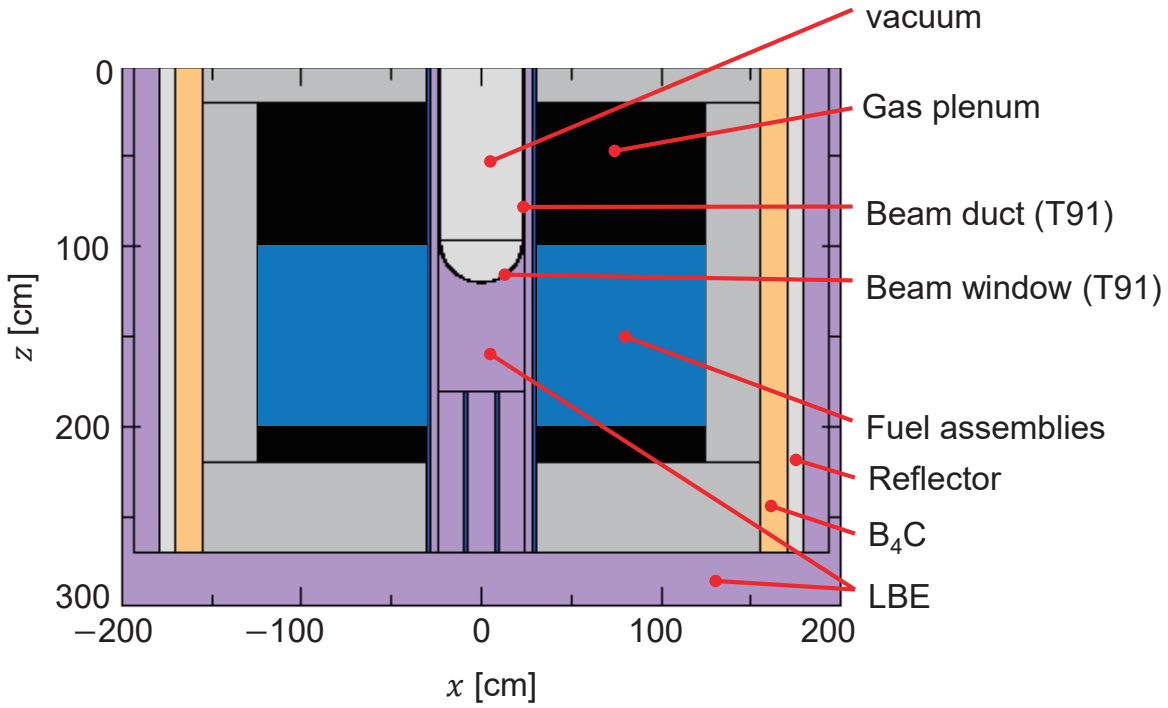

図 2.1.1　ADS の炉心付近の構造図

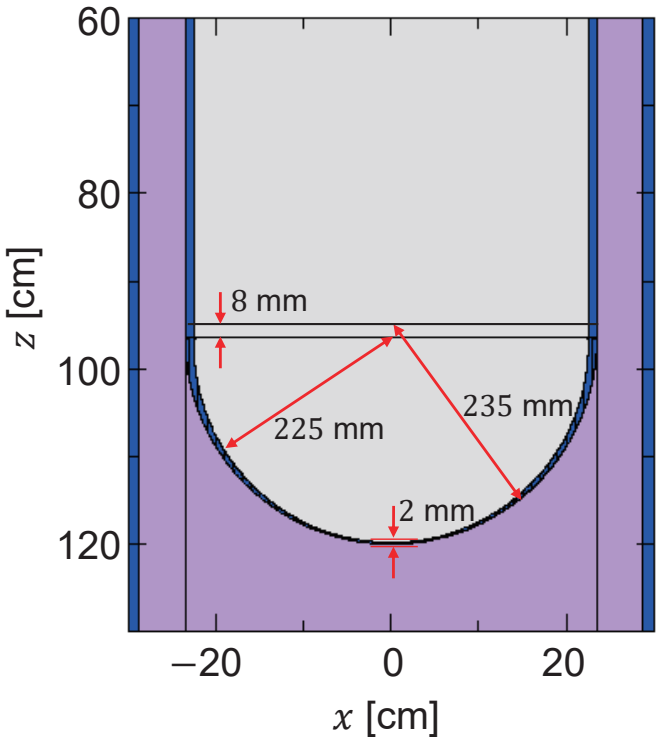

図 2.1.2　ビーム窓部の拡大図

表 2.1.2　ビーム窓の主要なパラメーター

形状	半球殻状
内径	450 mm
外径	470 mm
先端部厚さ	2 mm
材質	改良 9Cr1Mo 鋼 (T91 鋼)
窓交換サイクル	300 FPDs

表 2.1.3　構成材料の組成 [質量%] 及び密度 [g/cm^3]

	T91 鋼	LBE	B_4C	Reflector
He	-	-	-	-
B	-	-	21.47	-
C	0.10	-	5.96	0.02
N	-	-	0.02	0.008
Si	-	-	0.16	0.08
P	-	-	0.006	0.003
S	-	-	0.003	0.002
V	0.20	-	0.06	0.03
Cr	8.50	-	2.81	1.43
Mn	-	-	0.16	0.08
Fe	90.12	-	27.55	14.01
Ni	-	-	0.03	0.02
Nb	0.08	-	0.02	0.01
Mo	1.00	-	0.31	0.16
Pb	-	44.5	18.45	37.46
Bi	-	55.5	23.01	46.71
密度	7.76	10.27	4.96	0.976

2.1.2　陽子ビーム条件

シミュレーションでは 1.5 GeV の陽子ビームを図 2.1.1 の上方向から下方向に向かって照射した。ビーム形状は x, y 軸共に 0 cm を中心とした 2 次元ガウス分布とし、x 及び y 方向の広がりはともに $1\sigma = 11.16$ cm とした。臨界性の変化とそれに伴うビーム電流量の推移を図 2.1.3 に示す。照射サイクルの進行に伴い MA 及びプルトニウムの燃焼が進み、熱出力を維持するために陽子ビームの電流量が徐々に増加している。このビーム形状の場合、ビーム窓出口までに 13.1%のビームロスが発生する。そこでシミュレーションでは図 2.1.3 の電流値から 13.1%増やした電流値により各評価値を求めた。

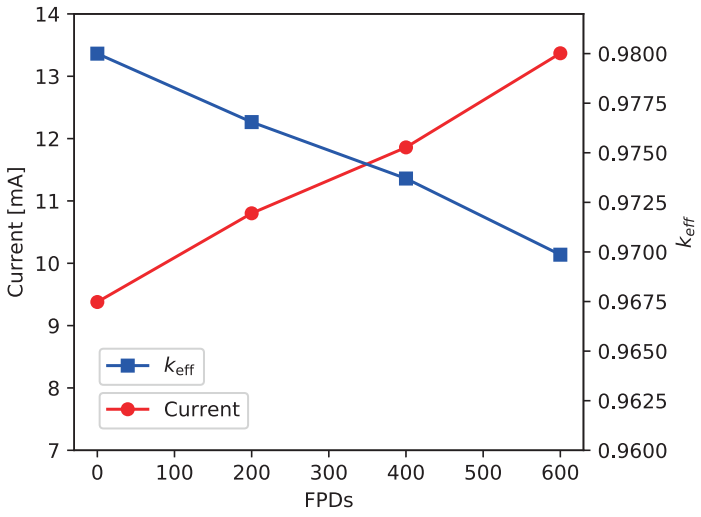

図 2.1.3　ビーム電流量と実行増倍率 k_{eff} の推移

2.2　ビーム窓解析手法

次に、ビーム窓の各評価値の導出手順を説明する。ビーム窓中の粒子輸送計算は 3 次元粒子・重イオン輸送計算コード PHITS (Particle and Heavy Ion Transport code System)[4] を用いて行った。また、炉心の燃焼は PHITS による核分裂計算に加え、燃料組成とビーム電流量を 0、200、400、600 FPDs で時間を区切り変化させることで考慮した。陽子と 20 MeV 以上の中性子の核反応モデルには PHITS のデフォルトである Liège Intranuclear Cascade 4.6 (INCL4.6)[5] モデルと Generalized Evaporation Model (GEM)[6] を用い、20 MeV 以下の中性子には JENDL-4.0[7] を利用した。PHITS にて前述の ADS 体系を模擬し、未臨界炉心計算とガス生成量計算等を同時にシミュレーションした場合、十分な統計精度を得るには膨大な時間を要する。そこで、以下の通りシミュレーションを分割することで効率的に各評価値を導出した。

1. ADS 実機の体系を模擬した系でシミュレーションを行い、ビーム窓内部の粒子フラックス $\phi(E)$ を得る。
2. 十分に薄いビーム窓材に単色エネルギーの粒子を照射し、各粒子の入射エネルギー毎のガス生成断面積 $\sigma_{\mathrm{gas}}(E)$ と弾き出し断面積 $\sigma_{\mathrm{D}}(E)$ を計算する。
3. 式 (2.1) に示す通り、1 と 2 で得られた値からビーム窓内部の評価値 $(\mathrm{Yield})_{\mathrm{j}}$ を計算する。ここで j はそれぞれ gas 及び D に相当する。

$$(\mathrm{Yield})_{\mathrm{j}} = \sum_{i} \phi(E_i)\,\sigma_{\mathrm{j}}(E_i) \tag{2.1}$$

ビーム窓は中心部で厚さ 2 mm と非常に薄いが、この手法を用いることで評価に十分な統計を稼ぐことが可能である。ただし、この手法では生成ガスがビーム窓内に留まると仮定しているが、

実際は生成ガス粒子がエネルギーを持つためビーム窓への流入出が起こりうる点に注意する必要がある。発熱密度分布に関しては断面積とフラックスの積ではなく、直接求める方法でも十分な統計量が得られる。そこで、上記の手法で得られた値は議論の際の参考として用い、ビーム窓の評価には直接求めた値を利用した。

2.2.1 粒子フラックス

フラックス計算では 2.1 項で述べた体系・ビーム条件の下でビーム窓内部の陽子、中性子及び光子フラックスを求めた。PHITS シミュレーションでは炉心の核分裂数から計算される炉心の熱出力が設計値である 800 MW と異なる。すると核分裂起因の中性子フラックスが過大もしくは過小評価されてしまうため、炉心出力が 800 MW となるように核分裂起因の中性子フラックスを規格化する必要がある。そこで PHITS 計算にて核分裂反応を考慮したフラックス計算と考慮しないフラックス計算を行い、その差から核分裂起因の中性子フラックスを求めた。なお、核分裂反応を考慮しない計算では、核分裂反応の代わりに中性子捕獲反応として処理した。

$$\phi_{\mathrm{f}} = \phi_{\mathrm{all}} - \phi_{\mathrm{sp}} \tag{2.2}$$

ここで ϕ_{f} は核分裂起因の中性子フラックス、ϕ_{all} は核分裂反応を考慮した計算で得た中性子フラックス、ϕ_{sp} は核分裂反応を考慮しない計算で得られた核分裂以外の反応起因の中性子フラックスを示す。また、炉心の核分裂数から核分裂あたりの放出熱エネルギーを 200 MeV として炉心の熱出力 F [MW] を求めた。すると、熱出力を 800 MW に規格化した中性子フラックス ϕ_{norm} は、

$$\phi_{\mathrm{norm}} = \frac{800}{F}\phi_{\mathrm{f}} + \phi_{\mathrm{sp}} \tag{2.3}$$

として求められる。

2.2.2 ガス生成断面積

ガス生成断面積 $\sigma_{\mathrm{gas}}(E)$ は薄い T91 鋼に対する陽子及び中性子照射シミュレーションにより求めた。厚さ 0.1 µm の T91 鋼標的に対して単色エネルギーの粒子ビームを照射し、標的内で生成されるガス核種 (^{1}H、^{2}H、^{3}H、^{3}He 及び ^{4}He) の生成量からガス生成断面積を導出した。この際、T91 鋼標的は十分に薄いため 2 次反応の寄与は無視できるとした。なお、中性子入射の場合には放出荷電粒子の再現性を向上させるため、PHITS の機能であるイベントジェネレーターモードを使用した。

2.2.3 弾き出し断面積

弾き出し断面積 $\sigma_{\mathrm{D}}(E)$ は T91 鋼に対する陽子及び中性子照射シミュレーションにより求めた。PHITS シミュレーションにより [8] 核的損傷による損傷エネルギー T_{d} を求め、

$$N_{\mathrm{NRT}}(T_{\mathrm{d}}) = \begin{cases} 0, & T_{\mathrm{d}} < E_{\mathrm{d}} \\ 1, & E_{\mathrm{d}} < T_{\mathrm{d}} < \frac{2E_{\mathrm{d}}}{0.8} \\ \frac{0.8}{2E_{\mathrm{d}}} T_{\mathrm{d}}, & \frac{2E_{\mathrm{d}}}{0.8} < T_{\mathrm{d}} < \infty \end{cases} \tag{2.4}$$

により NRT モデル [9] による弾き出し数 N_{NRT} を、

$$N_{\mathrm{arc}}(T_{\mathrm{d}}) = \begin{cases} 0, & T_{\mathrm{d}} < E_{\mathrm{d}} \\ 1, & E_{\mathrm{d}} < T_{\mathrm{d}} < \frac{2E_{\mathrm{d}}}{0.8} \\ \frac{0.8}{2E_{\mathrm{d}}} T_{\mathrm{d}} \zeta(T_{\mathrm{d}}) & \frac{2E_{\mathrm{d}}}{0.8} < T_{\mathrm{d}} < \infty \end{cases} \tag{2.5}$$

$$\zeta(T_{\mathrm{d}}) = \frac{1-c}{(2E_{\mathrm{d}}/0.8)^{b}} T_{\mathrm{d}}^{b} + c \tag{2.6}$$

により arc モデル [10] による弾き出し数 N_{arc} を求め、それぞれのモデルによる弾き出し断面積を導出した。なお、E_{d} は弾き出し閾エネルギー、b 及び c はパラメーターである。用いたパラメーターを表 2.2.1 に示す。Fe のパラーメーターは Nordlund の値 [10] を、他の元素のパラメーターは Konobeyev [11] の値を使用した。

表 2.2.1　arc モデルによる弾き出し断面積導出に用いたパラメーター

元素	E_{d} [eV]	b	c
C	31	-1.0	0.71
V	40	-1.0	0.51
Fe	40	-0.568	0.286
Nb	40	-0.1	0.63
Mo	60	-1.01	0.46

2.2.4 発熱断面積

前述の通り、発熱分布は断面積とフラックスをかけ合わせる方法と PHITS で直接計算する方法の 2 通りの手法で求めた。本小節では前者の手法に用いる発熱断面積の導出法について説明する。十分に薄い T91 鋼に陽子、中性子及び光子照射シミュレーションを行い発熱断面積 $\sigma_{\mathrm{heat}}(E)$ を求めた。ガス生成断面積と同様に厚さ 0.1 μm の T91 鋼を標的とし、単色エネルギーの粒子ビームを照射することで標的内のエネルギー付与量を求め、発熱断面積を得た。なお、20 MeV 以上の中性子は核反応モデルにより明示的に荷電粒子生成が記述され、それらの荷電粒子によるエネルギー付与が考慮されるため中性子入射による発熱断面積の計算は行っていない。一方で、20 MeV 以下の中性子入射ではカーマ近似を用いることで中性子起因のエネルギー付与を計算可能である

ため、カーマ近似によるエネルギー付与量から発熱断面積を計算した。光子については全てのエネルギー領域でカーマ近似によるエネルギー付与を計算した。

2.3 LBE 解析手法

次に ADS の運転に伴う LBE 中の生成核種数、誘導放射能、崩壊熱及び核反応や電離に伴う発熱密度の評価手順について述べる。生成核種分布、誘導放射能及び崩壊熱の評価には PHITS と DCHAIN-PHITS[12] を用いた。2.1 項に示す条件で PHITS 計算を行い、計算結果を DCHAIN-PHITS に受け渡すことで LBE 中に生成される核種、誘導放射能及び崩壊熱の時間推移を計算した。ただし最も過酷な条件にて評価を行うため、MA 燃料の組成及びビーム電流量はビーム窓評価時の 600 FPDs における条件を使用し、300 FPDs 照射後 7 年間の推移を評価した。実際の ADS では LBE が流動しているが、本評価では生成核種が流動しないものと仮定し、各領域で生成される核種数を導出した。ビーム窓評価と同様に陽子と 20 MeV 以上の中性子の核反応モデルには推奨モデルである INCL4.6 と GEM を用い、20 MeV 以下の中性子には DCHAIN-PHITS デフォルトの JENDL/AD-2017、JENDL-4.0[7]、ENDF/B-VIII.0[13]、JEFF-3.3[14] 及び FENDL/A-3.0[15] のハイブリッドライブラリを利用した。LBE 内における発熱密度分布は 2.1 項に示す条件で PHITS 計算を行い直接求めた。

3. 結果及び考察

本章では前述のシミュレーションで得られた結果及びその考察について述べる。

3.1 ビーム窓評価

まずはビーム窓評価の際に得られたビーム窓内部の粒子フラックスを示し、その後各評価値の断面積を示す。その後、フラックスと断面積をかけ合わせることで得られたビーム窓内の全ガス生成量、全弾き出し数、及び発熱密度について議論する。

3.1.1 粒子フラックス

図 3.1.1 にビームダクト出口 ($z = 100$ cm) における陽子ビームのプロファイルを示す。2.1.2 項で述べた通り、ビーム分布は 2 次元ガウス分布であり x 及び y 方向のビームの広がりはともに 11.16 cm である。図 3.1.2 に 0 FPDs の燃料組成におけるビーム窓先端部中の粒子フラックスを示す。ここでビーム窓先端部とは、ビーム窓のうち中心軸から半径 2 cm 以内の部分を指す。この領域は陽子ビーム照射量が最大となり、最も過酷な環境となるため評価に用いた。図中の 1.5 GeV 付近に見られる鋭い陽子フラックスのピークは加速器からの大強度陽子ビームに対応し、散乱や核反応で生成された 1.5 GeV 未満の陽子の存在も確認できる。中性子は数 MeV をピークに幅広いエネルギー分布を持ち、GeV 領域から熱エネルギー近傍まで存在していることがわかる。一方でガンマ線は比較的狭いエネルギー分布であり、0.1 から 10 MeV が多くを占めている。

3.1.2 ガス生成量

図 3.1.3 に計算で得られた T91 鋼に対する陽子 (上段) 及び中性子 (下段) 入射ガス生成断面積を示す。図中の実線は PHITS を用いて計算したガス生成断面積、シンボルは鉄標的に対する陽子及び中性子入射ガス生成断面積の実測値 [16–45] を参考値として載せている。なお、^{6}He 及び ^{8}He の生成量は無視できるほど小さいため本研究では考慮していない。

中性子入射 ^{4}He 生成断面積で顕著に見られる入射エネルギー 20 MeV 前後の計算値の不連続性は、PHITS 計算における核データライブラリと核反応モデルの切り替えによるものであるが、今回はこの不連続性に関して補正は行わなかった。T91 鋼は表 2.1.3 に示す通り 90.12%が鉄であるため、鉄の実験値との比較によりガス生成断面積の再現性を評価可能である。図 3.1.3 より、いずれの計算値も実験値をよく再現しており、本評価に用いる PHITS の信頼性が確認できた。各ガス生成断面積の入射粒子エネルギー依存性に着目すると、いずれの断面積も閾値エネルギーを出発点とし単調増加傾向であった。

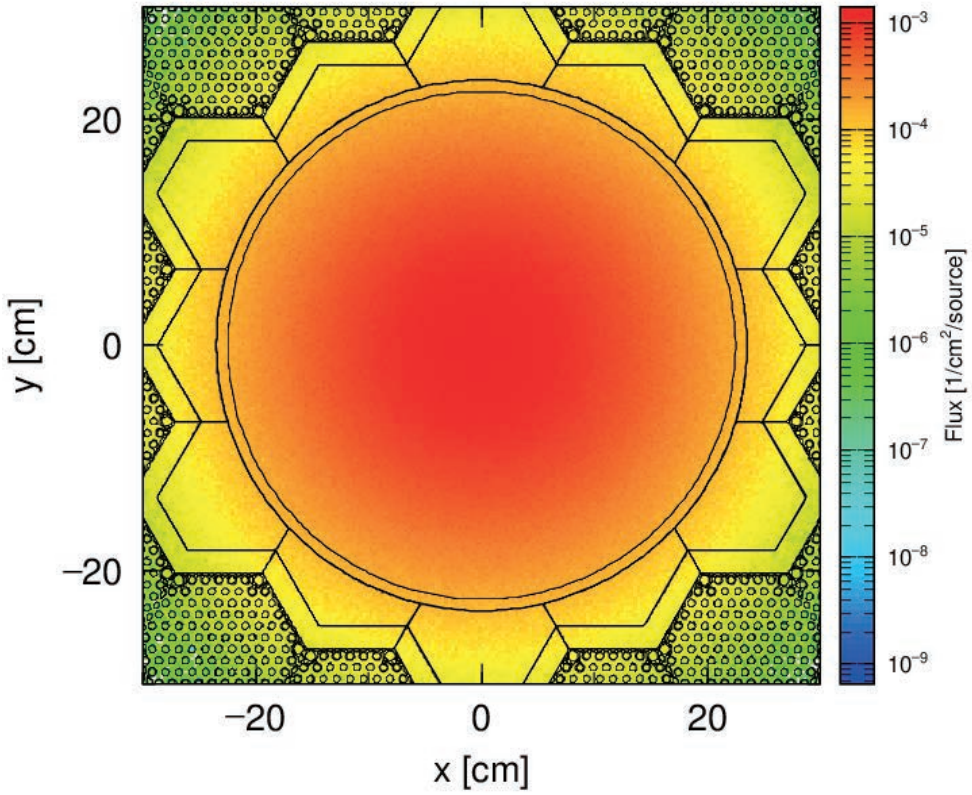

図 3.1.1　ビームダクト出口 ($z = 100$ cm) におけるビームプロファイル

図 3.1.4 に 3.1.1 項で得られたフラックスとガス生成断面積を粒子のエネルギー毎にかけ合わせることで得た粒子エネルギー毎のガス生成量を示す。ビーム窓内における陽子起因のガス生成は 1.5 GeV の陽子によるものがほとんどを占めている。一方で、中性子による生成では閾値エネルギーから 1 GeV 付近まで幅広く分布していることが確認できる。

図 3.1.5 及び表 3.1.1 に陽子ビーム電流量を考慮したガス生成量の時間推移を積算し得られた ADS の運転に伴いビーム窓中に蓄積されるガス量を示す。なお、ここでは表 2.1.1 に示した通りビーム窓の交換は 300 FPDs 毎に行うため、積算ガス量は 300 FPDs で 0 にリセットされるとしている。まず、図 3.1.5 より燃焼の進行に伴いビーム電流量が増加するため、ビーム窓中のガス蓄積量は 1 次関数よりもやや速く増加することがわかる。0 から 300 FPDs に比べて 300 から 600 FPDs の期間の方がより高い電流量で運転を行うため、ビーム窓取り換え時の蓄積量も 600 FPDs 時点が最大となった。600 FPDs におけるガス蓄積量は ^{1}H が最大で 9850 appm であり、次いで ^{2}H の約 2230 appm、^{4}He の約 1510 appm となった。また、元素ごとに蓄積量を合計すると、600 FPDs において水素同位体ガスは約 12500 appm、ヘリウム同位体ガスは 1800 appm であった。表 3.1.1 から、^{1}H と ^{4}He は蓄積される総量のうち 10%以上が中性子とビーム窓の核反応により生成されているが、他の核種は中性子による生成割合は 10%以下と小さいことが見て取れる。これは中性子入射反応によるガス生成断面積の閾値の差によるものであると考えられる。陽子入射反応によるガス生成断面積にも生成ガス核種毎の閾値エネルギーに差が見られるが、陽子入射によるガス

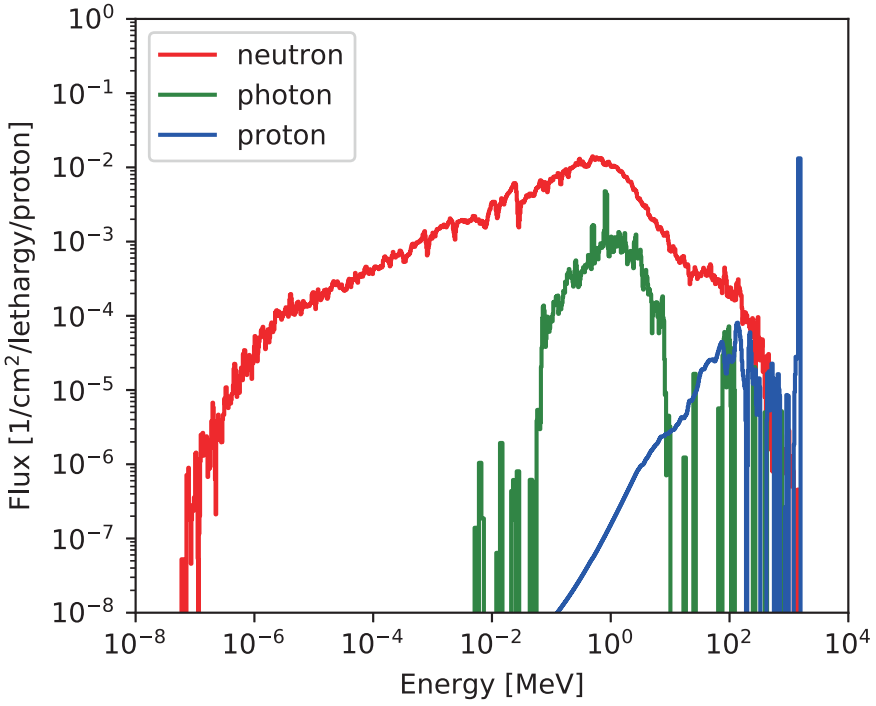

図 3.1.2　運転開始直後 (0 FPDs) におけるビーム窓内の粒子フラックス

生成量は 1.5 GeV 陽子によるものが支配的であるため、各ガスの総生成量は 1.5 GeV における生成断面積にほぼ依存する。一方で、中性子入射反応によるガス生成量では中性子フラックスが幅広いエネルギーにわたって分布しているため、ガス生成断面積の絶対値に加えて閾値エネルギーも蓄積量に大きく影響する。^{1}H 及び ^{4}He 生成反応は 3 MeV 以下に閾値を持つが他のガス生成は 10 MeV 付近に閾値を持つため、比較的高いフラックスを持つ数 MeV 領域の中性子による生成が寄与し、中性子による ^{1}H と ^{4}He の生成割合が大きくなったと考えられる。

3.1.3　弾き出し損傷量

図 3.1.6 に計算で得られた T91 鋼に対する陽子及び中性子入射反応における弾き出し断面積を示す。図中の実線は arc モデルによる計算結果、破線は NRT モデルによる計算結果を示す。陽子、中性子入射共にモデルの違いにより、全エネルギーにわたり 2 から 3 倍程度の差が見られることがわかる。陽子入射ではエネルギーの減少に伴い、クーロン相互作用が強く表れるため断面積の増加が見られる。一方で中性子入射の場合、1 keV 付近を最小として谷型の構造をしている。また、T91 鋼の構成元素の共鳴に対応する断面積のピークが複数存在していることがわかる。

図 3.1.7 に 3.1.1 項で得られたフラックスと弾き出し断面積を粒子エネルギー毎にかけ合わせることで得た入射粒子のエネルギー毎の弾き出し数を示す。陽子による弾き出しに着目すると、ガス生成と同様に 1.5 GeV 陽子による寄与が非常に大きい。中性子による弾き出しでは、1 MeV 付

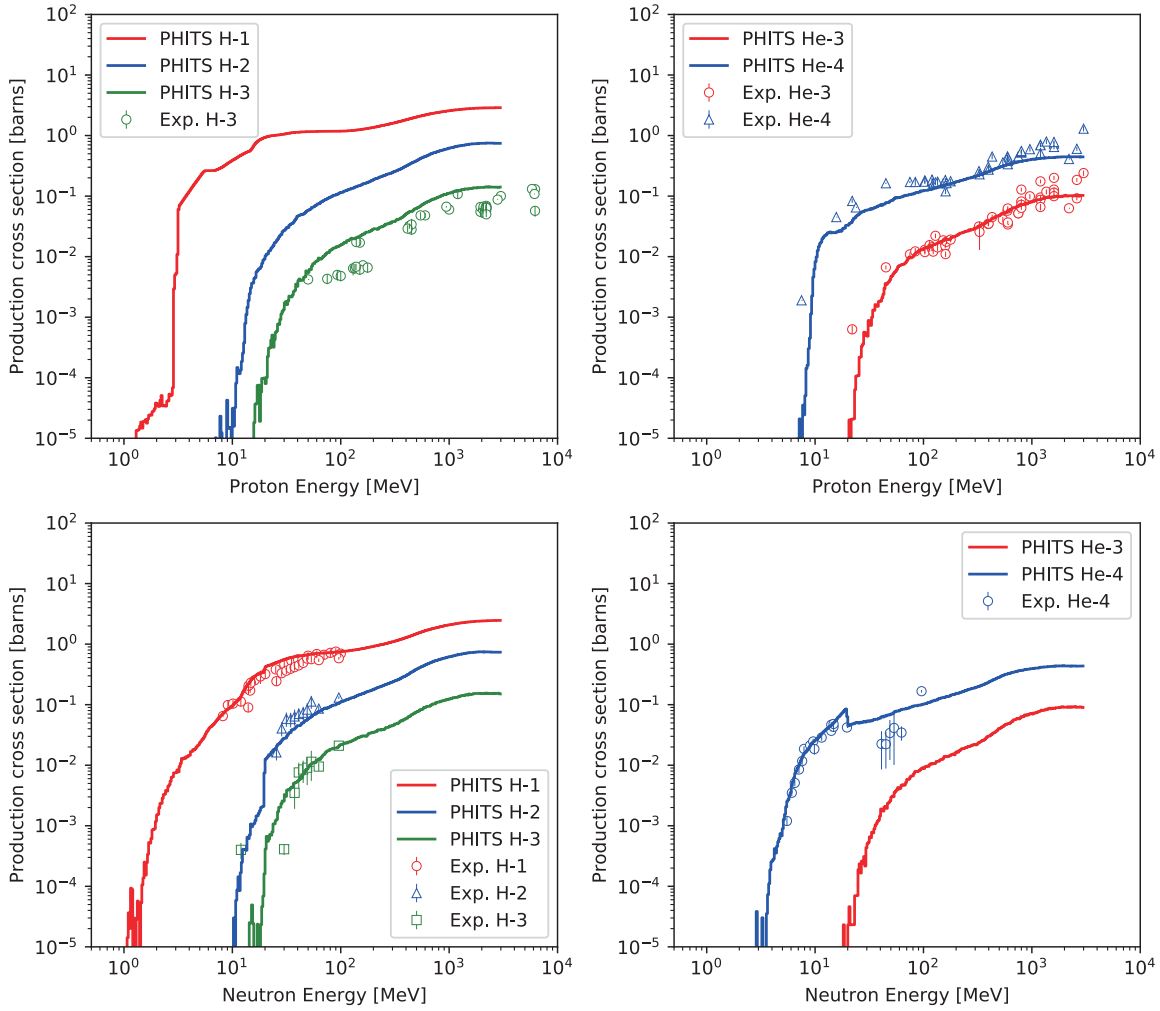

図 3.1.3　T91 鋼に対する陽子 (上段) 及び中性子 (下段) 入射ガス生成断面積のエネルギー依存性と鉄標的に対するガス生成断面積の実験値

近の中性子による弾き出しが支配的であることがわかる。

次に、図 3.1.7 をエネルギーについて積分し、経過日数ごとに弾き出し数を求めた。その後、時間について弾き出し数を積算することで、ビーム窓内に蓄積される全弾き出し数を計算したものが図 3.1.8 及び表 3.1.2 である。ガス生成量の評価と同様にビーム窓の交換が 300 FPDs で行われることを考慮し、積算弾き出し数も 300 FPDs で 0 にリセットされるとして評価した。積算弾き出し数の増加率も陽子ビームの電流量に伴い変化するため、電流量の大きくなる 300 FPDs 以降の方が増加率が大きいことがわかる。どちらのモデルでも陽子に比べ中性子による弾き出し数は 8 倍程度大きく、弾き出し数は中性子によるものが支配的であることがわかった。また、NRT モデルと arc モデルでは 3 倍程度の差が見られ、arc モデルを用いることにより従来の NRT モデルによる評価値よりも小さくなることが示された。NRT モデルに比べ arc モデルはより再現性の高いモデルとして知られており [46]、arc モデルによる計算結果の使用が推奨される。600 FPDs に

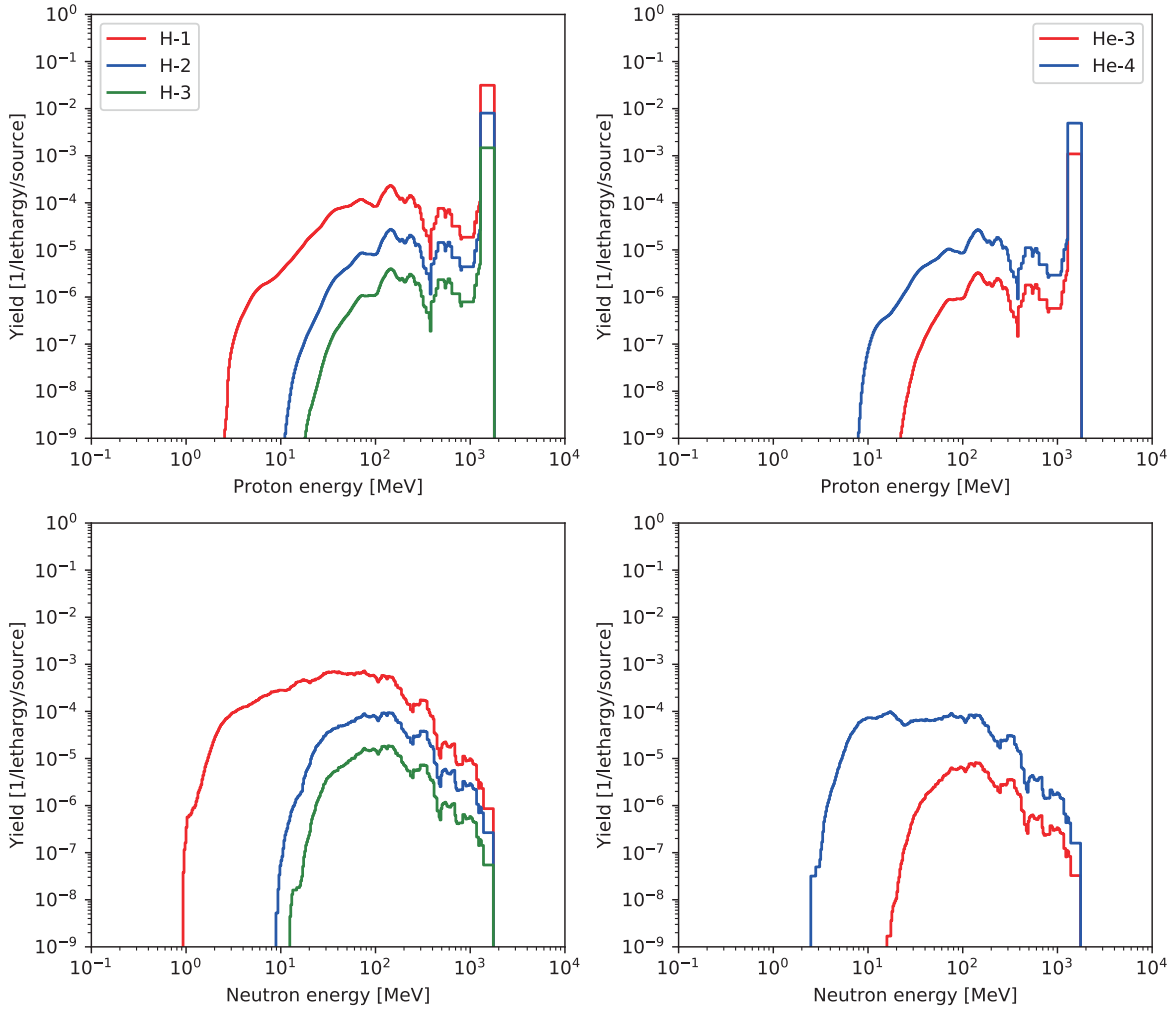

図 3.1.4　運転開始直後における入射陽子あたりの陽子 (上段) 及び中性子 (下段) によるビーム窓中のガス生成量のエネルギー依存性

おける最終的な弾き出し数は arc モデルによる評価では 22.0 DPA、NRT モデルによる評価では 62.1 DPA となった。

3.1.4　発熱密度

発熱密度は前述のガス生成量及び弾き出し損傷量とは異なり、PHITS を用いて直接求めた。その一方で、発熱の主要因となっている粒子種及びエネルギーを把握するため、ガス生成量等と同様に断面積と粒子フラックスの積による導出も行った。後者について、図 3.1.9 に陽子、中性子及び光子による発熱断面積を示す。ここで陽子入射発熱断面積に注目すると、入射エネルギーが 0.1 MeV 付近で振る舞いが変わっている。これは陽子が発熱断面積導出に用いている 1 µm の T91 鋼で完全停止するエネルギーに対応している。今回のシミュレーションにおいて 0.1 MeV 以下の

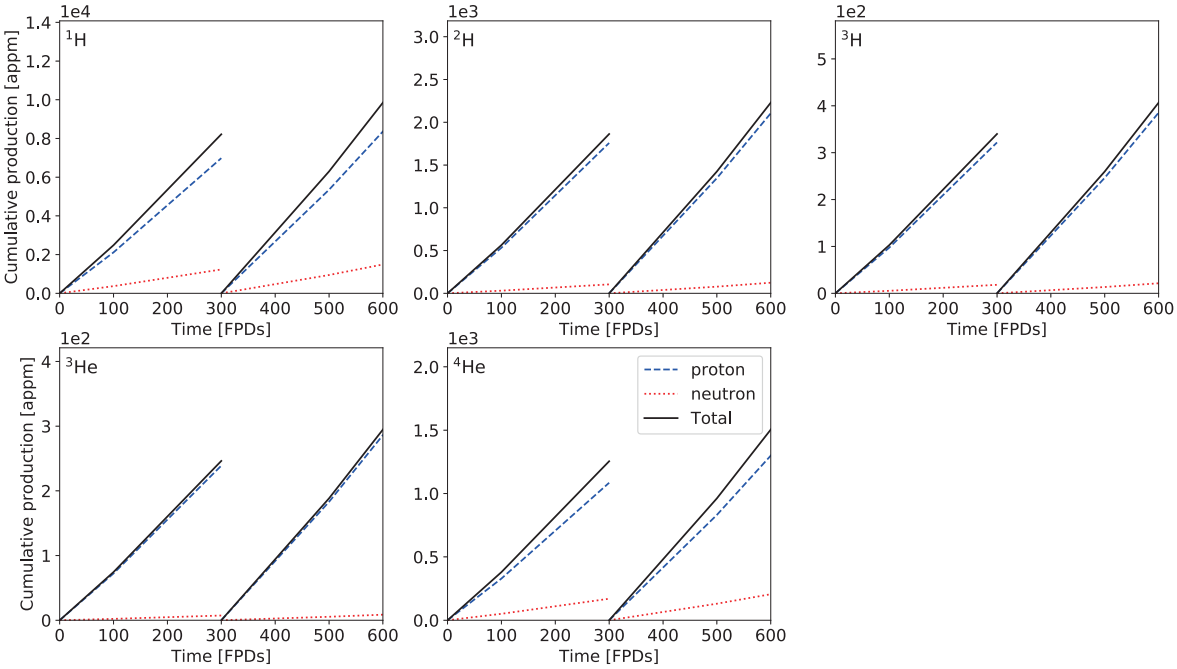

図 3.1.5　ビーム窓中に蓄積されるガス量

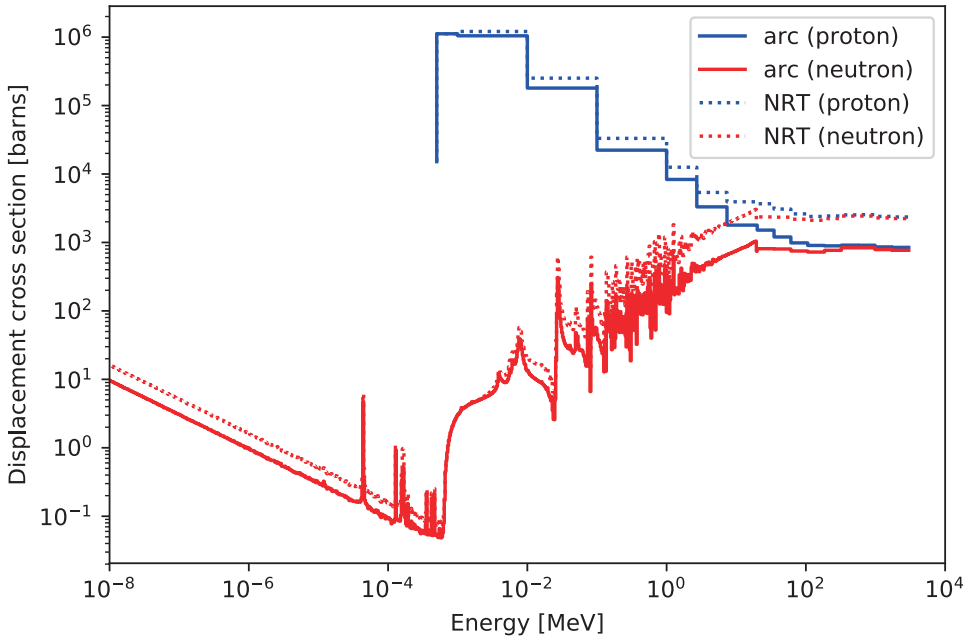

図 3.1.6　T91 鋼に対する陽子及び中性子入射弾き出し断面積

陽子はほぼビーム窓内で停止するため、この影響は無視できるとした。

図 3.1.10 に 3.1.1 項で得られたフラックスと上述の発熱断面積を粒子エネルギー毎にかけ合わせることで得た入射粒子のエネルギー毎の発熱量を示す。この図より加速器からの 1.5 GeV 陽子が発熱量の多くを占めていることがわかる。次点で高エネルギーガンマ線や核反応で生成された

表 3.1.1　経過日数ごとのビーム窓中のガス蓄積量

経過日数 [FPDs]		100	200	300	400	500	600
^{1}H [appm]	陽子起因	2117	4550	6983	2675	5350	8360
	中性子起因	371	802	1233	473	946	1490
	計	2488	5352	8216	3148	6296	9850
^{2}H [appm]	陽子起因	533	1145	1758	673	1347	2105
	中性子起因	31.0	67.8	104	38.9	77.8	124
	計	564	1212	1863	712	1425	2229
^{3}H [appm]	陽子起因	97.5	210	322	123	247	385
	中性子起因	5.36	11.8	18.2	6.72	13.4	21.4
	計	103	221	340	130	260	407
^{3}He [appm]	陽子起因	72.4	156	239	91.5	193	286
	中性子起因	2.15	4.73	7.32	2.70	5.39	8.62
	計	74.5	160	246	94.2	188	295
^{4}He [appm]	陽子起因	329	707	1085	416	831	1299
	中性子起因	50.8	110	170	65.3	131	206
	計	380	817	1255	481	962	1505
H [appm]	陽子起因	2747	5905	9063	3472	6943	10851
	中性子起因	407	881	1355	519	1037	1636
	計	3154	6786	10418	3990	7980	12486
He [appm]	陽子起因	401	863	1324	507	1014	1585
	中性子起因	53.0	115	177	68.0	136	214
	計	454	978	1501	575	1150	1800

表 3.1.2　経過日数ごとのビーム窓中の弾き出し数

経過日数 [FPDs]		100	200	300	400	500	600
arc model [DPA]	陽子起因	0.714	1.53	2.35	0.901	1.80	2.81
	中性子起因	4.96	10.6	16.2	6.21	12.4	19.2
	計	5.67	12.1	18.6	7.11	14.2	22.0
NRT model [DPA]	陽子起因	1.95	4.19	6.43	2.46	4.93	7.69
	中性子起因	14.0	30.0	45.9	17.6	35.2	54.4
	計	16.0	34.1	52.3	20.1	40.2	62.1

陽子による発熱の寄与が大きい。

次に PHITS を用いて直接求めたビーム窓内の発熱密度を表 3.1.3 に示した。ここで原子核起因は陽子、中性子、^{2}H、^{3}H、^{3}He 及び ^{4}He を除く全ての原子核による発熱を表す。また、他粒子起因は主に ^{2}H、^{3}H、^{3}He 及び ^{4}He による発熱を指す。この表からも発熱密度の 80%以上は陽子によるエネルギー付与であることがわかる。発熱密度が最大となる 600 FPDs においては 374 W/cm^{3} であった。

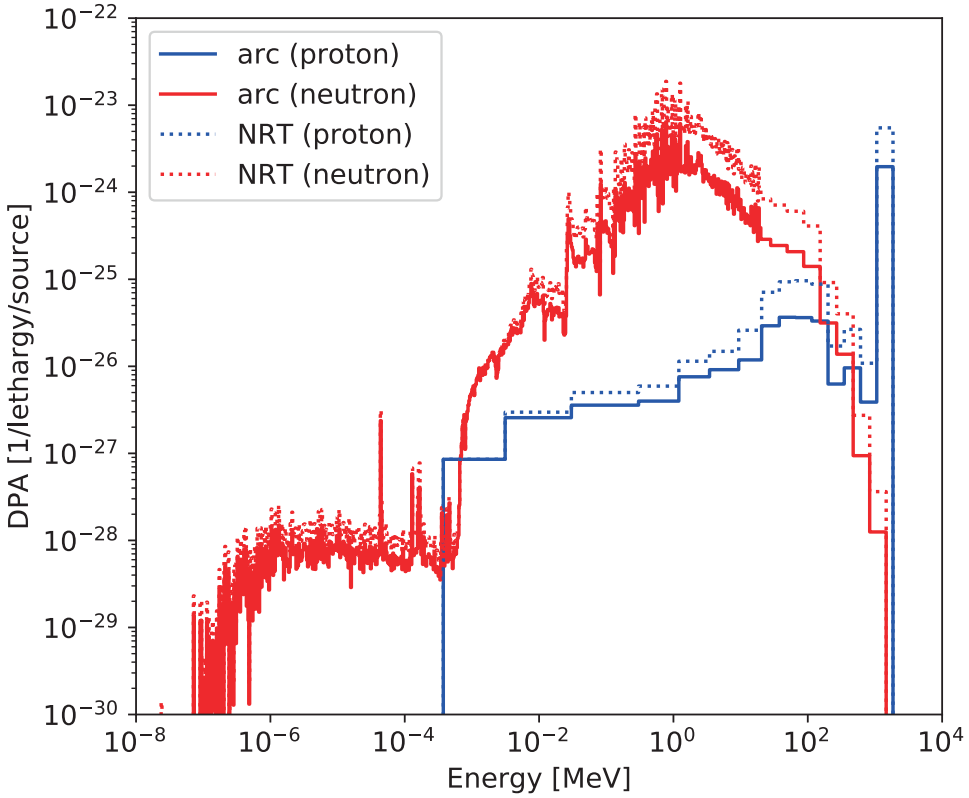

図 3.1.7　粒子エネルギーに対するビーム窓中の DPA 量

表 3.1.3　ビーム窓中の発熱密度 [W/cm^3]

FPDs	0	200	400	600
陽子起因	216	249	273	304
中性子起因	4.24	4.83	5.55	5.89
光子起因	17.7	16.5	18.1	25.2
原子核起因	1.58	1.70	1.91	2.29
他粒子起因	27.1	33.1	39.7	37.2
計	267	305	338	374

最後に、図 3.1.11 にビーム窓中の発熱密度の動径方向分布を示す。表 3.1.3 の値は図中の $R = 0 - 2$ cm の加重平均に相当する。半径方向分布を見ると、加速器からの陽子ビームフラックスが最も高くなるビーム窓中央 ($R = 0$ cm) 付近で発熱密度が最大となることがわかった。

3.2　LBE 評価

次に、LBE 中に生成される核種数、崩壊熱、誘導放射能及び発熱密度分布の評価結果とその考察について述べる。評価では図 3.2.1 に示す Upstream duct、Downstream duct、Main、Inner、Outer

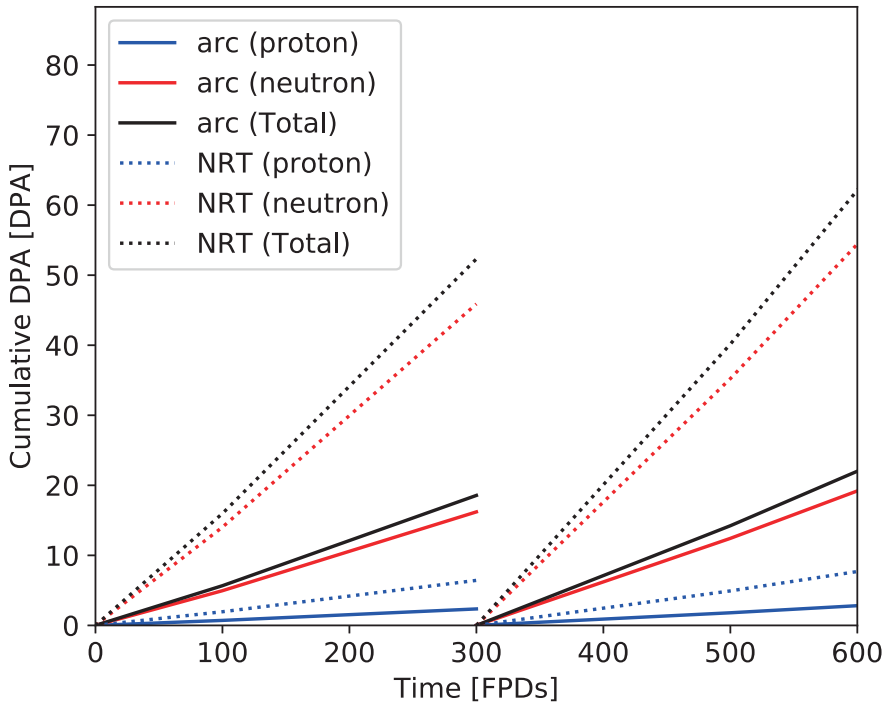

図 3.1.8　ビーム窓中の累積弾き出し損傷量

の 5 領域を対象とした。ここで Upstream duct は水色で示した $r > 23.5$ cm かつ $20 > z > 0$ cm の LBE、Downstream duct は橙色で示した $r > 23.5$ cm かつ $220 > z > 20$ cm の LBE、Main はビーム窓直後の赤で示した $180 > z > 100$ cm かつ $23.5 > r$ cm の LBE、Inner は緑で示した $270 > z > 180$ cm かつ $r < 7.95$ cm の LBE、Outer は黄色で示した $270 > z > 180$ cm かつ $23.5 > r > 9.95$ cm の LBE を指す。

3.2.1　生成核種数

まず LBE 中に生成される核種の質量数及び原子番号分布を調査した。図 3.2.2 は対象領域に生成された全核種の質量及び原子番号分布を示したものである。各凡例は照射開始後のある時刻における分布を示しており、照射開始直前である 0 FPDs、照射開始後 100、200 及び照射終了直後である 300 FPDs の分布をプロットしている。質量数 204 から 209 や原子番号 82 及び 83 付近の鋭いピークは初期装荷 LBE である安定 Pb 及び Bi 同位体に対応し、質量数 130 から 200 付近は核破砕反応による生成物、25 から 130 は高エネルギー核分裂による生成物に相当する。0 FPDs では照射開始直前の分布となるため、Pb と Bi 同位体のみが存在している。また、照射が進むにつれて LBE を除く全ての領域で核種数は増加していくことがわかる。質量数分布は概ねなだらかな分布となっている一方で、原子番号分布は偶奇による凸凹構造がはっきりと見られる。これは

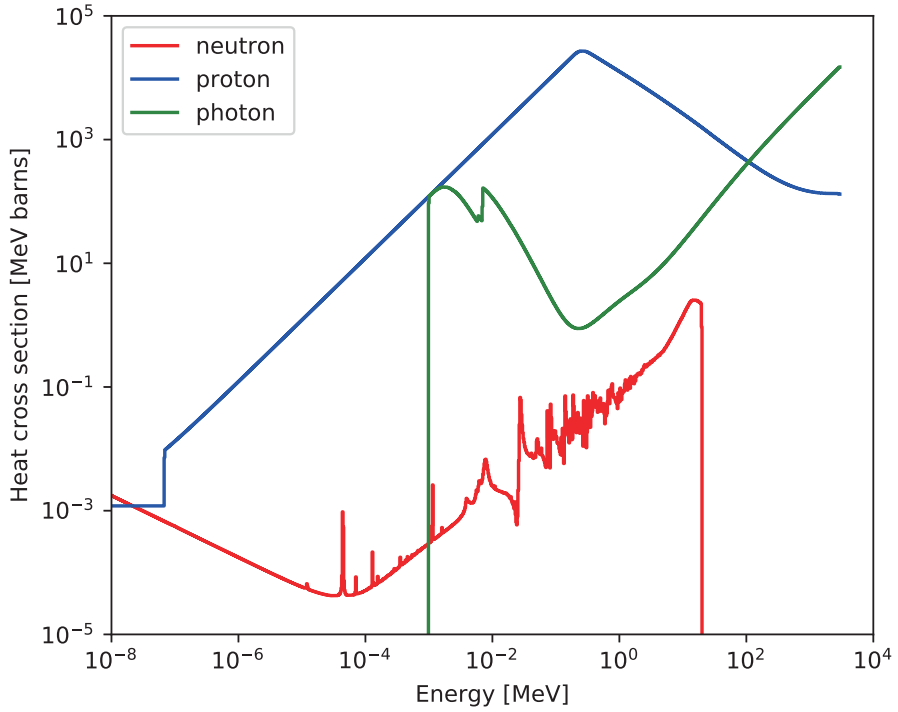

図 3.1.9　T91 鋼に対する陽子、中性子及び光子入射発熱断面積

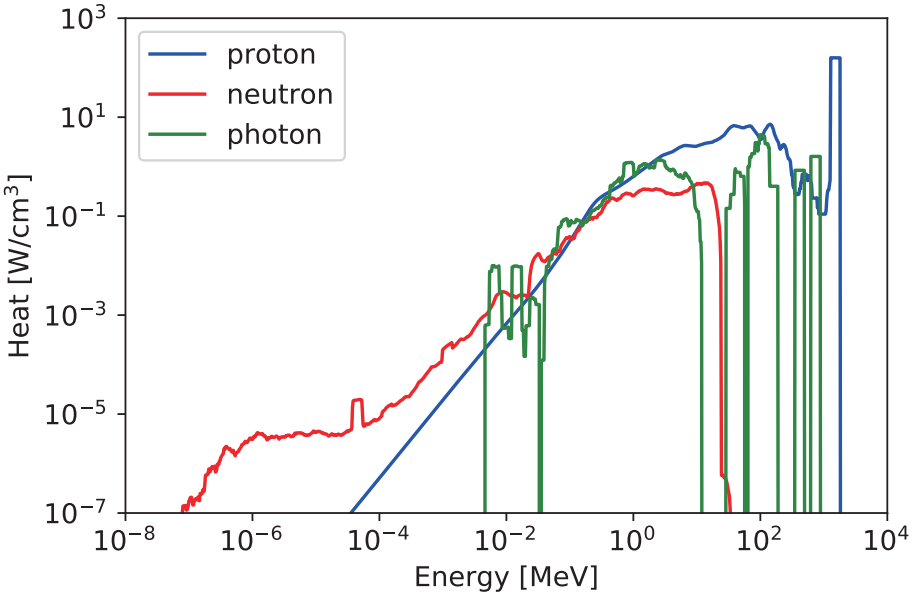

図 3.1.10　粒子エネルギーに対するビーム窓中の発熱量

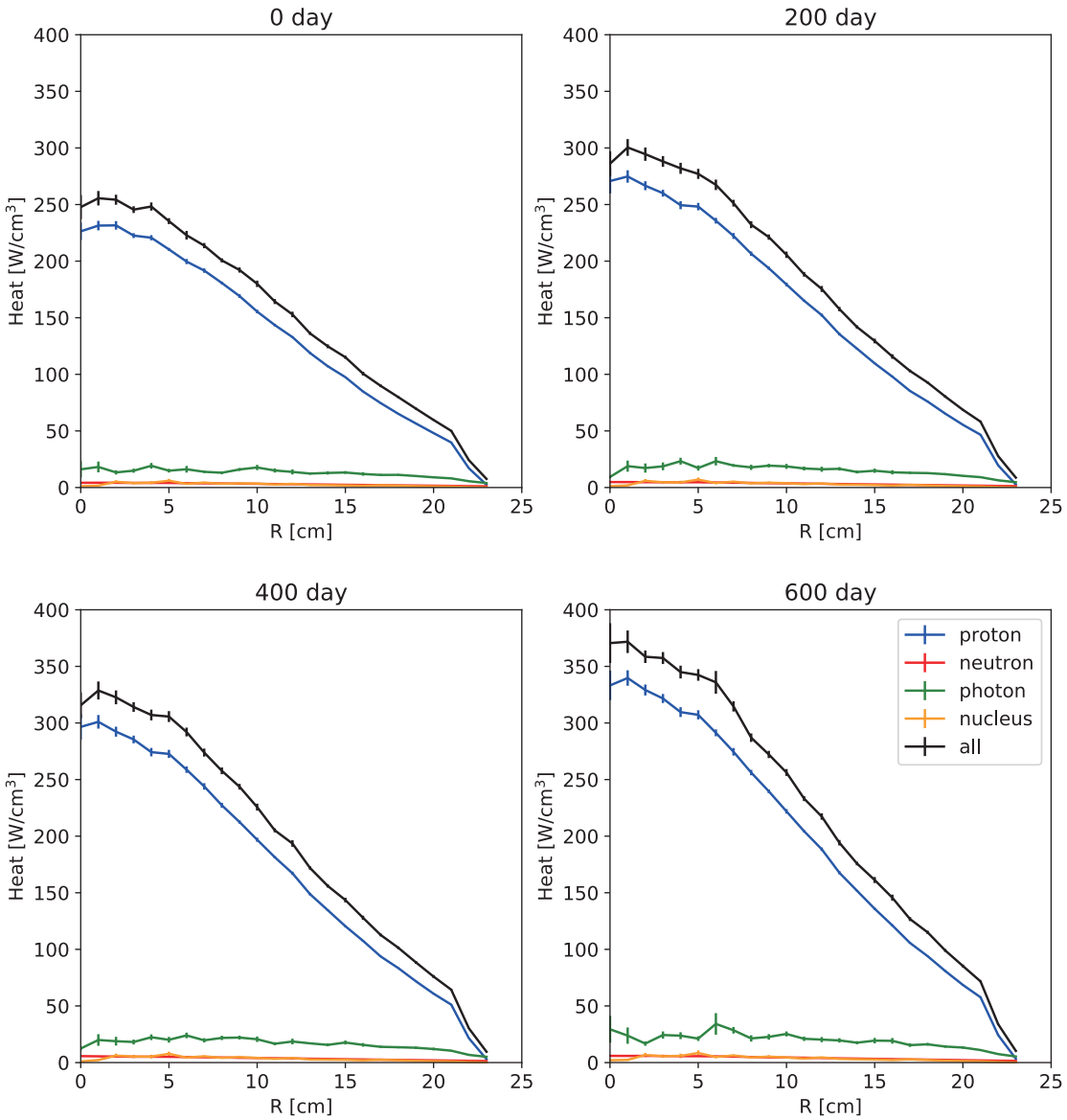

図 3.1.11　各経過日時における発熱密度のビーム窓動径方向分布

原子核自体の偶奇による安定性の違いが原因であると考えられる。

3.2.2　崩壊熱

次に、図 3.2.3 に対象 LBE 中の代表的な核種及び全核種による崩壊熱を示す。左図は照射中、右図は照射後の崩壊熱の推移を照射終了後から起算して 7 年目まで表している。まず全核種の崩壊熱に着目すると、発熱量はビーム照射開始とともに急峻に立ち上がり、照射開始後まもなくして 100 kW 程度に到達しその後の増加量はなだらかになっている。個別核種に着目すると、崩壊熱が大きい核種には ^{204m}Pb (66.93 分)、^{207m}Pb (0.806 秒)、^{204}Bi (11.22 時間)、^{205}Bi (15.31 日)、

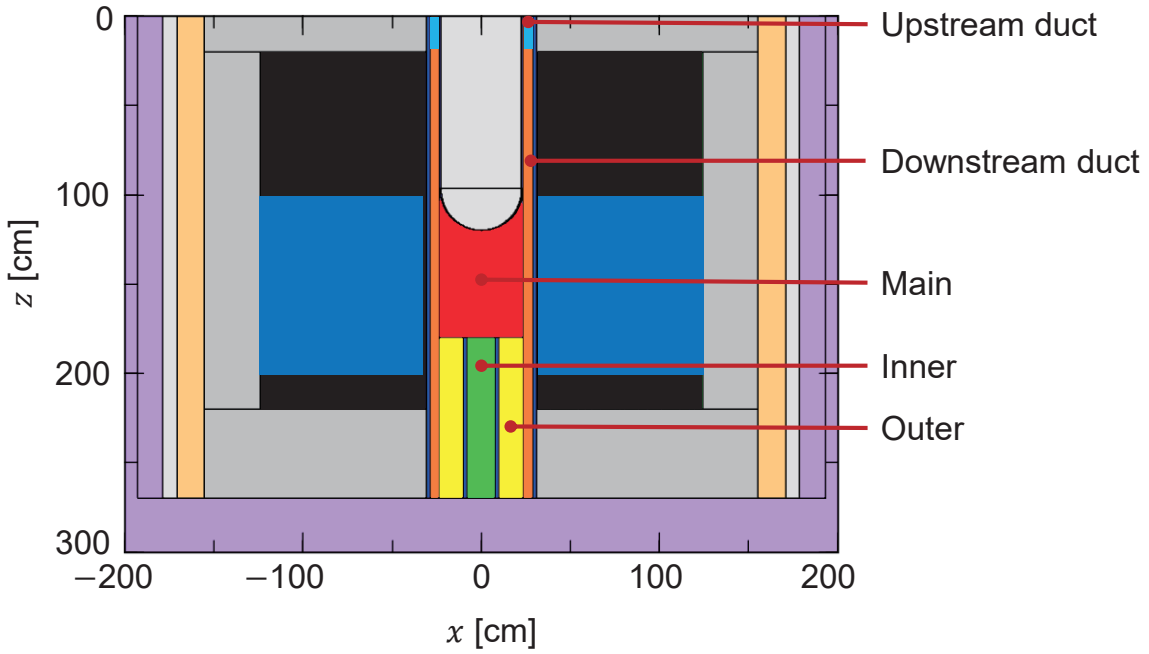

図 3.2.1　各領域の定義

^{206}Bi (6.243 日)、^{210}Bi (5.012 日)、^{208}Po (2.898 年) 及び ^{210}Po (138.376 日) が挙げられる (括弧内は半減期を示す)。いずれの核種も LBE を構成する Pb と Bi の安定同位体の近傍であり、生成量が多い核種である。照射開始直後の数日間で主な熱源となっている ^{204m}Pb と ^{204}Bi は、生成量が多い Pb と Bi 同位体の中でも半減期が比較的短いため、照射初期において支配的な核種となっている。しかし、半減期が短いため早期に崩壊量と生成量がつりあって平衡に達し、照射開始数 FPDs 以降では発熱量が有意に増加しない。照射開始後 10 FPDs 以降で支配的となっている ^{206}Bi は、生成量が多い核種の中でも崩壊で放出するエネルギーが 3.412 MeV と高いため主な発熱源となっている。また、^{210}Po は他の上位核種に比べて半減期が長いものの、α 崩壊で 5.407 MeV の発熱を伴うため 50 FPDs 以降最も高い発熱量を有している。^{210}Po は LBE からの直接的な生成ではなく、式 (3.1) 及び (3.2) に示す通り主に ^{209}Bi が中性子吸収を起こし ^{210}Bi が生成されたのち、^{210}Bi の崩壊により生成される。

$$^{209}\mathrm{Bi} + n \rightarrow {}^{210}\mathrm{Bi} + \gamma \tag{3.1}$$

$$^{210}\mathrm{Bi} \rightarrow {}^{210}\mathrm{Po} + \mathrm{e}^{-} + \bar{\nu}_{\mathrm{e}} \tag{3.2}$$

従って、^{210}Bi の生成に遅れて ^{210}Po が生成され徐々に支配的となっている。

照射終了後、全核種の崩壊熱は急速に減少し数十日程度で数十 kW となる。その後しばらくは半減期が約 138 日と長い ^{210}Po の崩壊熱が支配的となる。照射開始から起算して約 4 年後には ^{207m}Pb や ^{208}Po の崩壊熱が ^{210}Po を上回る。

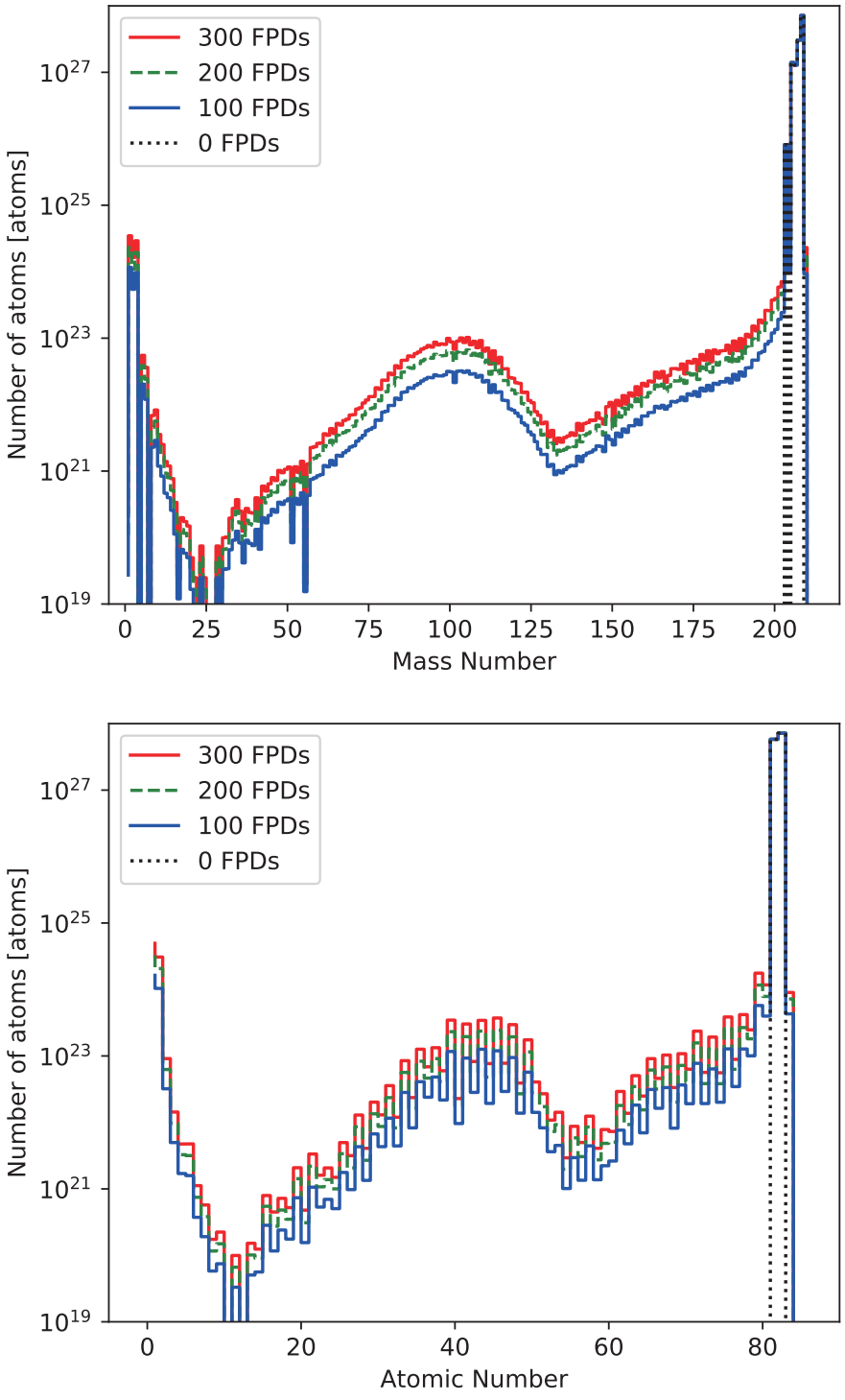

図 3.2.2　各経過日時における全 LBE 中核種の質量数分布及び原子番号分布

3.2.3　放射能

図 3.2.4 に対象 LBE の全放射能と LBE 中の代表的な核種の放射能を示す。左図は照射中、右図は照射後の放射能の推移を照射終了後から起算して 7 年目まで表している。全核種の放射能に着目

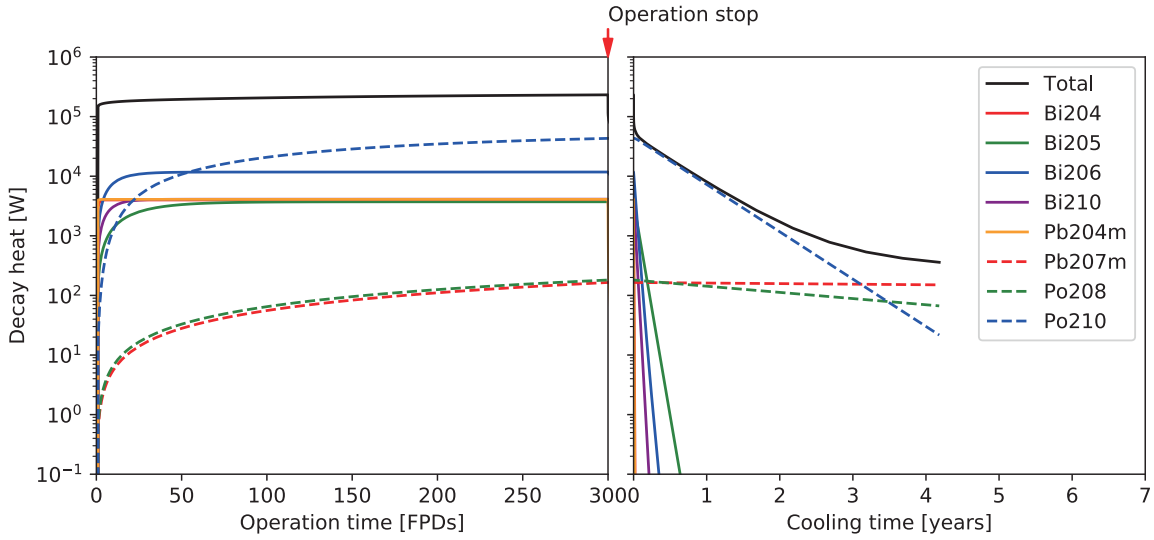

図 3.2.3　各経過日時における全 LBE 中核種の崩壊熱

すると崩壊熱量と同様に照射開始直後は急峻に立ち上がり、約 10 FPDs 経過付近から増加がなだらかになっている。個別核種では ^{3}H (12.32 年)、^{195}Au (186.098 日)、^{206}Tl (4.202 分)、^{203}Pb (2.16 日)、^{204m}Pb (66.93 分)、^{205}Bi (15.31 日)、^{206}Bi (6.243 日)、^{207}Bi (31.55 年)、^{210}Bi (5.012 日) 及び ^{210}Po (138.376 日) がある時刻で支配的な核種となっている。また、主要な α 崩壊核種である ^{208}Po 及び ^{209}Po の放射能推移も示している。照射開始直後は半減期の短くかつ安定 Pb や Bi の近傍で生成量の多い ^{206}Tl や ^{204m}Pb が支配的である。20 FPDs 前後になると、上位核種はより半減期の長い ^{203}Pb、^{205}Bi、^{206}Bi 及び ^{210}Bi に移っている。100 FPDs 以降では引き続き ^{210}Bi の放射能が最も高いが、加えて 3.2.2 項の議論と同様に ^{210}Bi の崩壊により生成された ^{210}Po が時間差で主要な放射性核種となっている。

照射終了後、全核種の放射能は急激に減少し、数十日で 10^{17} Bq まで低下する。しかし、照射終了間際で高い放射能を持っていた ^{210}Po の半減期が約 138 日であるため、放射能の減衰は徐々に緩やかになる。さらに ^{210}Po の放射能がある程度低下した照射開始から起算して 3 年後以降も、半減期が 10 年以上である ^{3}H (12.32 年) や ^{207}Bi (31.55 年) の放射能が数 PBq 存在することが分かった。

3.2.4　発熱分布

最後に LBE 中の発熱分布の評価結果について述べる。図 3.2.5 は各領域の発熱分布を示す。まず黒で示した全粒子による発熱に着目すると、Main で最大の発熱を示し次いで Downstream duct、Outer、Inner、その後 Upstream duct の順に小さな発熱を持つ。Main はビームダクトからの 1.5 GeV 陽子ビームが直接照射される領域であるため 13 MW を超える発熱量となり、これはビーム出力の 57.5%に相当する。Main 領域の z 方向厚さは 60 から 80 cm であるが、1.5 GeV 陽子は

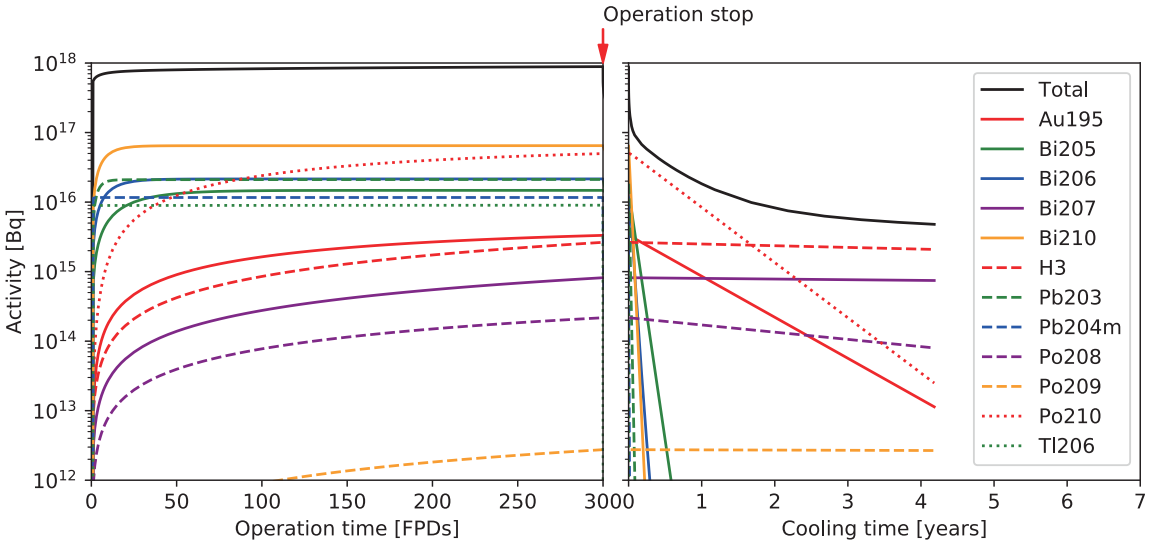

図 3.2.4　各経過日時における全 LBE 中核種の放射能

60 cm 厚の LBE で約 750 MeV、80 cm 厚の LBE で約 1000 MeV のエネルギーを落とす。従って、陽子ビームは Main にてエネルギーの大半を落とすため、大きな熱源となった。Inner と Outer は陽子ビームが直接照射されるものの、エネルギーの多くは Main で失っているため Main に比べて小さな発熱量となっている。Downstream duct では陽子ビームの周辺成分がビームダクトに入射することでビームロスが発生し熱源となったため、Main に次いで大きな発熱量を持っていると考えられる。粒子種毎の発熱量に着目すると、Main 及び Inner では陽子の寄与が最も高いのに対して他の 3 領域では光子による発熱が最も多い結果となった。Outer は燃料領域の MA に近接しているため、核分裂により放出されるガンマ線の影響を強く受け光子の寄与が陽子を超えたと考えられる。一方で Inner は Outer 領域の LBE によりガンマ線が一定量遮蔽されるため陽子の寄与が最大となった。

図 3.2.6 はビーム窓周辺における発熱密度の $r-z$ 分布を示している。一番上は体系図、以下は陽子、中性子、光子、原子核、全粒子種による発熱を示す。$22.5 > r$ cm の白い領域はビームダクトを示しており、真空であるため発熱量が 0 となっている。まず全粒子による発熱密度分布に着目すると、燃料領域を除けばビーム窓中央部が最も高い発熱密度を有することがわかる。LBE 中の最大発熱密度は 945 W/cm^3 であり、その位置は $r = 0$ cm かつビーム窓から 5 cm 下流の $z = 124$ cm 付近であった。陽子による分布を見ると、ビーム窓中央を中心として半球状に発熱が広がっている。z が大きくなるにつれて発熱密度は減少しており、$z = 200$ cm 付近ではビーム窓直後の 1/100 近くまで減少している。$r = 23$ cm 付近のビームダクト周りも数 W/cm^3 程度の発熱が見られるが、これがビームロスに相当する発熱であると考えられる。

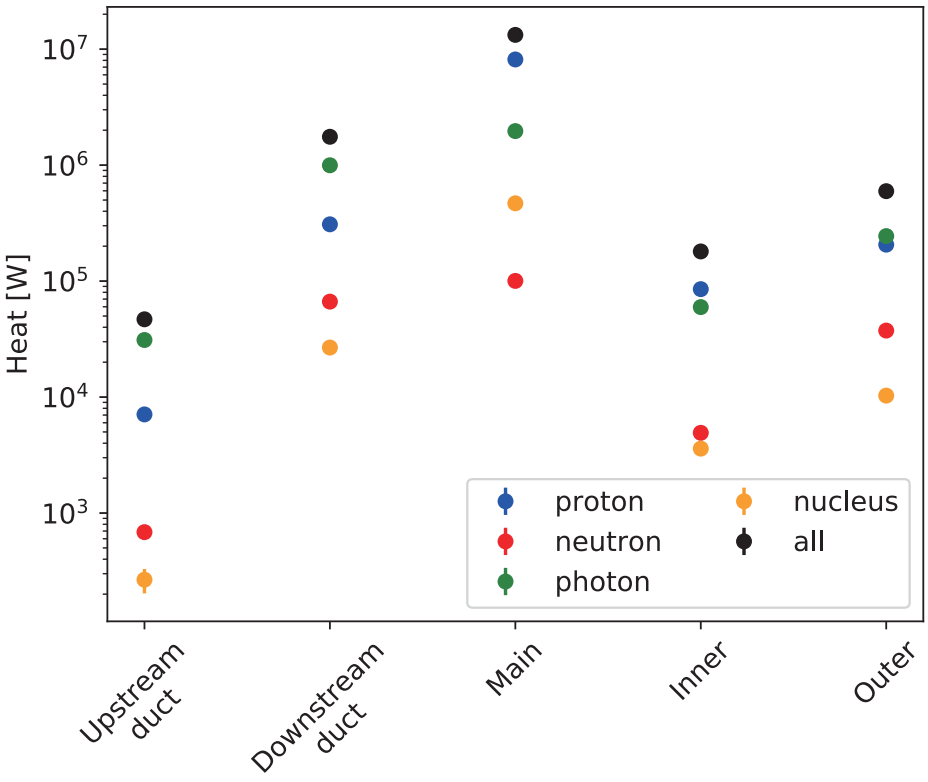

図 3.2.5　各領域の発熱密度

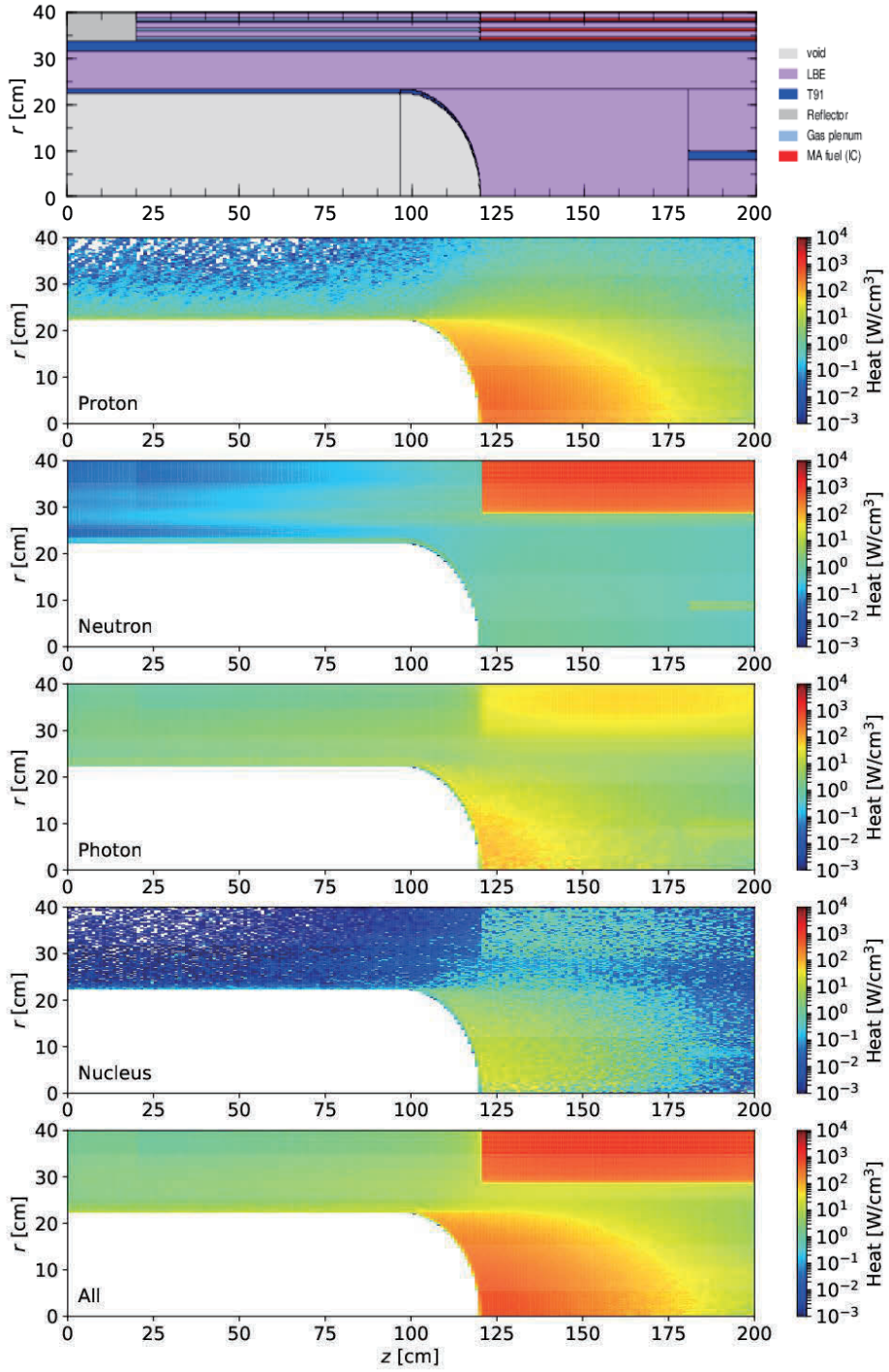

図 3.2.6　発熱密度の $r-z$ 分布

4. 結言

JAEA が提案している ADS のビーム窓の工学的成立性の検証および寿命評価のため、PHITS を用いてビーム窓内のガス生成量、弾き出し損傷量及び発熱密度の評価を行った。また、運転後の線量評価や熱流動評価のため、ADS 運転時に LBE 中に生成される核種の誘導放射能や発熱密度を DCHAIN-PHITS を用いて求めた。以下に本研究で得られた結果をまとめる。

- ビーム窓内のガス生成量の評価を行ったところ、300 FPDs の照射によって最大で ^{1}H が 9850 appm、^{2}H が約 2230 appm、^{4}He が約 1510 appm、また H 同位体が約 12500 appm、He 同位体が 1800 appm 蓄積されることがわかった。このうち、いずれのガスも 1.5 GeV 陽子による生成が多くを占めていた。

- ビーム窓内の弾き出し損傷量の評価では、600 FPDs において arc モデルでは 22.0 DPA、NRT モデルでは 62.1 DPA の損傷が発生することがわかった。ガス生成とは対照的に弾き出し損傷の多くは中性子に起因しており、特に 1 MeV 近傍の中性子による弾き出しが強く影響することが分かった。

- ビーム窓内の発熱密度の解析では、600 FPDs においてビーム窓中心部で最大 374 W/cm^3 の発熱密度となることがわかった。

- LBE 中の生成核種は、核破砕による生成核種と高エネルギー核分裂による生成核種の 2 つのピークを持っていることがわかった。さらに生成核種の原子番号分布では、原子番号の偶奇による凸凹構造が確認できた。

- LBE 中生成核種による発熱量の評価では、照射開始直後を除き崩壊熱の大きな ^{206}Bi と ^{210}Po による発熱が支配的であることがわかった。

- LBE 中の生成核種の放射能は 10 FPDs までは急激に増加し、以後はなだらかに増加していくことが明らかになった。支配的な核種には ^{210}Bi や ^{210}Po があり、いずれも ^{209}Bi の中性子吸収反応を経て生成される核種であった。

- LBE 中の発熱密度分布を評価したところ、陽子ビームが直接照射されるビーム窓直後の領域が最大発熱密度を持つことを確認できた。一方で、ビームダクト側部や陽子ビームが直接照射されない LBE では光子による発熱の影響が最も大きな割合を占めることが判明した。

以上の議論は今後ビーム窓の工学的成立性や寿命評価を行う上で、またビーム窓近傍の熱流動解析を実施するうえで必要となる結果である。ただし、今回の計算手法ではビーム窓内で生成されたガスは全て生成箇所に留まると仮定しており、生成されたガスがビーム窓外へ飛び出す過程を考慮できていない。従って、生成ガスのビーム窓内への流入出により最終的な蓄積量が変化する可

能性があり、この影響の調査は今後の課題である。加えて、ビーム窓内の生成ガス核種や LBE 中の生成核種がさらに核反応を起こす過程は考慮していない。特に ^{3}He のような中性子捕獲断面積が大きい核種はこれらの 2 次的な反応の影響が大きいと考えられるため、今後詳細な検討を行う必要がある。また、将来の展望として本研究で得られた結果をもとに、材料照射試験施設や LBE ループを用いた V&V を繰り返し ADS の実現を目指すことが期待される。

謝辞

本研究成果は、JAEA のスーパーコンピュータ「HPE SGI8600」を利用して得られたものです。

参考文献

1) T. Sugawara, R. Katano, and K. Tsujimoto. Impact of impurity in transmutation cycle on neutronics design of revised accelerator-driven system. *Annals of Nuclear Energy*, Vol. 111, pp. 449–459, 2018.

2) K. Nishihara and K. Kikuchi. Irradiation damage to the beam window in the 800MWth accelerator-driven system. *Journal of Nuclear Materials*, Vol. 377, No. 1, pp. 298–306, 2008.

3) S. Miyahara, N. Odaira, Y. Arita, F. Maekawa, H. Matsuda, T. Sasa, and S. Meigo. The analytical study of inventories and physicochemical configuration of spallation products produced in Lead-Bismuth Eutectic of Accelerator Driven System. *Nuclear Engineering and Design*, Vol. 352, 110192, 2019.

4) T. Sato, Y. Iwamoto, S. Hashimoto, T. Ogawa, T. Furuta, S. Abe, T. Kai, P. Tsai, N. Matsuda, H. Iwase, N. Shigyo, L. Sihver, and K. Niita. Features of Particle and Heavy Ion Transport code System (PHITS) version 3.02. *Journal of Nuclear Science and Technology*, Vol. 55, No. 6, pp. 684–690, 2018.

5) A. Boudard, J. Cugnon, J. C. David, S. Leray, and D. Mancusi. New potentialities of the Li`ege intranuclear cascade model for reactions induced by nucleons and light charged particles. *Physical Review C*, Vol. 87, 014606, 2013.

6) S. Furihata. Statistical analysis of light fragment production from medium energy proton-induced reactions. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, Vol. 171, No. 3, pp. 251–258, 2000.

7) K. Shibata, O. Iwamoto, T. Nakagawa, N. Iwamoto, A. Ichihara, S. Kunieda, S. Chiba, K. Furutaka, N. Otuka, T. Ohsawa, T. Murata, H. Matsunobu, A. Zukeran, S. Kamada, and J. Katakura. JENDL-4.0: A new library for nuclear science and engineering. *Journal of Nuclear Science and Technology*, Vol. 48, No. 1, pp. 1–30, 2011.

8) Y. Iwamoto, S. Meigo, and S. Hashimoto. Estimation of reliable displacements-per-atom based on athermal-recombination-corrected model in radiation environments at nuclear fission, fusion, and accelerator facilities. *Journal of Nuclear Materials*, Vol. 538, 152261, 2020.

9) M. J. Norgett, M. T. Robinson, and I. M. Torrens. A proposed method of calculating displacement dose rates. *Nuclear Engineering and Design*, Vol. 33, No. 1, pp. 50–54, 1975.

10) K. Nordlund, S.J. Zinkle, A.E. Sand, F. Granberg, R.S. Averback, R.E. Stoller, T. Suzudo, L. Malerba, F. Banhart, W.J. Weber, F. Willaime, S.L. Dudarev, and D. Simeone. Primary radiation damage: A review of current understanding and models. *Journal of Nuclear Materials*, Vol. 512, pp. 450–479, 2018.

11) A.Yu. Konobeyev, U. Fischer, Yu.A. Korovin, and S.P. Simakov. Evaluation of effective threshold displacement energies and other data required for the calculation of advanced atomic displacement cross-sections. *Nuclear Energy and Technology*, Vol. 3, No. 3, pp. 169–175, 2017.

12) H.N. Ratliff, N. Matsuda, S. Abe, T. Miura, T. Furuta, Y. Iwamoto, and T. Sato. Modernization of the DCHAIN-PHITS activation code with new features and updated data libraries. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, Vol. 484, pp. 29–41, 2020.

13) D. A. Brown, M. B. Chadwick, R. Capote, A. C. Kahler, A. Trkov, M. W. Herman, A. A. Sonzogni, Y. Danon, A. D. Carlson, M. Dunn, D. L. Smith, G. M. Hale, G. Arbanas, R. Arcilla, C. R. Bates, B. Beck, B. Becker, F. Brown, R. J. Casperson, J. Conlin, D. E. Cullen, M. A. Descalle, R. Firestone, T. Gaines, K. H. Guber, A. I. Hawari, J. Holmes, T. D. Johnson, T. Kawano, B. C. Kiedrowski, A. J. Koning, S. Kopecky, L. Leal, J. P. Lestone, C. Lubitz, J. I. Márquez Damián, C. M. Mattoon, E. A. McCutchan, S. Mughabghab, P. Navratil, D. Neudecker, G. P.A. Nobre, G. Noguere, M. Paris, M. T. Pigni, A. J. Plompen, B. Pritychenko, V. G. Pronyaev, D. Roubtsov, D. Rochman, P. Romano, P. Schillebeeckx, S. Simakov, M. Sin, I. Sirakov, B. Sleaford, V. Sobes, E. S. Soukhovitskii, I. Stetcu, P. Talou, I. Thompson, S. van der Marck, L. Welser-Sherrill, D. Wiarda, M. White, J. L. Wormald, R. Q. Wright, M. Zerkle, G. Žerovnik, and Y. Zhu. ENDF/B-VIII.0: The 8th Major Release of the Nuclear Reaction Data Library with CIELO-project Cross Sections, New Standards and Thermal Scattering Data. *Nuclear Data Sheets*, Vol. 148, pp. 1–142, 2018.

14) A.J.M. Plompen, O. Cabellos, C. De Saint Jean, M. Fleming, A. Algora, M. Angelone, P. Archier, E. Bauge, O. Bersillon, A. Blokhin, F. Cantargi, A. Chebboubi, C. Diez, H. Duarte, E. Dupont, J. Dyrda, B. Erasmus, L. Fiorito, U. Fischer, D. Flammini, D. Foligno, M. R. Gilbert, J. R. Granada, W. Haeck, F. J. Hambsch, P. Helgesson, S. Hilaire, I. Hill, M. Hursin, R. Ichou, R. Jacqmin, B. Jansky, C. Jouanne, M. A. Kellett, D. H. Kim, H. I. Kim, I. Kodeli, A. J. Koning, A. Yu Konobeyev, S. Kopecky, B. Kos, A. Krása, L. C. Leal, N. Leclaire, P. Leconte, Y. O. Lee, H. Leeb, O. Litaize, M. Majerle, J. I. Márquez Damián, F. Michel-Sendis, R. W. Mills, B. Morillon, G. Noguère, M. Pecchia, S. Pelloni, P. Pereslavtsev, R. J. Perry, D. Rochman, A. Röhrmoser, P. Romain, P. Romojaro, D. Roubtsov, P. Sauvan, P. Schillebeeckx, K. H. Schmidt,

O. Serot, S. Simakov, I. Sirakov, H. Sjöstrand, A. Stankovskiy, J. C. Sublet, P. Tamagno, A. Trkov, S. van der Marck, F. Álvarez-Velarde, R. Villari, T. C. Ware, K. Yokoyama, and G. Žerovnik. The joint evaluated fission and fusion nuclear data library, JEFF-3.3. *European Physical Journal A*, Vol. 56, No. 7, pp. 1–108, 2020.

15) R.A. Forrest, R. Capote, N. Otsuka, T. Kawano, A.J. Koning, S. Kunieda, J.Ch. Sublet, and Y. Watanabe. FENDL-3 Library–Summary documentation. Technical report, 2012.

16) E. L. Fireman and J. Zähringer. Depth Variation of Tritium and Argon-37 Produced by High-Energy Protons in Iron. *Phys. Rev.*, Vol. 107, pp. 1695–1698, 1957.

17) E. L. Fireman. Tritium Production by 2.2-Bev Protons on Iron and Its Relation to Cosmic Radiation. *Phys. Rev.*, Vol. 97, pp. 1303–1304, 1955.

18) K. Goebel. Tritium production in iron by protons at energies between 50 and 177 MeV. CERN Europ. Org. for Nuclear Res. Reports 58-2, CERN, 1958.

19) K. Goebel, H. Schultes, and J. Zaehringer. PRODUCTION CROSS-SECTIONS OF TRITIUM AND RARE GASES IN VARIOUS TARGET ELEMENTS. Technical Report 64-12, 1964.

20) V. N. Mekhedov. Formation of tritium in C, Al, and Fe under the influence of protons with E_p = 130 - 606 MeV. *Sov. J. Nucl. Phys.*, Vol. 5, pp. 24–25, 1967.

21) C. Brun, M. Lefort, and X. Tarrago. Contributio à l'étude du double pick-up indirect. Mesure de la production de tritium par des protons de 82 et 105 Mev dans diverses cibles. *J. Phys. Radium*, Vol. 23, No. 3, pp. 167–172, 1962.

22) O. A. Schaeffer and J. Zähringer. High-Sensitivity Mass Spectrometric Measurement of Stable Helium and Argon Isotopes Produced by High-Energy Protons in Iron. *Phys. Rev.*, Vol. 113, pp. 674–678, 1959.

23) L. A. Currie. Tritium Production by 6-Bev Protons. *Phys. Rev.*, Vol. 114, pp. 878–880, 1959.

24) L. A. Currie, W. F. Libby, and R. L. Wolfgang. Tritium Production by High-Energy Protons. *Phys. Rev.*, Vol. 101, pp. 1557–1563, 1956.

25) V.I. Bogatin, V.F. Litvin, O.V. Lozhkin, N.A. Perfilov, and Yu.P. Yakovlev. Isotopic effects in high-energy nuclear reactions and isospin correlations of fragmentation cross sections. *Nuclear Physics A*, Vol. 260, No. 3, pp. 446–460, 1976.

26) K. Ammon, I. Leya, B. Lavielle, E. Gilabert, J.-C. David, U. Herpers, and R. Michel. Cross sections for the production of helium, neon and argon isotopes by proton-induced reactions on iron and nickel. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, Vol. 266, No. 1, pp. 2–12, 2008.

27) S.L. Green, W.V. Green, F.H. Hegedus, M. Victoria, W.F. Sommer, and B.M. Oliver. Production of helium by medium energy (600 and 800 MeV) protons. *Journal of Nuclear Materials*, Vol. 155-157, pp. 1350–1353, 1988.

28) R.H. Bieri and W. Rutsche. Production cross sections for noble gases from Mg, Al, Fe, Ni, Cu and Ag irradiated with 540 MeV protons. *Helvetica Physica Acta*, Vol. 35, p. 553, 1962.

29) R. Michel, M. Gloris, H.-J. Lange, I. Leya, M. Lüpke, U. Herpers, B. Dittrich-Hannen, R. Rösel, Th. Schiekel, D. Filges, P. Dragovitsch, M. Suter, H.-J. Hofmann, W. Wölfli, P.W. Kubik, H. Baur, and R. Wieler. Nuclide production by proton-induced reactions on elements ($6 \leq Z \leq 29$) in the energy range from 800 to 2600 MeV. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, Vol. 103, No. 2, pp. 183–222, 1995.

30) C.-M. Herbach, D. Hilscher, U. Jahnke, V.G. Tishchenko, J. Galin, A. Letourneau, A. Péghaire, D. Filges, F. Goldenbaum, L. Pienkowski, W.U. Schröder, and J. Tõke. Charged-particle evaporation and pre-equilibrium emission in 1.2 GeV proton-induced spallation reactions. *Nuclear Physics A*, Vol. 765, No. 3, pp. 426–463, 2006.

31) P. Jung. Helium production and long-term activation by protons and deuterons in metals for fusion reactor application. *Journal of Nuclear Materials*, Vol. 144, No. 1, pp. 43–50, 1987.

32) R.C. Haight. Hydrogen and helium production in structural materials by neutrons. *International Conference on Nuclear Data for Science and Technology 2007*, No. 284, 2007.

33) V. V. Verbinski, T. Hurlimann, W. E. Stephens, and E. J. Winhold. (n, p) Reactions in Mg, Ni, Cu, Rh, and Pd at 14 Mev. *Phys. Rev.*, Vol. 108, pp. 779–782, 1957.

34) B. Ye, Y. Fan, Z. Wang, R. Han, and Z. Xiao. Proton Emission in Reaction of 14.6-MeV Neutrons with Natural Iron. *Nuclear Science and Engineering*, Vol. 122, No. 1, pp. 136–141, 1996.

35) E. Raeymackers, I. Slypen, S. Benck, J.P. Meulders, N. Nica, and V. Corcalciuc. Experimental cross-sections for light charged particle emission induced by neutrons with energies between 25 and 65MeV incident on ^{nat}Fe, ^{59}Co, ^{209}Bi, and ^{nat}U. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, Vol. 87, No. 2, pp. 231–305, 2004.

36) V. Blideanu, F. R. Lecolley, J. F. Lecolley, T. Lefort, N. Marie, A. Ataç, G. Ban, B. Bergenwall, J. Blomgren, S. Dangtip, K. Elmgren, Ph. Eudes, Y. Foucher, A. Guertin, F. Haddad, A. Hildebrand, C. Johansson, O. Jonsson, M. Kerveno, T. Kirchner, J. Klug, Ch. Le Brun, C. Lebrun, M. Louvel, P. Nadel-Turonski, L. Nilsson, N. Olsson, S. Pomp, A. V. Prokofiev, P.-U. Renberg, G. Rivière, I. Slypen, L. Stuttgé, U. Tippawan, and M. Österlund. Nucleon-induced reactions at intermediate energies: New data at 96 MeV and theoretical status. *Phys. Rev. C*, Vol. 70, 014607, 2004.

37) Kokoo, I. Murata, and A. Takahashi. Measurements of Double-Differential Cross Sections of Charged-Particle Emission Reactions for Several Structural Elements of Fusion Power Reactors by 14.1-MeV Incident Neutrons. *Nuclear Science and Engineering*, Vol. 132, No. 1, pp. 16–29, 1999.

38) S. M. Grimes, R. C. Haight, K. R. Alvar, H. H. Barschall, and R. R. Borchers. Charged-particle emission in reactions of 15-MeV neutrons with isotopes of chromium, iron, nickel, and copper. *Phys. Rev. C*, Vol. 19, pp. 2127–2137, 1979.

39) S.M. Qaim and G.L. Stöcklin. A systematic investigation of (n,t) reactions at 14 - 15 MeV on medium and heavy mass nuclei. *Journal of Inorganic and Nuclear Chemistry*, Vol. 35, No. 1, pp. 19–30, 1973.

40) F. Heinrich and F. Tanner. (n,t)-reactions on medium-weight nuclei. *Helvetica Physica Acta*, Vol. 36, pp. 298–316, 1963 (in German).

41) R. Wölfle, S. Khatun, and S.M. Qaim. Triton-emission cross sections with 30 MeV d(Be) break-up neutrons. *Nuclear Physics A*, Vol. 423, No. 1, pp. 130–138, 1984.

42) I. Matsuyama, M. Baba, S. Matsuyama, T. Kiyosumi, T. Sanami, N. Hirakawa, N. Ito, S. Chiba, T. Fukahori, M. Mizumoto, K. Hasegawa, and S. Meigo. Measurements of double-differential alpha-particle production cross sections using a gridded i onization chamber – application of ^{14}N(d,n)^{15}O and ^{15}N(d,n)^{16}O neutron sources. JAERI-M 94-019, pp. 191-199, 1994.

43) R. C. Haight, D. W. Kneff, B. M. Oliver, L. R. Greenwood, and H. Vonach. Helium Production by 9.85-MeV Neutrons in Elemental Iron, Nickel, and Copper and in ^{56}Fe and ^{58,60,61}Ni. *Nuclear Science and Engineering*, Vol. 124, No. 2, pp. 219–227, 1996.

44) D. W. Kneff, B. M. Oliver, Harry Farrar IV, and L. R. Greenwood. Helium Production in Pure Elements, Isotopes, and Alloy Steels by 14.8-MeV Neutrons. *Nuclear Science and Engineering*, Vol. 92, No. 4, pp. 491–524, 1986.

45) D.W. Kneff, H. Farrar, L.R. Greenwood, and M.W. Guinan. Characterization of the Be(d,n) Neutron Field by Passive Dosimetry Techniques. Brookhaven National Laboratory Reports 51245, Brookhaven National Laboratory, 1980.

46) H. Matsuda, S. Meigo, Y. Iwamoto, M. Yoshida, S. Hasegawa, F. Maekawa, H. Iwamoto, T. Nakamoto, T. Ishida, and S. Makimura. Measurement of displacement cross-sections of copper and iron for proton with kinetic energies in the range 0.4 - 3 GeV. *Journal of Nuclear Science and Technology*, Vol. 57, No. 10, pp. 1141–1151, 2020.

47) H. Takada, N. Yoshizawa, K. Kosako, and K. Ishibashi. An Upgraded Version of the Nucleon Meson Transport Code: NMTC/JAERI97. JAERI-Data/Code 98-005, 101p, 1998.

48) R.E. Alcouffe, F.W. Brinkley, D.R. Marr, and R.D. O'Dell. User's guide for TWODANT: a code package for two-dimensional, diffusion-accelerated, neutral-particle transport. Technical Report LA-10049-M-Rev.1, Los Alamos National Laboratory, 1984.

付録 A　先行研究との比較

2008 年に実施された Nishihara らのビーム窓の核特性評価結果 [2] (以下、先行研究) との比較について述べる。

A.1　計算条件

表 A.1.1 に両評価の計算条件における相違点を示す。先行研究では核反応モデルに Bertini モデル [47] と GEM [6] の組み合わせを利用している一方で、本研究では INCL4.6 [5] と GEM の組み合わせ及び 20 MeV 以下の中性子の核反応には JENDL-4.0 [7] の収録値を用いている。また、先行研究では炉心の燃焼計算を TWODANT [48] を用いて決定論的に行い、10 MeV 以下の中性子フラックスを計算している。対して本研究では 2.2.1 項に示す通り、他の核反応と同様に PHITS を用いて炉心の燃焼も計算し、熱出力で規格化することで 20 MeV 以下の中性子スペクトルを求めている。DPA の計算には先行研究では NRT モデルを使用しており、本研究では NRT モデルに加えて arc モデルによる計算を行っている。ビーム窓材として先行研究では JPCA、本研究では T91 鋼を選定した。先行研究の評価に用いた JPCA と本研究に用いた T91 鋼の化学組成を表 A.1.2 に示す。最後に、先行研究と本研究の最小電流量はともに 9.5 mA 前後であるのに対し、最大電流量は先行研究で 21 mA 及び本研究で 13.4 mA と 1.5 倍程度の差がある。これは本研究で最大 k_{eff} を 0.98 と 0.01 増加させたことに起因している。

表 A.1.1　本研究と先行研究の計算条件

	先行研究 [2]	本評価
核反応モデル	Bertini + GEM	INCL4.6 + GEM + JENDL-4.0
炉心計算コード	TWODANT	-
DPA 計算モデル	NRT モデル	NRT モデル、arc モデル
ビーム窓材	JPCA	T91 鋼
ビーム電流量 (最小/最大) [mA]	9.6/21	9.4/13.4
最大 k_{eff}	0.97	0.98

表 A.1.2　JPCA と T91 鋼の組成 [重量%]

	B	C	N	Si	P	S	Ti	V
JPCA	0.004	0.058	0.003	0.5	0.026	0.004	0.22	-
T91 鋼	-	0.10	-	-	-	-	-	0.20
	Cr	Mn	Fe	Co	Ni	Nb	Mo	
JPCA	14.14	1.54	65.27	0.028	15.87	-	2.34	
T91 鋼	8.50	-	90.12	-	-	0.08	1.00	

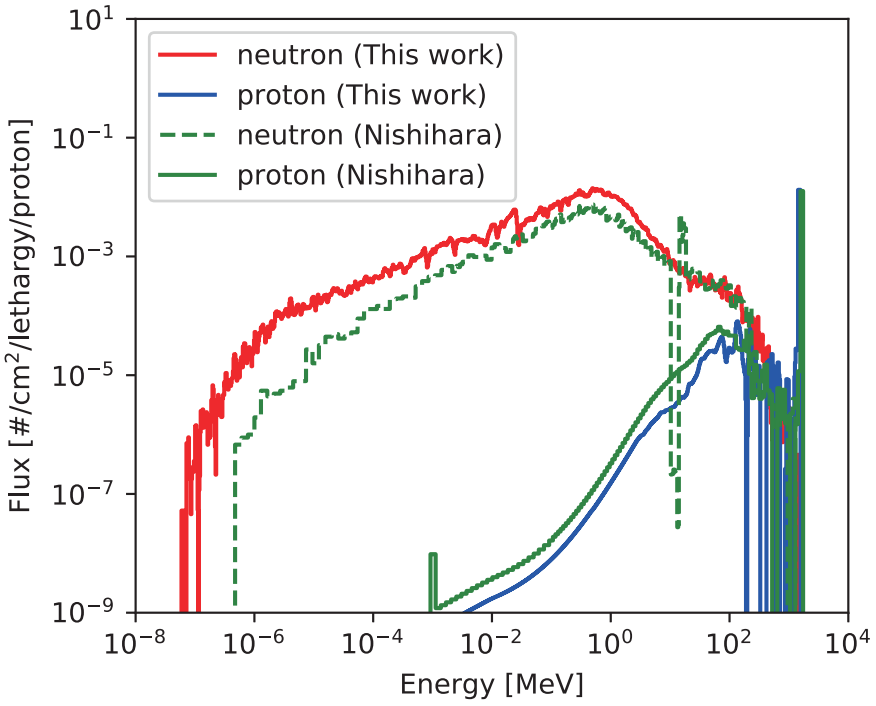

図 A.2.1　粒子フラックスの比較

A.2　比較結果

A.2.1　粒子フラックス

図 A.2.1 に先行研究と本研究の 0 日目における粒子フラックスの比較結果を示す。両者を比較すると、本研究に比べ先行研究では核反応により生成される 100 MeV 以下の陽子フラックスが大きいことがわかる。また、中性子フラックスは 10 MeV 以下で本研究が数倍程度大きくなっており、TWODANT による計算と PHITS による計算の差が表れている。

A.2.2　ガス生成量

図 A.2.2 に先行研究と本研究で用いたガス生成断面積の比較を示す。実線は本研究で用いた T91 鋼に対するガス生成断面積、破線は先行研究で用いた JPCA に対するガス生成断面積、プロットは参考値として鉄標的に対するガス生成断面積の実験値を表す。上段が陽子入射反応、下段が中性子入射反応の結果である。先行研究と本研究の大きな違いとして、先行研究では陽子入射 ^{1}H 生成断面積が入射陽子エネルギー 30 MeV 以下で急激に大きくなっている。これは 2 mm の JPCA で 30 MeV 以下の陽子は完全に停止し、これらの停止した陽子によるガス生成を考慮した断面積となっているためである。また、先行研究の入射中性子エネルギーが数十 keV 領域で中性子入射 ^{4}He 生成が見られるのは、JPCA に B が含まれており B(n,α) 反応を起こすためである。^{2}H、^{3}H、

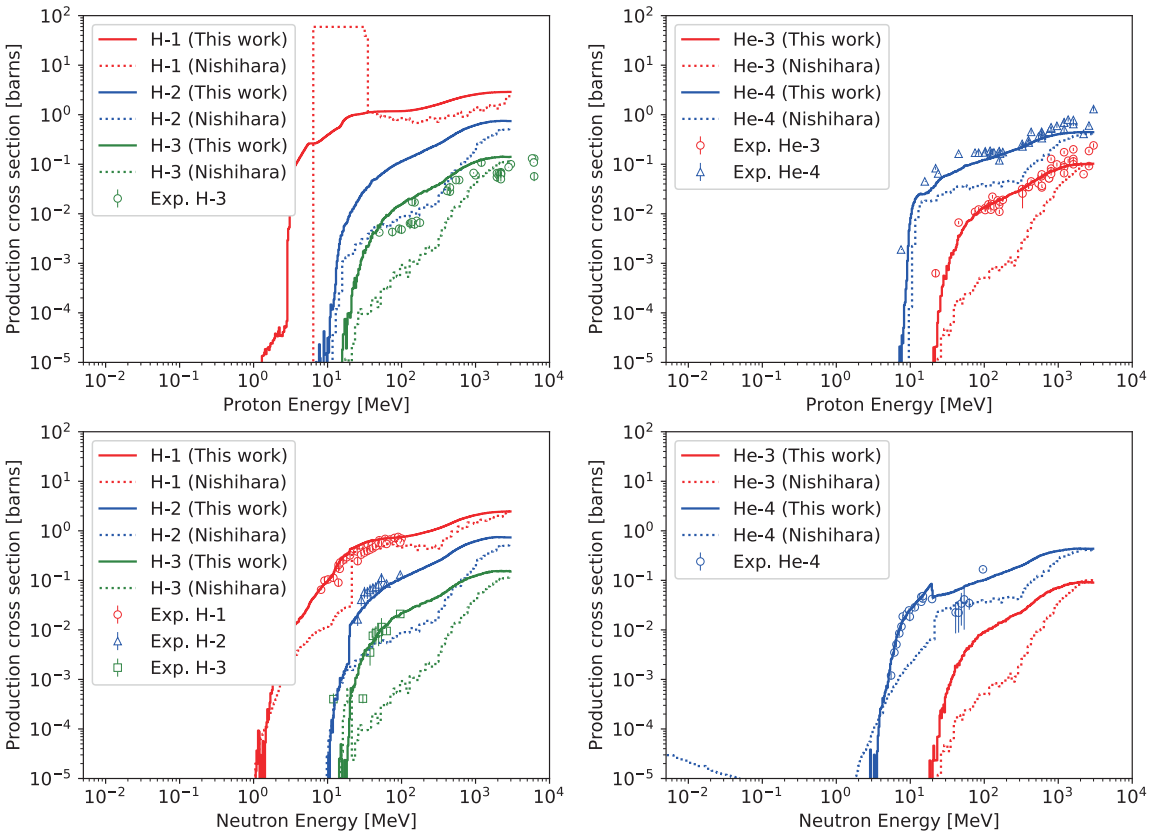

図 A.2.2　ガス生成断面積の比較

^{3}He 及び ^{4}He 生成断面積では、陽子及び中性子入射反応のいずれも入射エネルギー 10 から数百 MeV にかけて先行研究と本研究で大きな差が見られる。この差はビーム窓材の組成ではなく核反応モデルの違いに起因しており、Bertini モデルを用いることで INCL4.6 モデルに比べガス生成量が小さく見積もられることがわかる。

表 A.2.1 に 300 FPDs 経過後のビーム窓中のガス蓄積量の比較結果を示す。300 FPDs 経過時点において、先行研究に対する本研究のガス生成量は H、He 同位体共に約 1.5 倍となった。入射粒子種の内訳を見ると、H 同位体では中性子起因の生成量はほぼ変わらないのに対し、陽子起因の生成量が約 1.5 倍となっている。一方、He 同位体では陽子、中性子起因いずれも約 1.5 倍増加した。次に生成粒子種毎に先行研究との差を見ると、^{1}H は陽子起因の生成量が 1.4 倍程度大きくなっている。これは陽子フラックスが最も高い 1.5 GeV 付近において陽子入射 ^{1}H 生成断面積が先行研究では 1.43 barns、本研究では 2.77 barns と 2 倍近い差を持つためである。^{2}H、^{3}H、^{3}He 及び ^{4}He 生成量は陽子起因と中性子起因のいずれにおいても本研究が多い結果となった。これらの生成断面積は前述の通り入射エネルギーが 10 から数百 MeV にかけて先行研究と本研究で大きな差があり、その断面積に起因して本研究ではより多い生成量が得られたと考えられる。

表 A.2.1　300 FPDs 経過後のビーム窓中のガス蓄積量

		先行研究 [2)]	本評価
^{1}H [appm]	陽子起因	4950	6983
	中性子起因	1228	1233
	計	6179	8216
^{2}H [appm]	陽子起因	728.8	1758
	中性子起因	7.282	104
	計	736	1863
^{3}H [appm]	陽子起因	163.27	322
	中性子起因	0.774	18.2
	計	164	340
^{3}He [appm]	陽子起因	130.2	239
	中性子起因	0.28	7.32
	計	130	246
^{4}He [appm]	陽子起因	714.5	1085
	中性子起因	111	170
	計	825	1255
H [appm]	陽子起因	5842	9063
	中性子起因	1236	1355
	計	7078	10418
He [appm]	陽子起因	844.7	1324
	中性子起因	111.3	177
	計	956	1501

A.2.3　弾き出し損傷量

図 A.2.3 に先行研究と本研究で用いた DPA 断面積の比較を示す。NTR モデルによる中性子入射 DPA 断面積の計算結果は先行研究とほぼ同じ結果となった。一方で、NRT モデルによる陽子入射 DPA 断面積は、先行研究が数 MeV 以下で 0 barns となっているのに対して本研究では高い値を示している。先行研究ではクーロン相互作用による DPA を考慮していないのに対し、本研究ではクーロン相互作用による DPA も含めた断面積を示している。従って、影響の大きな低エネルギー領域において両者に大きな差が表れている。

表 A.2.2 に 300 FPDs 経過後のビーム窓中の弾き出し数を示す。先行研究と本研究の NRT モデルによる計算を比較すると、陽子起因の弾き出し数は 1.5 倍近く増加している。これは前述の通りクーロン力による弾き出し数を考慮したため、弾き出し数が増加したと考えられる。中性子に起因する弾き出し数は先行研究に比べわずかに減少した。結果として NRT モデルによる弾き出し数はほぼ同じとなった。

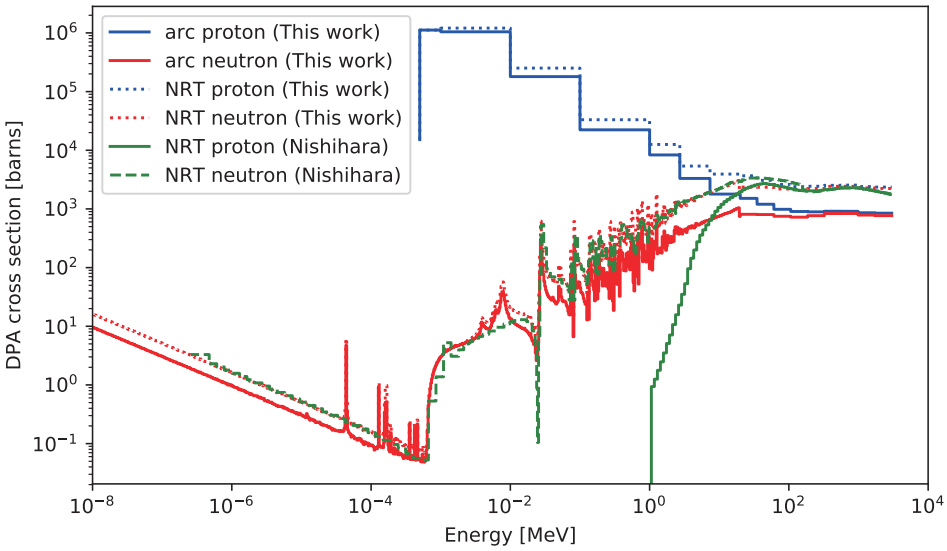

図 A.2.3　DPA 断面積の比較

表 A.2.2　300 FPDs 経過後のビーム窓中の弾き出し数 [DPA]

	先行研究 [2)]	本評価 (NRT model)	本評価 (arc model)
陽子起因	4.51	6.43	2.35
中性子起因	50.6	45.9	16.2
計	55	52.3	18.6

A.2.4　発熱密度

最後にビーム窓の発熱密度の結果について比較を行う。表 A.2.3 に 300 FPDs 時点のビーム窓中の発熱密度の比較結果を示す。ただし原子核起因は陽子、中性子、^{2}H、^{3}H、^{3}He 及び ^{4}He を除く全ての原子核による発熱を表す。また、他粒子起因は主に ^{2}H、^{3}H、^{3}He 及び ^{4}He による発熱を指す。両者を比較すると、合計発熱密度は先行研究が 375 W/cm^{3} に対して本研究が 321.5 W/cm^{3} と小さい値となった。内訳を見ると本研究の陽子起因の発熱量は先行研究に比べ 30%程度低く、中性子起因では 1/14 と大きく減少している。中性子起因の発熱密度が大きく違う理由は、発熱密度の導出方法の違いであると考えられる。先行研究では PHITS を用いて 10 MeV 以下の中性子を除く粒子輸送を行い、発熱密度を導出している。従って、中性子のカットオフエネルギーは 10 MeV に設定しており、10 MeV 以下の中性子の輸送は行われない。これらのカットオフされた中性子のエネルギーは、発熱密度を計算する上でカットオフされた地点にエネルギーを与えたとして計上されている。一方で、本研究ではカットオフエネルギーを 1×10^{-11} eV と設定しており、加えてカットオフされた中性子によるエネルギー付与は無視している。従って、先行研究のカットオフ中性子の持っていたエネルギーだけ余分に発熱が起きたと計算され、本研究に比べて大きな発熱密度が得られたと考えられる。

表 A.2.3　300 FPDs 時点のビーム窓中の発熱密度 [W/cm^3]

	K. Nishihara et al. [2]	本評価
陽子起因	304	261
中性子起因	70.2	5.19
光子起因	-	17.3
原子核起因	-	1.81
他粒子起因	-	36.4
計	375	321.5

This is a blank page.