

高しきい値反応を利用した J-PARC ミュオン標的近傍のビームロスモニター BEAM LOSS MONITOR USING NUCLEAR REACTION WITH HIGH THRESHOLD- ENERGY IN THE VICINITY OF J-PARC MUON TARGET

山口雄司*, 明午伸一郎, 大井元貴, 原田正英, 羽賀勝洋

Yuji Yamaguchi*, Shin-ichiro Meigo, Motoki Ooi, Masahide Harada, Katsuhiko Haga

J-PARC center, Japan Atomic Energy Agency (JAEA)

Abstract

At the Materials and Life Science Experimental Facility (MLF) of Japan Proton Accelerator Research Complex (J-PARC), 1-MW proton beam is injected into graphite and mercury targets which are aligned in a cascade scheme. The 2-cm-thick graphite target for muon production is placed upstream of the mercury target and emits radiation from proton injection. Although shielding is performed, the beam loss monitor in the vicinity of the muon target detects the radiation as a background event. To detect beam loss accurately, we have started to develop a new counting tube with bismuth foil to distinguish between beam loss events and background events. The proper thickness of the bismuth foil and the validity of the characteristic test for the new counting tube are investigated using a particle transport simulation code.

1. はじめに

J-PARC [1]では、物質・生命科学実験施設(MLF)で中性子およびミュオンビームを供給するために 1 MW 大強度陽子ビームを二種類の粒子生成標的に入射する。Figure 1 に示すように、陽子ビームは 3 GeV シンクロトロン(RCS)から早い繰り返し(25 Hz)で出射し、3 GeV 陽子ビーム輸送施設(3NBT)を通過した後、ミュオン生成標的を透過して、中性子生成標的に入射する。ミュオン生成標的には厚さ 2 cm の炭素、中性子生成標的には水銀が用いられている。

液体金属である水銀の標的に数 μ s 程度の短パルスの大強度ビームを入射する場合、ビームのピーク電流密度の 4 乗に比例した標的容器へのピッチング損傷が課題となるので、安定したビーム運転のため、3NBT では非線形ビーム光学によるビーム平坦化技術が開発され[2]、有効に利用されている。Figure 2 に示すように、2 台の八極電磁石が M1 トンネルとその上流に設置され、ビーム運転において稼働中である。非線形光学では、八極電磁石からの位相進行によっては線形光学よりもビームが広がってビームロスが発生する。M1 トンネルとその上流ではトンネル内での保守作業が要求され、1 W/m 以下の損失を保つ必要があるため、ビームロスの把握が重要である。

M1 トンネルでのビームロスは比例計数管に加えて、プラスチックシンチレータによっても検出されるが、背景事象により正確なビームロスの把握が課題となっている。背景事象は、中性子生成標的の約 33 m 上流の M2 トンネルに設置されたミュオン生成標的と入射陽子との相互作用で発生する放射線に起因しており、背景事象とビームロス事象を識別可能なロスモニターが必要となる。そこで、ビームロス発生点およびミュオン標的とロスモニターとの間の距離の違いと高しきい値核反応に着目し、高速陽子、中性子の飛行時間によって事象を識別する計数管の開発に着手する。本稿では、粒子輸送計算コードを

用いて、高しきい値反応に必要なビスマス箔の厚さ、開発するロスモニターの特性試験方法等について検討する。

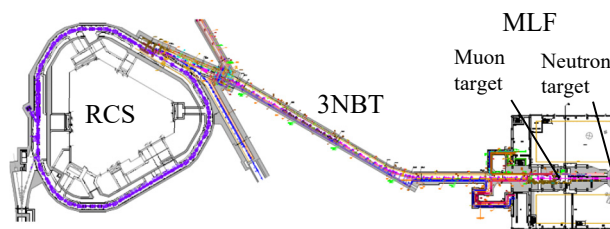


Figure 1: Plan view of beam line from Rapid Cycling Synchrotron (RCS) to Materials and Life Science Experimental Facility (MLF).

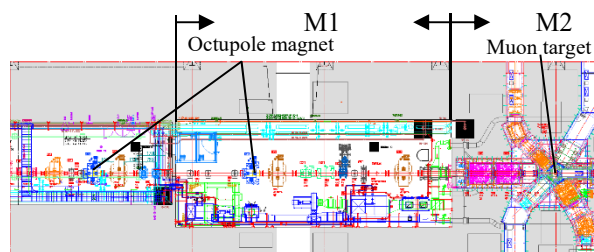


Figure 2: Plan view of M1 and M2 tunnels. Octupole magnets are placed at M1 and just upstream of M1. The octupole magnet at M1 is located approximately 15-m upstream of the Muon target.

2. 飛行時間と高しきい値反応の利用による事象識別

M1 トンネルでのビームロスは主に、八極電磁石のすぐ下流の四極電磁石で発生すると予想され、この四極電磁石の位置に置かれたプラスチックシンチレータで検出されている。四極電磁石はミュオン標的の約 15 m 上流

* yamaguchi.yuji@jaea.go.jp

に位置するので、背景事象となるミュオン標的からの放射線の検出は、四極電磁石でのビームロスの検出時刻に対して、ビームがミュオン標的までの 15 m を飛行する時間と、ミュオン標的からの放射線が 15 m を飛行する時間の分だけ遅れることになる。運動エネルギー T をもつ静止質量 m_0 の粒子が距離 L を飛行するときの飛行時間 t は光速 c を用いて、

$$t = \frac{L}{c} \frac{T + m_0 c^2}{\sqrt{T(T + 2m_0 c^2)}} \quad (1)$$

と表されるので、たとえばミュオン標的からの 1 GeV 中性子はビームロスの検出より 109 ns 遅れて検出される。この時間差を利用することで、ビームロス事象と背景事象を原理的には識別可能である。ただし、ビームロスにより発生した低エネルギー粒子の飛行時間は 100 ns 以上となり得るので、検出対象エネルギーにしきい値を設ける必要がある。たとえば、ビームダクト壁から 30 cm 離してロスモニターを設置すると、ビームロスで発生した 40 keV 以下の中性子の飛行時間は 109 ns 以上となり、ビームロス事象と背景事象を識別できなくなる。

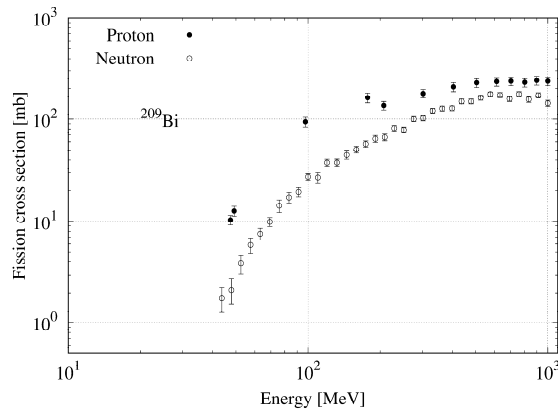


Figure 3: Proton- and neutron-induced fission cross section of ^{209}Bi [4-6]. Experimental data of proton and neutron injection are shown by closed and open circles, respectively.

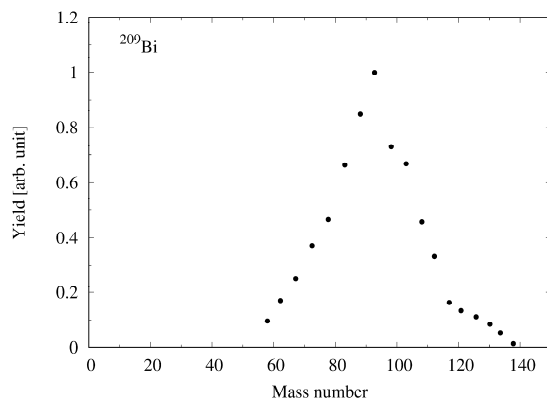


Figure 4: Experimental mass distribution of fission fragments from 1-GeV proton-induced fission for ^{209}Bi [7].

そこで、高いしきいエネルギーをもつサブアクチノイドの核分裂反応[3]を利用する。ビスマスや鉛、金などのサブアクチノイドは、陽子や中性子と反応し核分裂するがその断面積は陽子や中性子のエネルギーに依存する。Figure 3 にビスマスの核分裂断面積[4-6]を示す。核分裂断面積は高エネルギー領域でほぼ一定であり、50 MeV 程度で高エネルギー領域より 2 桁小さくなる。したがって、核分裂片を検出することで高エネルギー粒子を選択的に検出でき、時間差による事象の識別が可能となる。

核分裂片の質量分布は、サブアクチノイドの核分裂において、1 山の対称的な分布となる[7]。例として ^{209}Bi に 1 GeV 陽子を入射した場合の核分裂片の質量分布を Fig. 4 に示す。質量数が約 90 で収量は最大となること、ビスマスの原子番号が 83 であることから、核分裂片は主に臭素やイットリウム、銀などの原子番号 40 前後の核種と推定できる。また、2 つの核分裂片の合計運動エネルギーの平均は 148 MeV と報告されている[7]。たとえば核分裂片の一方が、運動エネルギー 74 MeV をもつ ^{81}Br であるとき、1 atm の空気中での飛行は 23 mm 程度となる。

3. 核分裂検出型ビームロスモニター

3.1 基本構造

核分裂検出型ビームロスモニターではサブアクチノイドの核分裂による生成核を検出する。サブアクチノイドとしては、ビスマスや鉛、金などを使用できる。鉛、金の核分裂断面積を Fig. 5 に示す[6, 8-12]。ロスモニターに設置するサブアクチノイドを選ぶにあたり、より高い効率で検出できることを考慮して核分裂断面積が比較的大きいビスマス(Bi)を選んだ。

新型のロスモニターの構造を Fig. 6 に示す。Bi の有無によるロスモニターの特性の違いを明確にできるように、基本構造は 3NBT で稼働中の計数管と同様とし、管の内壁に Bi 箔を設置した。ステンレス管は直径 34 mm、陽極となる芯線は直径 30 μm の金メッキタングステンである。検出ガスには Ar + 10 % CH_4 を使い、圧力には核分裂片がガス中で停止する 1 atm を選ぶ。

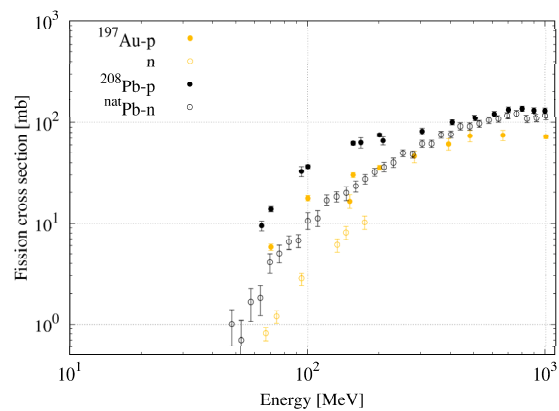


Figure 5: Proton- and neutron-induced fission cross sections of ^{197}Au (orange) and Pb (black) [6, 8-12]. Experimental data of proton and neutron injection are shown by closed and open circles, respectively.

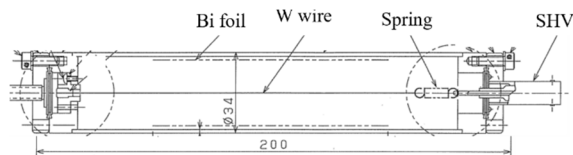


Figure 6: Schematic drawing of fission-detecting beam loss monitor. The bismuth foil is installed on the inner wall of the stainless steel tube.

3.2 ビスマス箔の厚さの検討

核分裂片の検出までには、核分裂反応が発生して核分裂片が生成する、核分裂片が Bi 箔から放出して検出ガスにエネルギーを付与するという過程を経るので、核分裂片の検出数は Bi 箔の厚さに依存する。そのため、効率よく核分裂を検出できる適当な Bi 箔の厚さを調べる必要がある。そこで、粒子輸送計算コード PHITS [13]を用いてロスモニターへの陽子、中性子の照射を模擬し、照射粒子数あたりの核分裂片検出数を厚さ $1 - 10 \mu\text{m}$ について調べた。核分裂断面積が陽子や中性子のエネルギーに依存するため、照射する陽子、中性子のエネルギーに分布をもたせた。エネルギー分布は、ビームダクト材がチタンであることから、3 GeV 陽子とチタンとの反応で生じる二次陽子、中性子のエネルギー分布とした。

Figure 7 に、厚さ $1 \mu\text{m}$ の Bi 箔を設置したロスモニターに中性子を照射した場合の検出ガスへの付与エネルギーの分布を示す。検出ガスは主に 30 MeV 以下の低エネルギーを与えられ、少数事象として 60 MeV 程度の高エネルギーも与えられる。低エネルギー付与は、主としてガスに含まれるアルゴンや炭素と中性子との核反応で生成する重イオンによる事象である。一方、高エネルギー付与は、核分裂片による事象であり、厚さ $1 \mu\text{m}$ では、検出器の内向きに放出するほとんどの核分裂片は箔でエネルギーを失うことなく、全エネルギーを検出ガスに与える。箔の厚さを増すと、箔でエネルギーを失う核分裂片も増えるため、付与エネルギー分布は Fig. 8 に示すように、高エネルギー側に向かって単調に減少する分布となる。

陽子照射の場合でも付与エネルギー分布は、中性子照射と同様の分布を示す。ただし、陽子による 1 MeV 以下のエネルギー付与事象が観測される点だけ異なる。陽子、中性子照射について、核分裂片による付与事象を抽出し、核分裂片検出数を求めた。Figure 9 に核分裂片検出数の Bi 箔厚さ依存性を示す。厚さが薄い場合では、厚くすることで陽子や中性子とビスマスとの反応領域が増大し、核分裂反応が起こる確率が大きくなる効果によって、検出数は増加する。一方で厚さが厚くなると、箔の表面から離れた領域の核分裂片が箔から放出する前に停止してしまうようになるので、検出数は飽和する。陽子、中性子いずれの照射の場合でも検出数は厚さとともに増加し、厚さ $5 \mu\text{m}$ 以上ではほぼ一定となることから、厚さ $5 \mu\text{m}$ 以上が適当と考え、 $10 \mu\text{m}$ のビスマス箔を設置することとした。

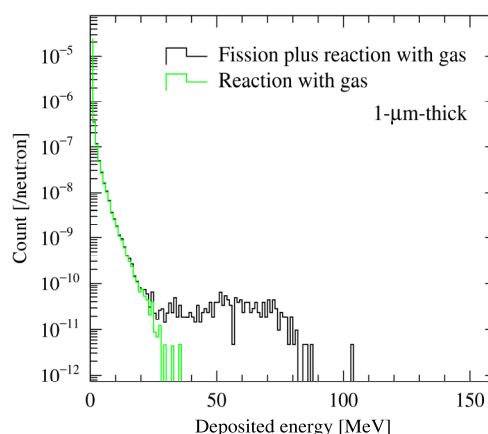


Figure 7: Calculated distribution of energy deposited in the detection gas filled in the beam loss monitor with 1- μm -thick bismuth foil in neutron irradiation. The event by heavy ions produced from Ar- and C-neutron interactions is shown with green line.

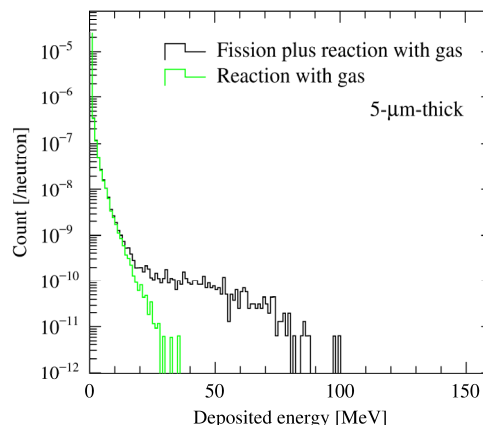


Figure 8: Calculated distribution of deposited energy for the loss monitor with 5- μm -thick bismuth foil. The event by heavy ions produced from Ar- and C-neutron interactions is shown with green line.

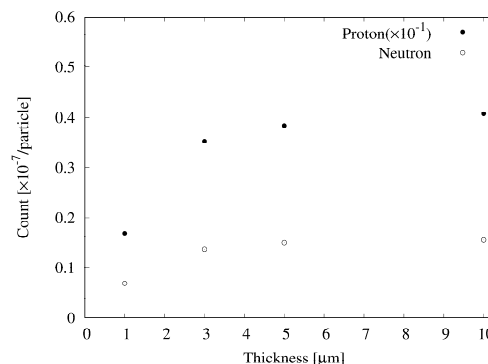


Figure 9: Fission fragment detection number as a function of bismuth foil thickness. Proton and neutron irradiation results are shown by closed and open circles, respectively.

4. 特性試験の検討

核分裂検出型ロスモニター(FD-BLM)は核分裂片の検出信号を利用するので、核分裂片の検出を実証しておく必要があり、実証のための試験を計画している。この試験では、核分裂検出型ロスモニターの波高スペクトルと Bi 箔を設置していない既存のロスモニターとの波高スペクトルを比較し、その違いから核分裂片の検出を確かめる。両方のロスモニターに陽子、中性子を照射すれば、核分裂検出型ロスモニターの波高スペクトルだけに、核分裂片検出に起因する高エネルギー成分が観測されると推測できる。照射する陽子、中性子には 3NBT ダンプとビームライン本流との真空を仕切るアルミニウム窓からの二次粒子を使用する。Figure 10 に、RCS 出射部下流にある 3NBT ダンプ分岐部の立面図を示す。陽子ビームは、垂直偏向電磁石の励磁によってダンプに導かれ、アルミニウム窓と相互作用して二次粒子を生成する。

上記試験による核分裂片検出の実証可能性を調べるため、PHITS を用いて試験を模擬し、実証方法について検討した。計算上確保できる配列数の制限のため、1 パルスあたりのビーム陽子数 N_p が 6×10^9 での輸送計算をまず実施した。得られた波高スペクトルを Fig. 11 に示す。既存のロスモニターの波高スペクトルが、対称的な 1 山のピークを示すのに対し、FD-BLM の波高スペクトルは、高エネルギー側の裾が長い 1 山のピークを示す。両方の波高スペクトルのピークは、おもに陽子による検出ガスへのエネルギー付与事象であるが、FD-BLM の高エネルギー側の裾は、陽子の付与事象に核分裂片による付与事象も加わった事象を表す。このように、高エネルギー領域で波高スペクトルに明確な違いを観測できることから、核分裂片の検出を実証可能と考える。

次に、ビーム陽子数を増加させた場合でも波高スペクトルの違いから実証できることを確かめるため、ビーム陽子数を増加させて波高スペクトル形状の変化を調べる。上述のとおり、 N_p が 6×10^9 を超える場合、配列数の制限によって輸送計算を実行できない。そこで、一つのビーム陽子ごとに輸送計算をおこない、ビーム陽子数あたりの付与エネルギー分布を求めておき、得られた分布からビームパルスごとの付与エネルギーを計算する 2 段階計算の方法を適用した。 $N_p = 6 \times 10^9$ において、この方法で得た FD-BLM の波高スペクトルと Fig. 11 の黒線の波高スペクトルとの比較を Fig. 12 に示す。両者のスペクトルの一致から、2 段階計算の方法の妥当性を確認できたので、この方法を用いて $N_p = 8.6 \times 10^{10}$ での波高スペクトルを得た。

得られたスペクトルを Fig. 13 に示す。両者のスペクトルが 1 山のピークを示す点、FD-BLM のスペクトルだけが裾をもつ点は、 $N_p = 6 \times 10^9$ の場合と同様である。一方、相違点はピーク幅に対する裾の広がり小さくなる点である。これは、ビーム陽子数の増加にともなう陽子による付与エネルギーの増加に対し、核分裂片による付与エネルギーの増加が小さいことに起因する。そのため、過大なビーム陽子数ではピークと裾の分離が困難となる可能性があることに留意する必要がある。

最後に、ビーム陽子数の増加による試験に必要なビームパルス数と時間の変化を見積もる。パルスの繰り返しを 1 Hz とすると、 $N_p = 6 \times 10^9$ のとき、ピークと裾の観

測に必要なパルス数 N_{pulse} は、Fig. 11 から $N_{\text{pulse}} > 1 \times 10^5$ 、時間 t_{test} は $t_{\text{test}} > 28$ h、 $N_p = 8.6 \times 10^{10}$ のとき、Fig. 13 から $N_{\text{pulse}} > 1 \times 10^4$ 、 $t_{\text{test}} > 2.8$ h と見積もられるので、ビーム陽子数に反比例して所要時間を短縮可能となる。

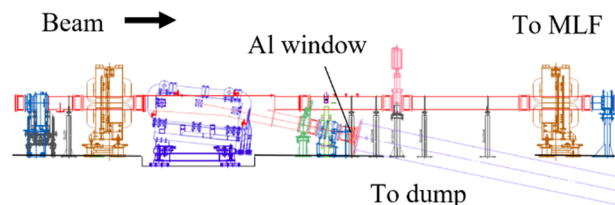


Figure 10: Elevation view of the beam line which branches off to beam dump of 3NBT and MLF. The beam comes from left-hand side of this figure.

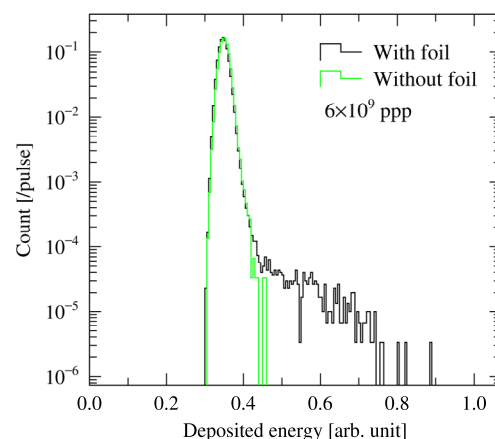


Figure 11: Calculated pulse height spectra of beam loss monitors with bismuth foil (black line) and without foil (green line). The number of beam protons is 6×10^9 per pulse.

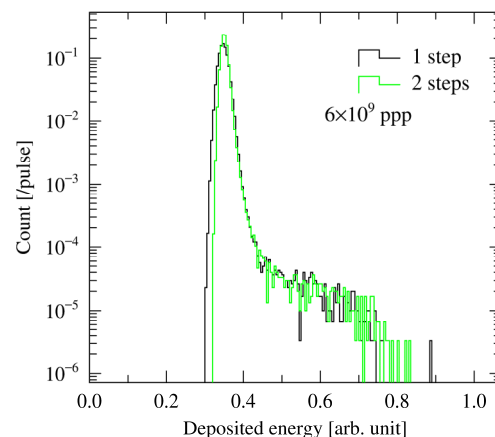


Figure 12: Comparison of calculated pulse height spectra of the fission-detecting beam loss monitor. The result in Fig. 11 (black line) and that from two-step calculation (green line) are compared.

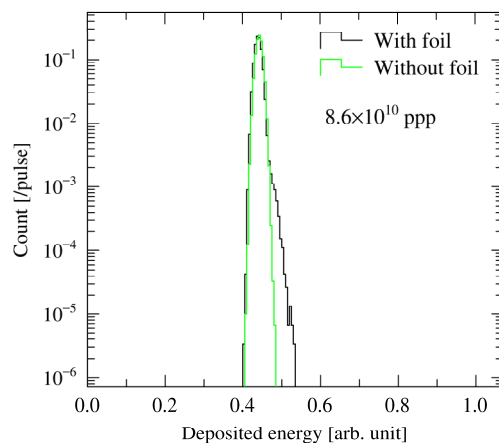


Figure 13: Calculated pulse height spectra of beam loss monitors with bismuth foil (black line) and without foil (green line). The number of beam protons is 8.6×10^{10} per pulse.

5. まとめ

ミュオン標的近傍における正確なビームロス把握のために用いる核分裂検出型ビームロスモニターに関し、粒子輸送計算コードを用いてビスマス箔の厚さと特性試験について検討した。ロスモニターへの陽子、中性子照射の模擬計算から、効率よく核分裂を検出できるビスマス箔の適当な厚さは、 $5 \mu\text{m}$ 以上であることがわかった。3NBT ダンプでの特性試験の模擬計算から、核分裂検出型ビームロスモニターとビスマス箔を設置していない既存のロスモニターとの波高スペクトルの比較により核分裂片の検出を実証できることがわかった。過大なビーム陽子数では、核分裂片によるエネルギー付与事象の判別が困難となる可能性があるため、ビーム陽子数の調整には注意が必要である。

謝辞

本研究の一部は、JSPS 科研費 JP20K22339 の助成を受けたものです。

本研究成果は、日本原子力研究開発機構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] The Joint Project Team of JAERI and KEK, “The joint project for high-intensity proton accelerators”, JAERI-Tech 99-056, 1999.
- [2] S. Meigo *et al.*, “Two-parameter model for optimizing target beam distribution with an octupole magnet”, Phys. Rev. Accelerators and Beams 23, 2020, 062802.
- [3] H. Iwamoto, S. Meigo, “Unified description of the fission probability for highly excited nuclei”, J. nucl. Sci. Tech. 56, 2019, pp. 160-171.
- [4] A. N. Smirnov *et al.*, “Correlation of intermediate energy

proton- and neutron-induced fission cross sections in the lead-bismuth region”, AIP Conference Proceedings 769, 2005, 637.

- [5] A. A. Kotov *et al.*, “Energy dependence of proton induced fission cross sections for heavy nuclei in the energy range 200-1000 MeV”, Phys. Rev. C 74, 2006, 034605.
- [6] D. Tarrío *et al.*, “Neutron induced fission cross section of ^{nat}Pb and ^{209}Bi from threshold to 1 GeV: An improved parameterization”, Phys. Rev. C 83, 2011, 044620.
- [7] L. N. Andronenko *et al.*, “Fission studies of highly excited nuclei”, Z. Phys. 318, 1984, pp. 97-110.
- [8] O. E. Shigaev *et al.*, “The definition of anisotropy and fission cross sections as a function of Z^2/A at the proton energy 200 MeV”, Leningrad Reports 17, 1973.
- [9] V. A. Kon’shin *et al.*, “Cross section for the fission of ^{181}Ta , Re, Pt, ^{197}Au , Pb, ^{209}Bi , ^{232}Th , ^{235}U and ^{238}U by 150-660 MeV protons”, Yadernaya Fizika 2, 1965, 682.
- [10] B. A. Bochagov *et al.*, “Determination of the fission cross sections of ^{238}U , ^{235}U , ^{232}Th , ^{209}Bi , $^{208-206}\text{Pb}$, ^{197}Au , ^{181}Ta , Yb, and Sm bombarded by 1-GeV protons”, Yadernaya Fizika 28, 1978, pp. 572-575.
- [11] A. N. Smirnov *et al.*, “Measurements of neutron-induced fission cross sections for ^{209}Bi , ^{nat}Pb , ^{208}Pb , ^{197}Au , ^{nat}W , and ^{181}Ta in the intermediate energy region”, Phys. Rev. C 70, 2004, 054603.
- [12] L. A. Vaishnene *et al.*, “Isotopic effect in the energy dependence of the total fission cross section of lead and ^{209}Bi nuclei for protons with energies up to 1 GeV”, Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. 74, 2010, pp. 496-499.
- [13] T. Sato *et al.*, “Features of particle and heavy ion transport code system (PHITS) version 3.02”, Nucl. Sci. Technol. 55, 2018, pp. 684-690.