

原子核乾板による重力場中の超冷中性子の 量子状態の観測

名古屋大学 長縄直崇

本トークに際して
アシスタントを1名募集します。

私は何故ここに？

私は学部4年のとき、原子核乾板にハートを盗まれました。
D2 のときICEPPシンポジウムに誘って頂き、初参加、エンカレッジして頂いた。出会いに感謝。
ν振動実験OPERA実験にて原子核乾板の開発、性能評価→原子核乳剤を研究室で開発、
→重力に興味、高エネルギー検出器・原子核乾板を用いて超低エネルギー物理できるか？

重力場中の超冷中性子の量子状態

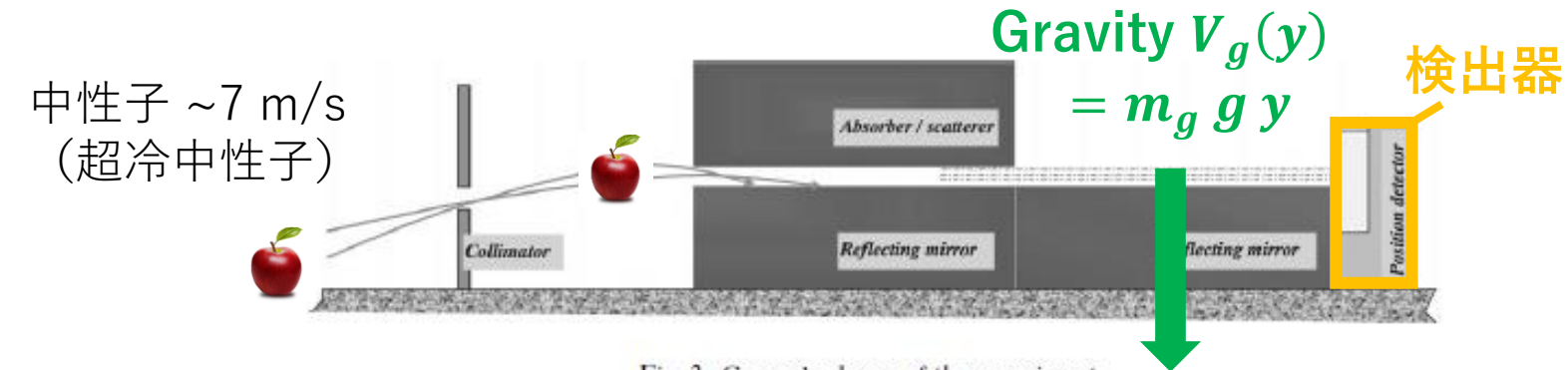


Fig. 3. General scheme of the experiment.

V.V. Nestizhetsky et al. / Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 440 (2000) 754–759

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2 m_i} \cdot \frac{d^2}{dy^2} + V_g(y) \right) \psi(y) = E \psi(y)$$

重力場中の超冷中性子の量子状態

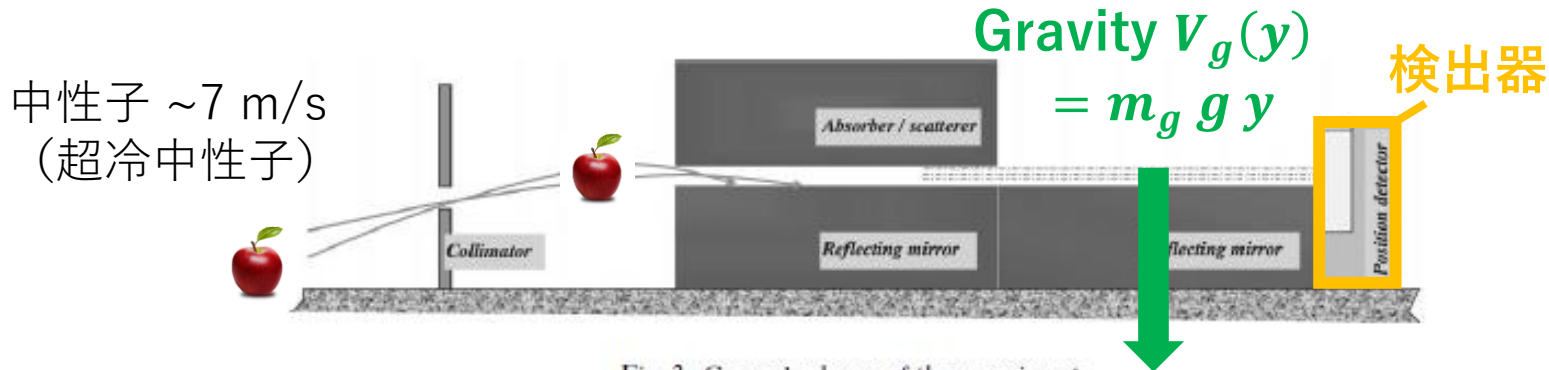


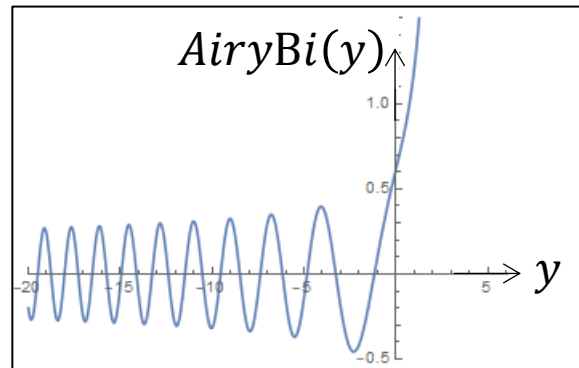
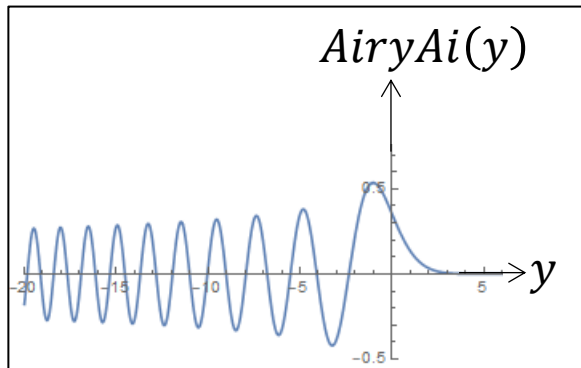
Fig. 3. General scheme of the experiment.

V.V. Nestizhetsky et al. / Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 440 (2000) 754–759

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m_i} \cdot \frac{d^2}{dy^2} + V_g(y) \right) \psi(y) = E \psi(y)$$

一般解

$$\psi(y) = c_1 \cdot \text{AiryAi} \left(\frac{y}{y_0} - \frac{E}{E_0} \right) + c_2 \cdot \text{AiryBi} \left(\frac{y}{y_0} - \frac{E}{E_0} \right)$$



重力場中の超冷中性子の量子状態

中性子 ~ 7 m/s
(超冷中性子)

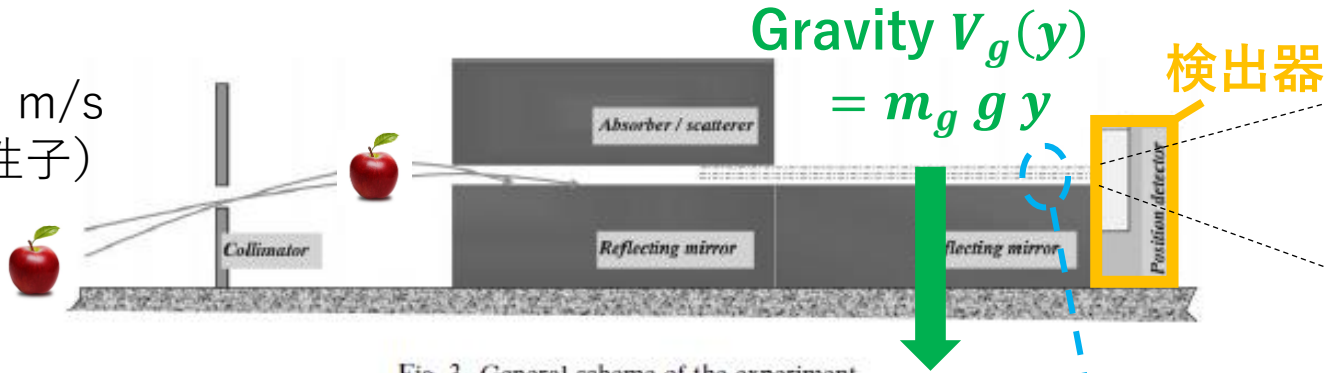


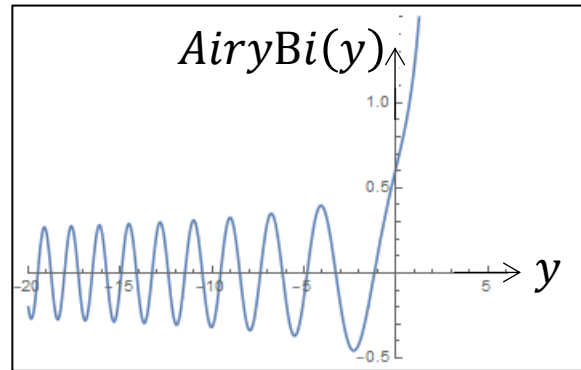
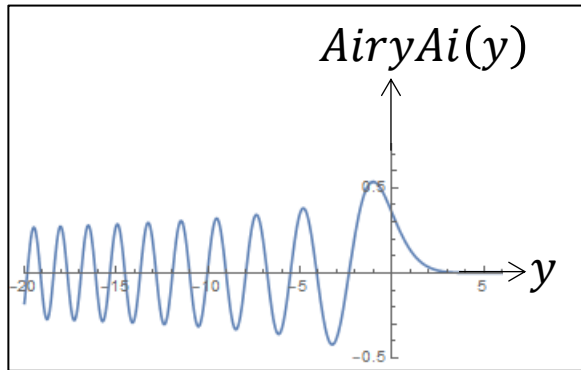
Fig. 3. General scheme of the experiment.

V.V. Nestizhetsky et al. / Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 440 (2000) 754-759

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m_i} \cdot \frac{d^2}{dy^2} + V_g(y) \right) \psi(y) = E \psi(y)$$

一般解

$$\psi(y) = c_1 \cdot \text{AiryAi} \left(\frac{y}{y_0} - \frac{E}{E_0} \right) + c_2 \cdot \text{AiryBi} \left(\frac{y}{y_0} - \frac{E}{E_0} \right)$$

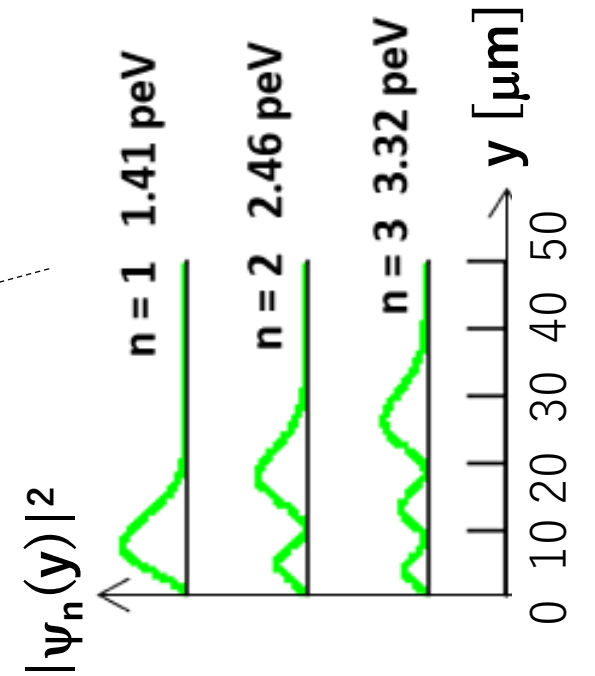


境界条件

$$\begin{cases} \psi(0) = 0, \\ \psi(\infty) = 0 \end{cases} \quad \text{を課し、}$$

$$\psi_n(y) = \text{AiryAi} \left(\frac{y}{y_0} - \frac{E_n}{E_0} \right)$$

$$y_0 = \left(\frac{\hbar^2}{2m_i m_g g} \right)^{\frac{1}{3}}, \quad E_0 = \left(\frac{m_g^2 g^2 \hbar^2}{2m_i} \right)^{\frac{1}{3}}$$



ミクロンスケールの構造
高分解能検出器が要る

重力場中の超冷中性子の量子状態

中性子 ~ 10 m/s
(超冷中性子)

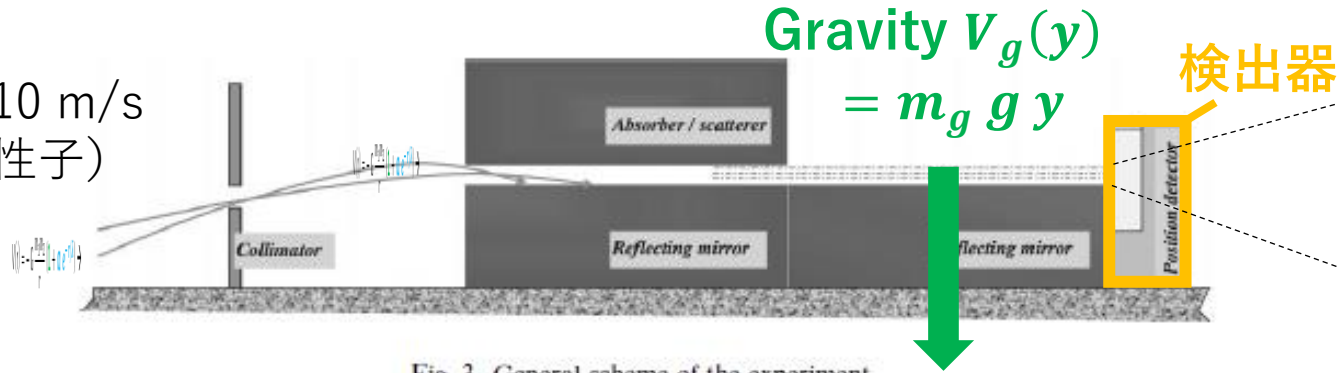
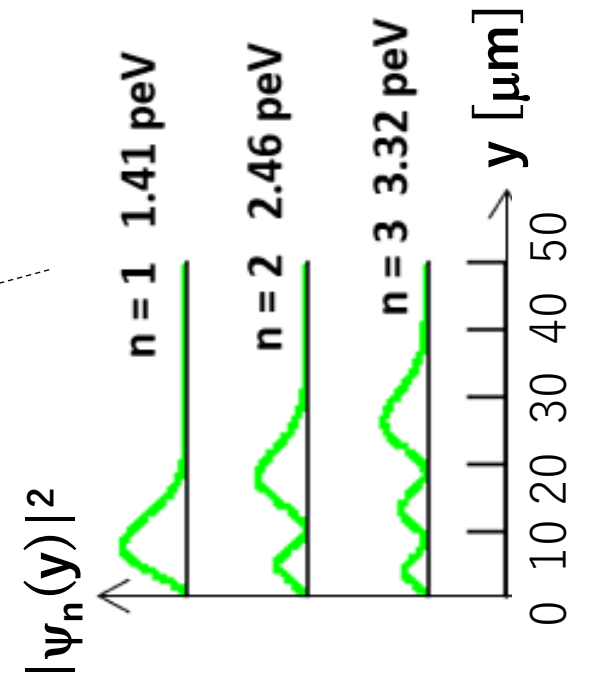


Fig. 3. General scheme of the experiment.

V.V. Nestizhetsky et al. / Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 440 (2000) 754–759



$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m_i} \cdot \frac{d^2}{dy^2} + V_g(y) \right) \psi(y) = E \psi(y)$$

$$\begin{cases} \psi(0) = 0, \\ \psi(\infty) = 0 \end{cases} \rightarrow \psi_n(y) = \text{AiryAi} \left(\frac{y}{y_0} - \frac{E_n}{E_0} \right)$$

- 重力と量子力学の関係

- 重力場中のシュレディンガー方程式の検証

- 量子力学的枠組みにおける弱い等価原理 ($m_g = m_i$ か?)

- 質量を持つ粒子によって媒介される重力または未知の短距離力 \rightarrow 湯川型相互作用

$$V(r) = -G \frac{m_1 m_2}{r} \cdot (1 + \alpha \cdot e^{-\frac{r}{\lambda}}) \rightarrow V_g(y) \rightarrow V_g(y) + V_{\alpha, \lambda}(y) = mgy - 2\pi G m \rho \alpha \lambda^2 e^{-\frac{y}{\lambda}}$$

- 余剰次元 (コンパクト化された) \rightarrow 湯川型相互作用と近似される

$$y_0 = \left(\frac{\hbar^2}{2m_i m_g g} \right)^{\frac{1}{3}}, E_0 = \left(\frac{m_g^2 g^2 \hbar^2}{2m_i} \right)^{\frac{1}{3}}$$

量子力学的枠組みにおける弱い等価原理

弱い等価原理は元々質点に関する古典的概念。量子力学的枠組みにおける意味は、

古典力学

ニュートン方程式が成立するとき、

- 自由落下の普遍性 (Galilei's E P (GEP)) ○
- $m_i = m_g$ (Newton's E P (NEP)) ○
- 重力加速度 $g =$ 加速度系の加速度 a (Equiv. of G and A (EGA)) ○ このとき GEP=NEP=EGA

量子力学的枠組みにおける弱い等価原理

弱い等価原理は元々質点に関する古典的概念。量子力学的枠組みにおける意味は、

古典力学

ニュートン方程式が成立するとき、

- 自由落下の普遍性 (Galilei's E P (GEP)) ○
- $m_i = m_g$ (Newton's E P (NEP)) ○
- 重力加速度 $g =$ 加速度系の加速度 a (Equiv. of G and A (EGA)) ○ このとき GEP=NEP=EGA

量子力学

(cf: Nauenberg, American Journal of Physics 84, 879 (2016))

シュレディンガー方程式が重力場の存在下および系の加速下において成立

(重力：重力場中の中性子干渉計(COW実験)： 4×10^{-3} の精度で検証。

加速：加速度運動（振動）する中性子干渉系 Bonse&Wroblewski)： 4×10^{-2} の精度で検証) するとき、

- 自由落下の普遍性 (GEP) 波動関数 × (波束の重心 ○)
- $m_i = m_g$ (NEP) 波動関数 ○
- 重力加速度 $g =$ 加速度系の加速度 a (EGA) 波動関数 ○ **このとき NEP=EGA**

量子力学的枠組みにおける弱い等価原理

弱い等価原理は元々質点に関する古典的概念。量子力学的枠組みにおける意味は、

古典力学

ニュートン方程式が成立するとき、

- 自由落下の普遍性 (Galilei's E P (GEP)) ○
- $m_i = m_g$ (Newton's E P (NEP)) ○
- 重力加速度 $g =$ 加速度系の加速度 a (Equiv. of G and A (EGA)) ○ このとき GEP=NEP=EGA

量子力学

(cf: Nauenberg, American Journal of Physics 84, 879 (2016))

シュレディンガー方程式が重力場の存在下および系の加速下において成立

(重力：重力場中の中性子干渉計(COW実験)： 4×10^{-3} の精度で検証。

加速：加速度運動（振動）する中性子干渉系 Bonse&Wroblewski)： 4×10^{-2} の精度で検証) するとき、

- 自由落下の普遍性 (GEP) 波動関数 \times (波束の重心 ○)
- $m_i = m_g$ (NEP) 波動関数 ○
- 重力加速度 $g =$ 加速度系の加速度 a (EGA) 波動関数 ○ **このとき NEP=EGA**

→ 量子力学的枠組みにおける NEP の検証 = 量子力学的枠組みにおける EGA の検証。

→ 量子力学 と 一般相対性理論の根本原理 の関係

関連する先行研究等

古典力学的枠組み

- 人工衛星 Ti, Pt

$$2 \times \frac{\left| \left(\frac{m_g}{m_i} \right)_{Ti} - \left(\frac{m_g}{m_i} \right)_{Pt} \right|}{\left(\frac{m_g}{m_i} \right)_{Ti} + \left(\frac{m_g}{m_i} \right)_{Pt}} \quad O(-15)$$

量子力学的枠組み

- 原子干渉計 ^{85}Rb , ^{87}Rb

Asenbaum et al., PRL 125, 191101 (2020)

$$2 \times \frac{\left| \left(\frac{m_g}{m_i} \right)_{^{85}\text{Rb}} - \left(\frac{m_g}{m_i} \right)_{^{87}\text{Rb}} \right|}{\left(\frac{m_g}{m_i} \right)_{^{85}\text{Rb}} + \left(\frac{m_g}{m_i} \right)_{^{87}\text{Rb}}} \quad O(-12)$$

- 中性子干渉計(COW実験)

$$\left(\frac{m_g}{m_i} \right)_n \quad O(-3)$$

- 中性子重力反射計と、中性子干渉計または断面積測定と比較

$$\left(\frac{m_g}{m_i} \right)_n \quad O(-3 \sim -4)$$

- 中性子 Gravitational Resonance spectroscopy(qBOUNCE実験)

qBOUNCE arXiv:2301.08583v1

$$\frac{g_{Q(n)}}{g_{C(bulk)}} \neq 1 \quad (O(-4) \text{ の精度で } 4\sigma \text{ のずれ})$$

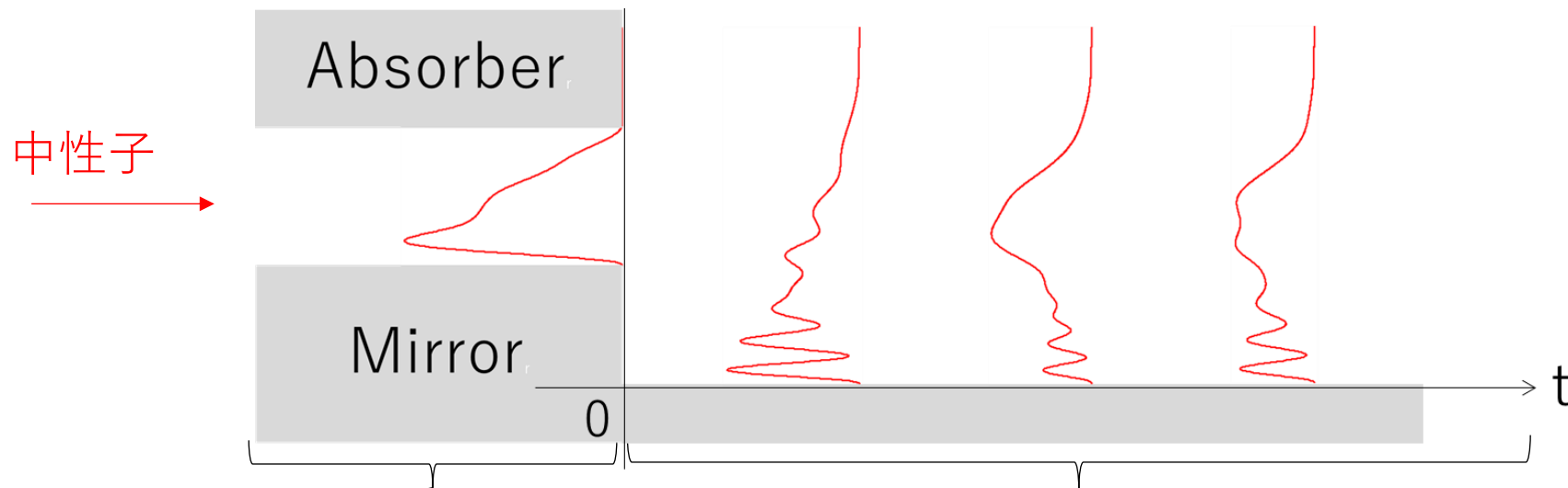
→ $m_i \neq m_g$ を示唆?
(又は未知の系統誤差?)

超冷中性子の位置分布を用いた検証を行いたい。まずは $O(-3 \sim -4)$ の精度から。

段差からの落下後の位置分布を利用した弱い等価原理の検証



段差からの落下後の位置分布を利用した弱い等価原理の検証

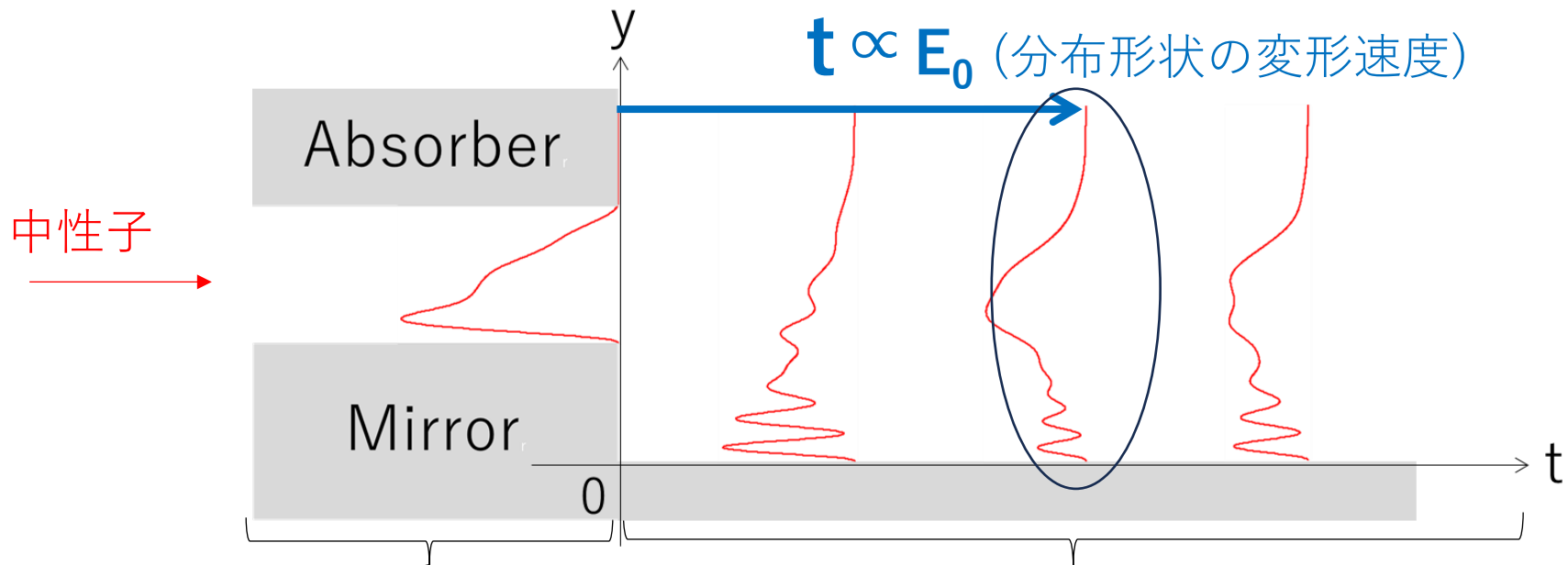


$$|\Phi(y, 0)|^2 = \sum_n |c_n|^2 |\phi_n(y, 0)|^2$$

$$\phi_n(y) = A_n \text{AiryAi} \left(\frac{y}{y_0} - \frac{E_n}{E_0} \right) + B_n \text{AiryBi} \left(\frac{y}{y_0} - \frac{E_n}{E_0} \right)$$

$$|\Psi(y, t)|^2 = \sum_m |f_m|^2 |\psi_m(y, t)|^2 + 2 \sum_{m>m'} f_{m,m'} \psi_m^*(y, t) \psi_{m'}(y, t) \cos \left(\frac{E_m - E_{m'}}{\hbar} t \right)$$

$$\left(\begin{array}{l} \psi_m(y) = \text{AiryAi} \left(\frac{y}{y_0} - \frac{E_m}{E_0} \right) \\ |f_m|^2 = \sum_n |c_n|^2 |\langle \psi_m | \phi_n \rangle|^2 \\ f_{m,m'} = \sum_{n \neq m'} |c_n|^2 \langle \phi_n | \psi_{m'} \rangle \langle \psi_m | \phi_n \rangle \end{array} \right)$$



$$|\Phi(y, 0)|^2 = \sum_n |c_n|^2 |\phi_n(y, 0)|^2$$

$$\phi_n(y) = A_n \text{AiryAi} \left(\frac{y}{y_0} - \frac{E_n}{E_0} \right) + B_n \text{AiryBi} \left(\frac{y}{y_0} - \frac{E_n}{E_0} \right)$$

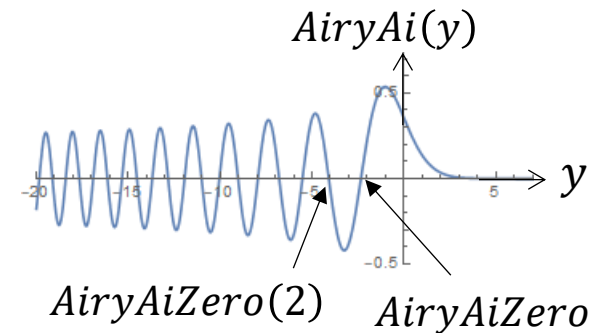
$$|\Psi(y, t)|^2 = \sum_m |f_m|^2 |\psi_m(y, t)|^2 + 2 \sum_{m>m'} f_{m,m'} \psi_m^*(y, t) \psi_{m'}(y, t) \cos \left(\frac{E_m - E_{m'}}{\hbar} t \right)$$

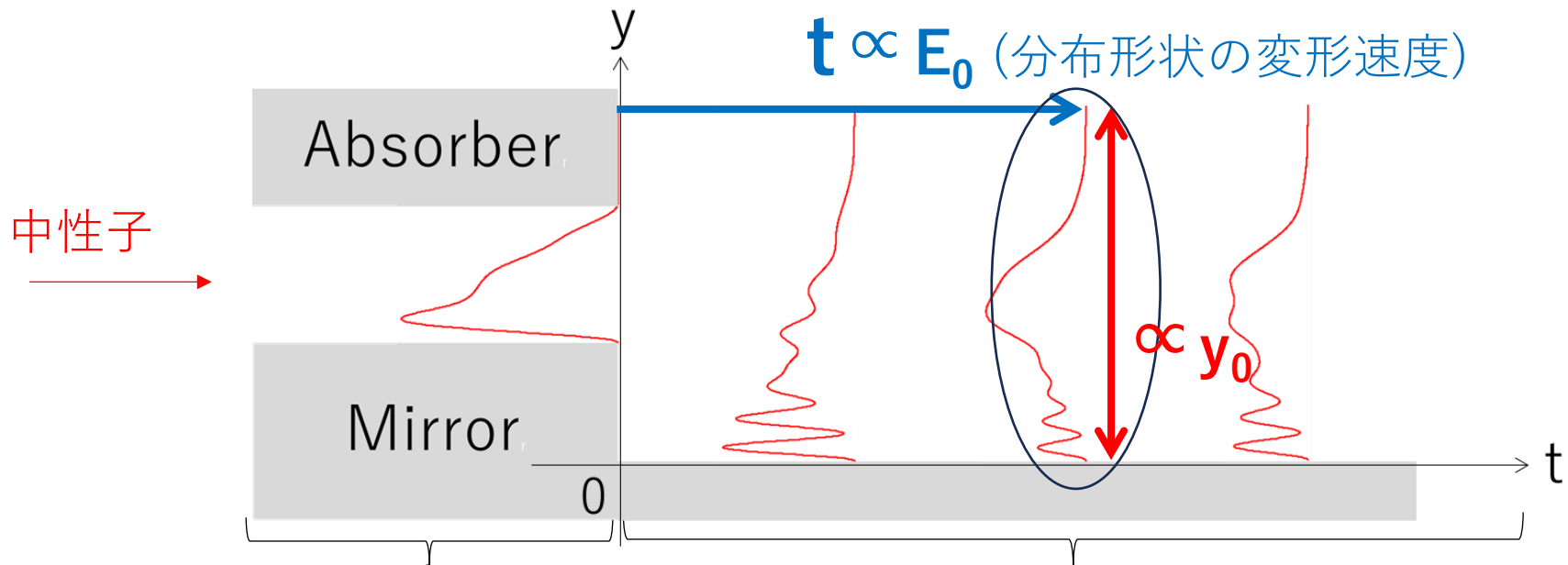
$$\left(\begin{array}{l} \psi_m(y) = \text{AiryAi} \left(\frac{y}{y_0} - \frac{E_m}{E_0} \right) \\ |f_m|^2 = \sum_n |c_n|^2 |\langle \psi_m | \phi_n \rangle|^2 \\ f_{m,m'} = \sum_{n \neq m'} |c_n|^2 \langle \phi_n | \psi_{m'} \rangle \langle \psi_m | \phi_n \rangle \end{array} \right)$$

\propto 位相が変わる速さ ||

$$\cos \left(\frac{E_0 \cdot (\text{AiryAiZero}(m') - \text{AiryAiZero}(m)) \cdot t}{\hbar} \right)$$

$$(\because E_m = -E_0 \cdot \text{AiryAiZero}(m))$$





$$|\Phi(y, 0)|^2 = \sum_n |c_n|^2 |\phi_n(y, 0)|^2$$

$$|\Psi(y, t)|^2 = \sum_m |f_m|^2 |\psi_m(y, t)|^2 + 2 \sum_{m>m'} f_{m,m'} \psi_m^*(y, t) \psi_{m'}(y, t) \cos\left(\frac{E_m - E_{m'}}{\hbar} t\right)$$

$$\phi_n(y) = A_n \text{AiryAi}\left(\frac{y}{y_0} - \frac{E_n}{E_0}\right) + B_n \text{AiryBi}\left(\frac{y}{y_0} - \frac{E_n}{E_0}\right)$$

$$\left(\begin{array}{l} \psi_m(y) = \text{AiryAi}\left(\frac{y}{y_0} - \frac{E_m}{E_0}\right) \\ |f_m|^2 = \sum_n |c_n|^2 |\langle \psi_m | \phi_n \rangle|^2 \\ f_{m,m'} = \sum_{n \neq m'} |c_n|^2 \langle \phi_n | \psi_{m'} \rangle \langle \psi_m | \phi_n \rangle \end{array} \right)$$

位相が変わる速さ \parallel

$$\cos\left(\frac{E_0 \cdot (\text{AiryAiZero}(m') - \text{AiryAiZero}(m)) \cdot t}{\hbar}\right)$$

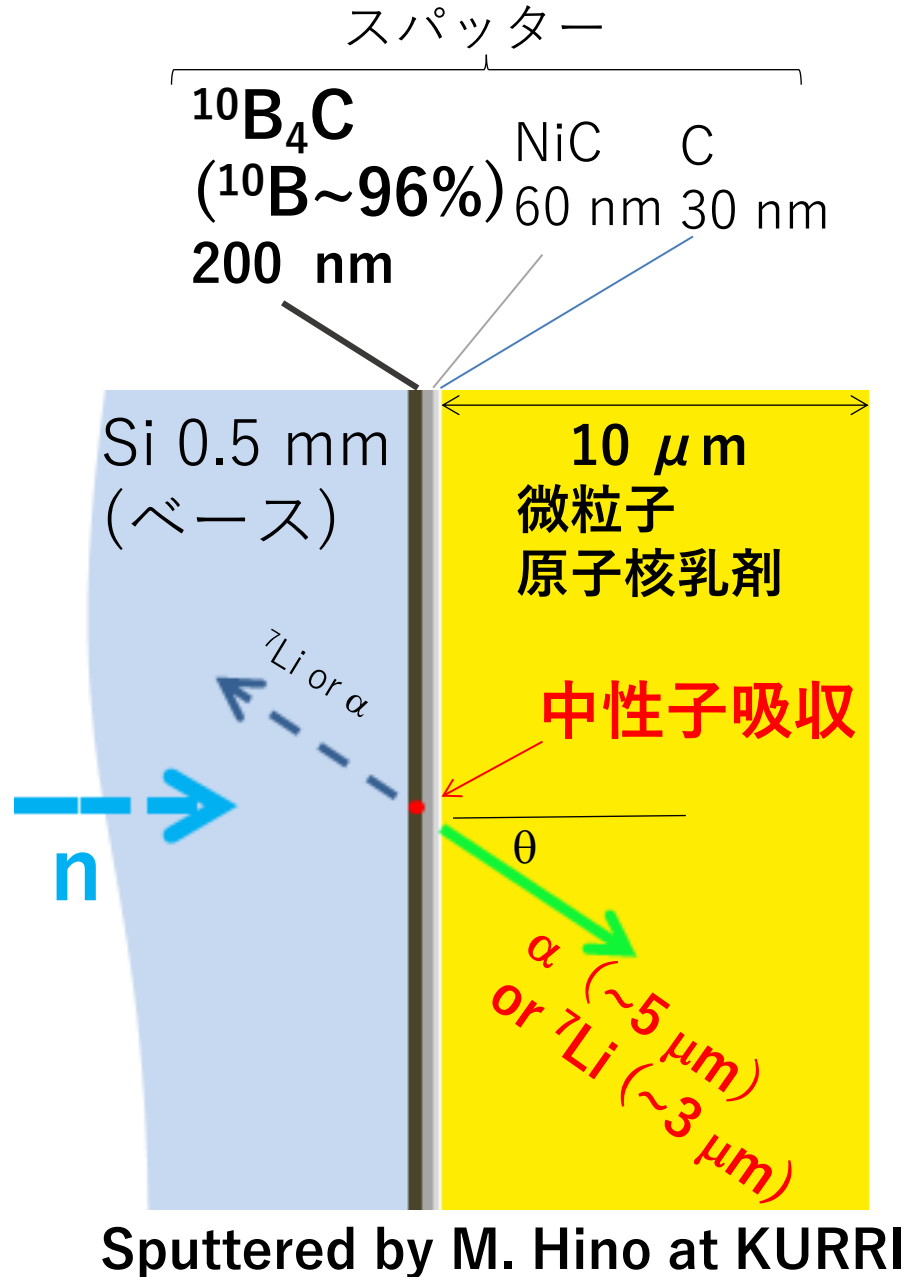
$$(\because E_m = -E_0 \cdot \text{AiryAiZero}(m))$$

$$y_0 = \left(\frac{\hbar^2}{2 m_i m_g g}\right)^{\frac{1}{3}}, E_0 = \left(\frac{m_g^2 g^2 \hbar^2}{2 m_i}\right)^{\frac{1}{3}}$$

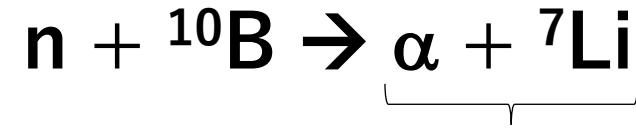
$$\rightarrow m_g = \frac{E_0}{g y_0}, m_i = \frac{\hbar^2}{2 E_0 y_0^2}$$

超冷中性子用原子核乾板

(断面)



- 検出原理:
 ^{10}B による中性子吸収反応



電離を飛跡としてとらえる
(どちらか一方を)

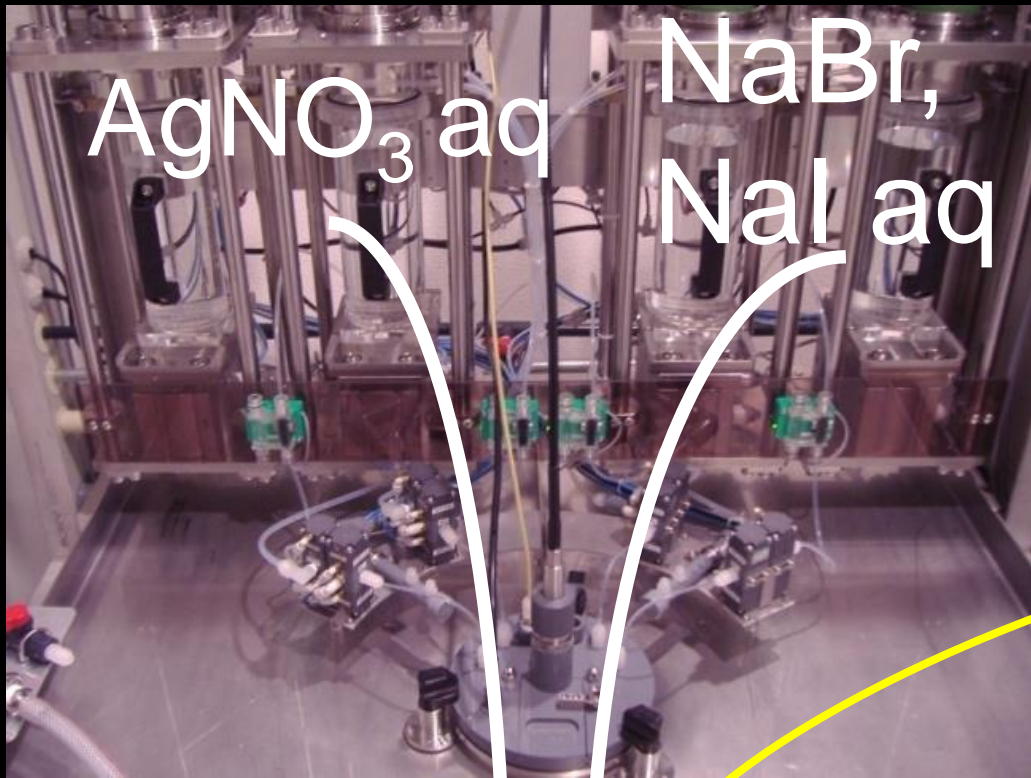
- 分解能 :
 - < 100 nm ($\theta < 0.9 \text{ rad}$)
 - $\sim 11 \text{ nm}$ ($\theta = 0$)

cf: Naganawa et al., Eur. Phys. J. C (2018) 78:959
- 検出効率: 41% (10 m/s の中性子の場合)

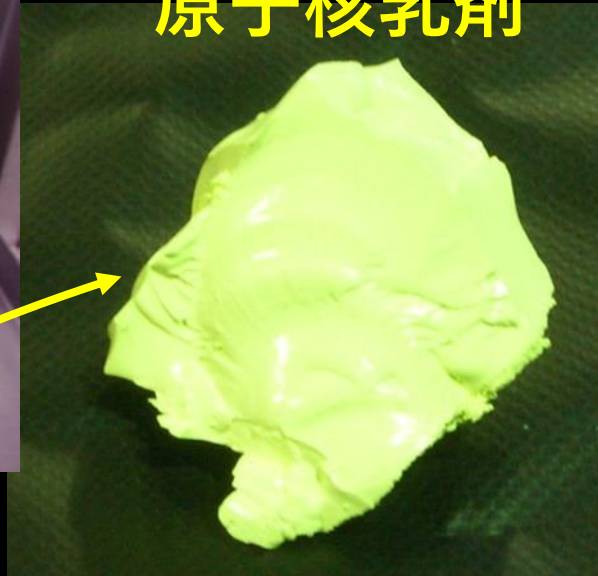
原子核乳剤の素を作ってみる

原子核乾板の開発&製造

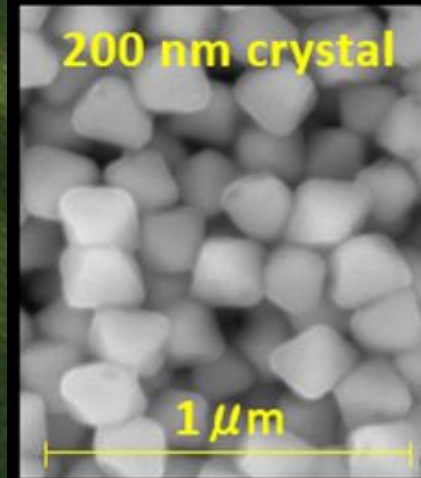
2010~ @ 名古屋大学



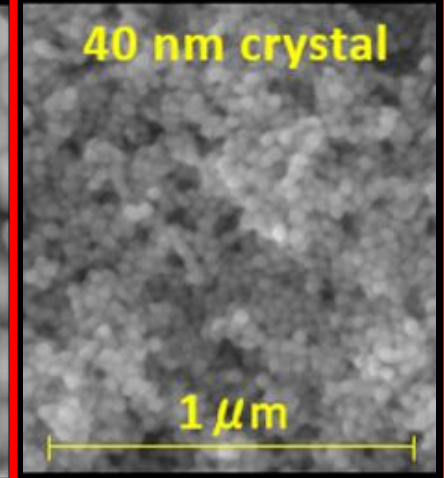
原子核乳剤



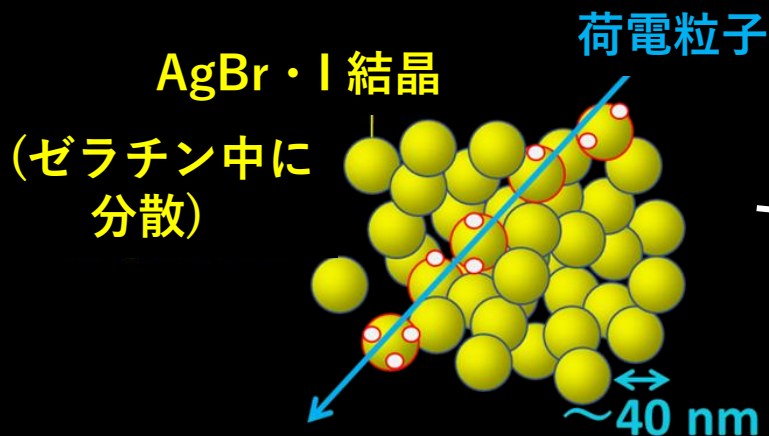
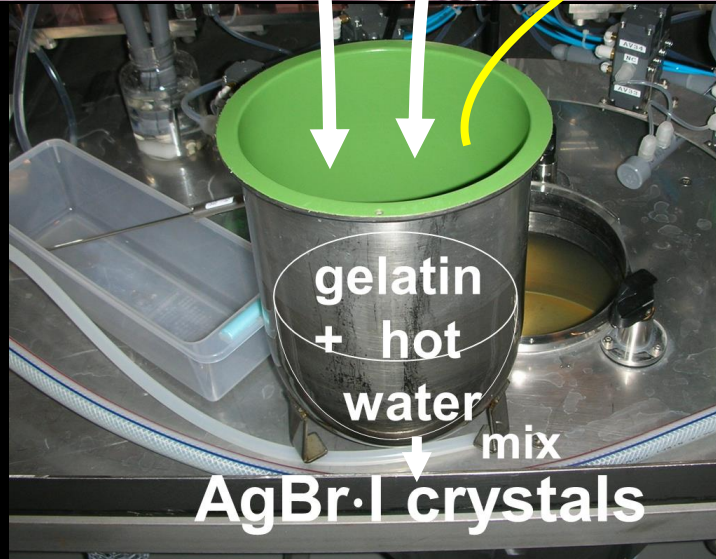
通常のもの



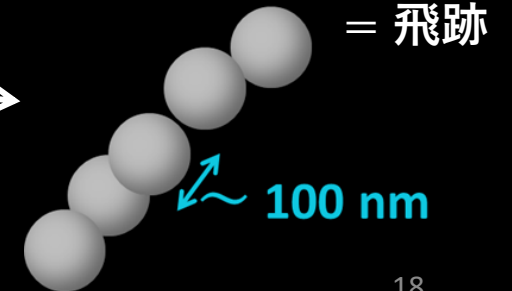
微粒子乳剤 (NIT)



超冷中性子用

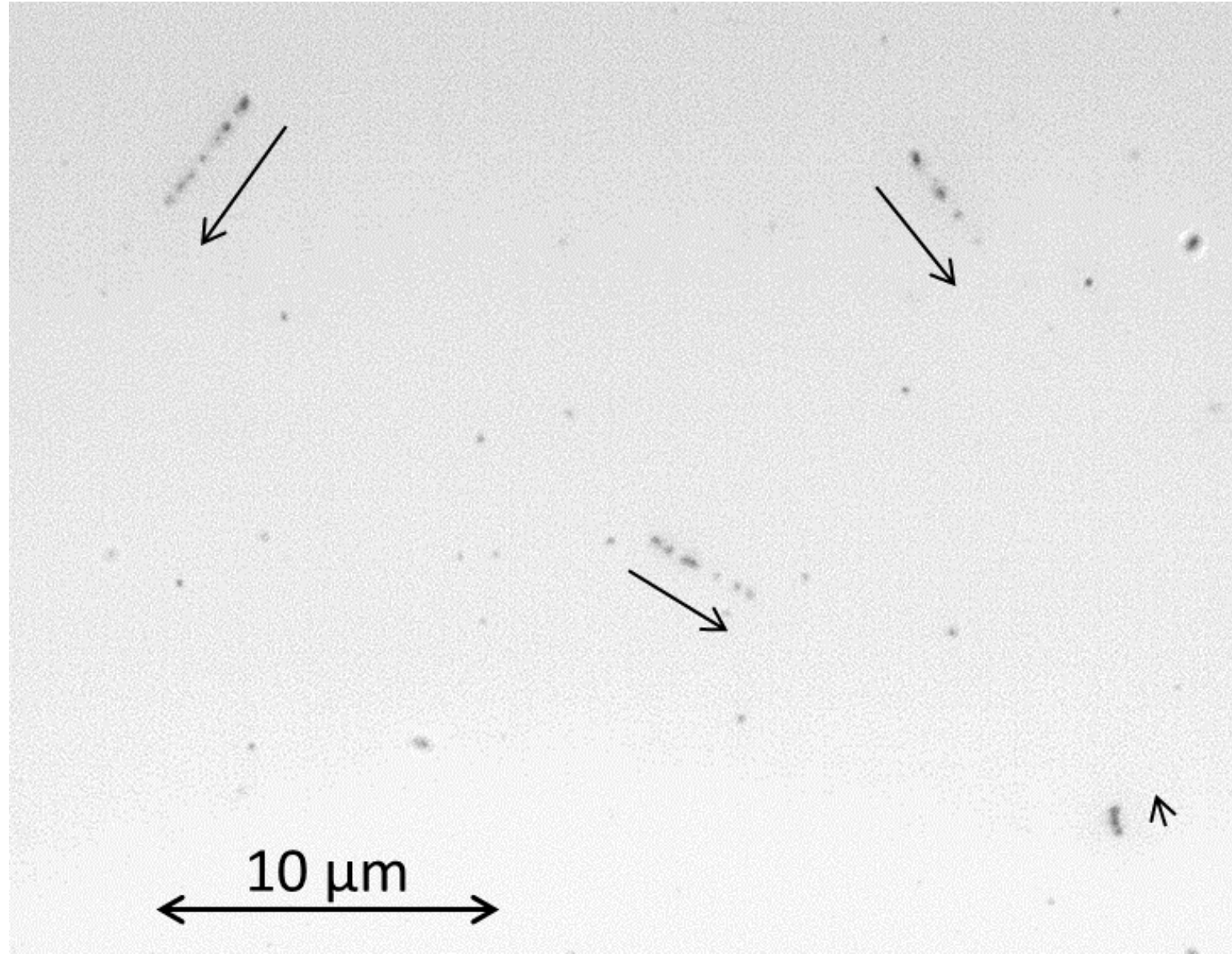


現像

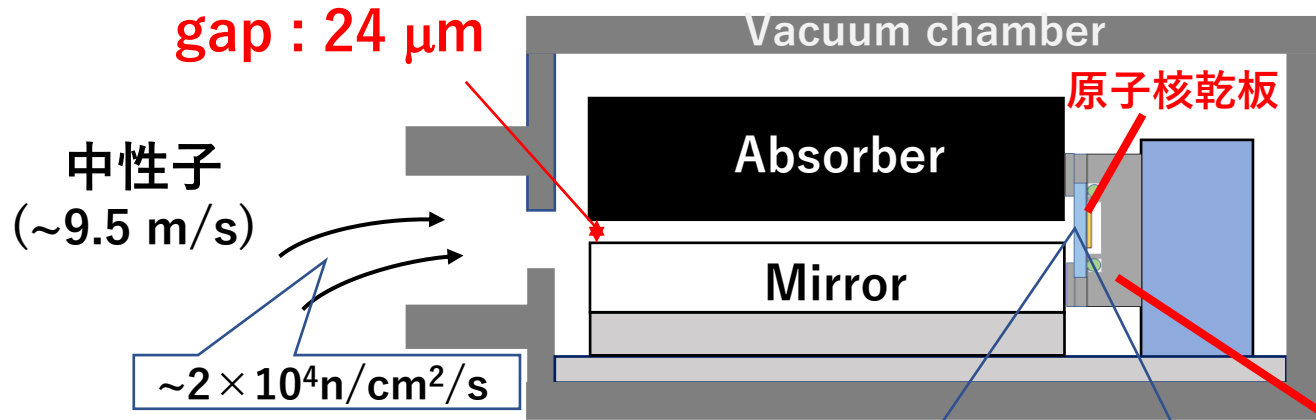


中性子吸収反応からの飛跡

(1000 m/s の中性子照射@J-PARC)

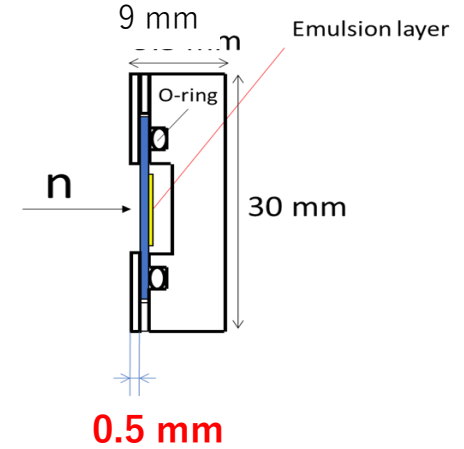
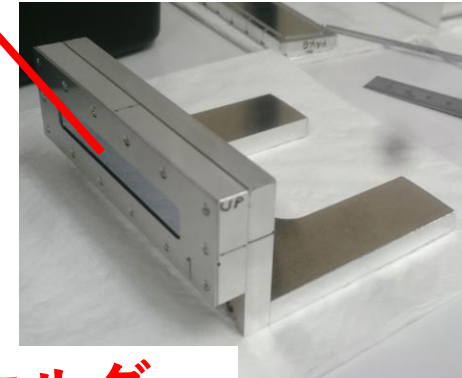


重力場中の量子状態の位置分布の取得試験@Institut Laue-Langevin (ILL, 2021)

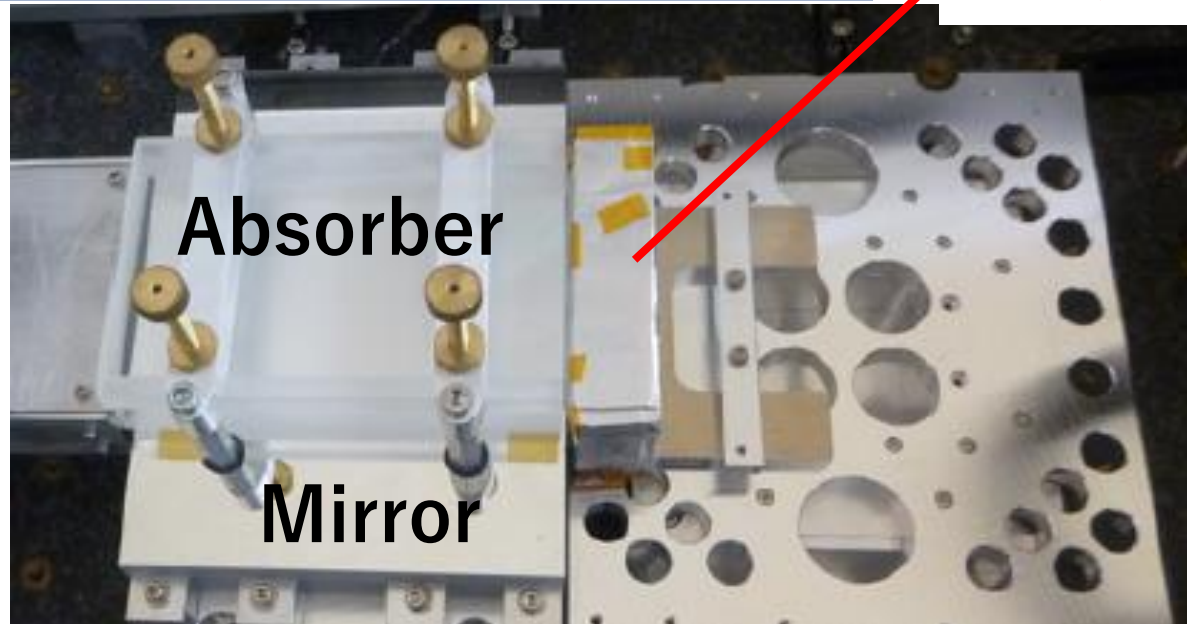


0.10 n/s \times 31 時間。検出器上に 1.1×10^4 中性子。
 $\rightarrow \sim 4600$ 吸収反応 $\rightarrow \sim 1800$ 事象 ($\theta \leq 0.9$)

Si 板上流面は粗さ $\sim 0.5 \text{ nm}$ にまで研磨。

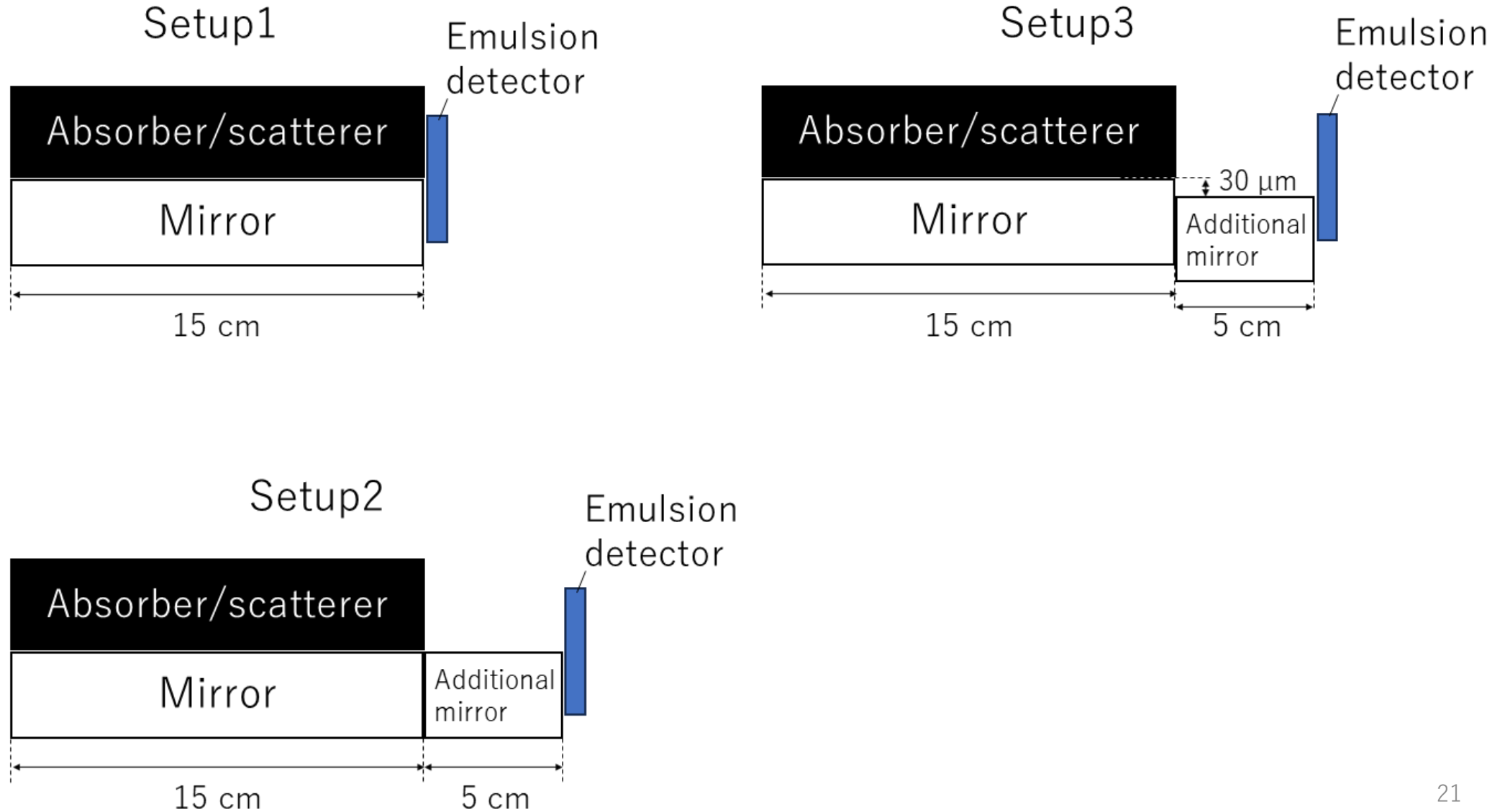


ホルダー

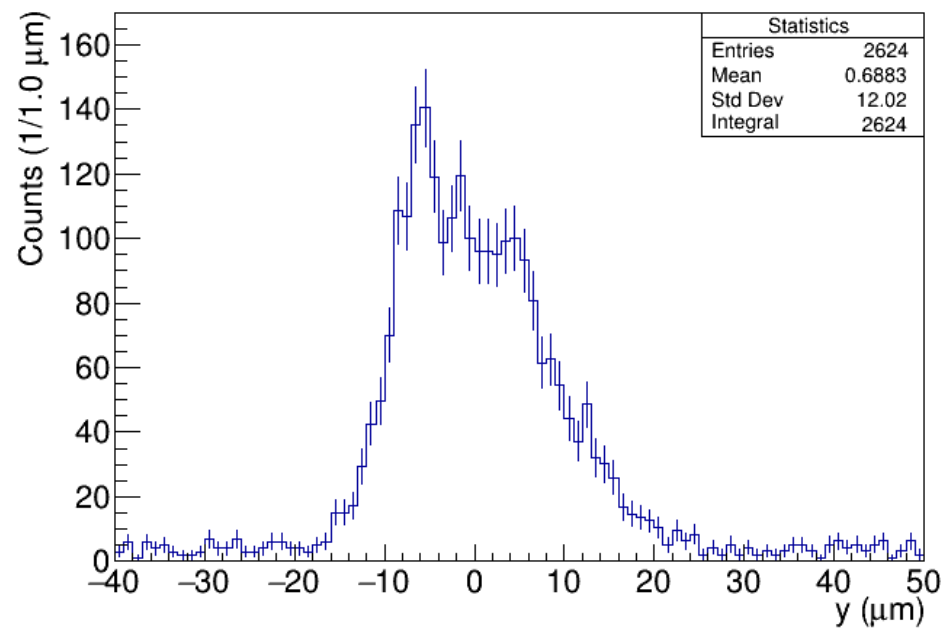


qBOUNCE 実験の Absorber, Mirror, 照射台、真空槽

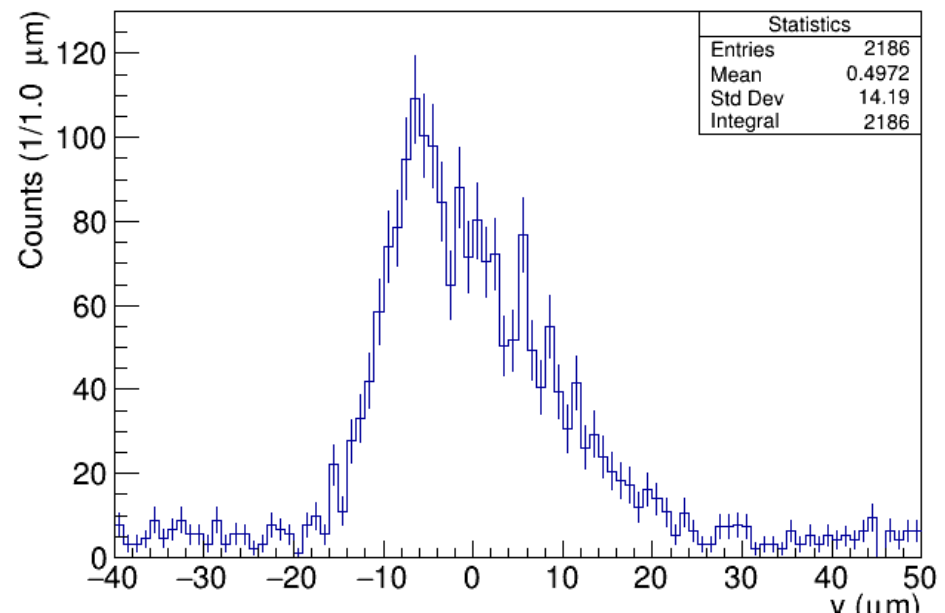
3つのセットアップで照射



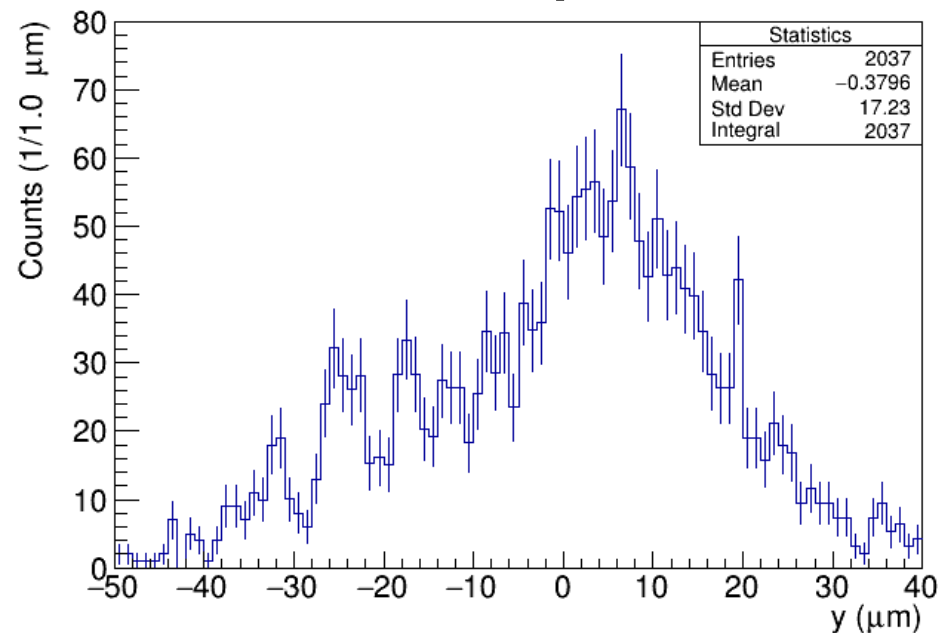
Setup1



Setup2



Setup3



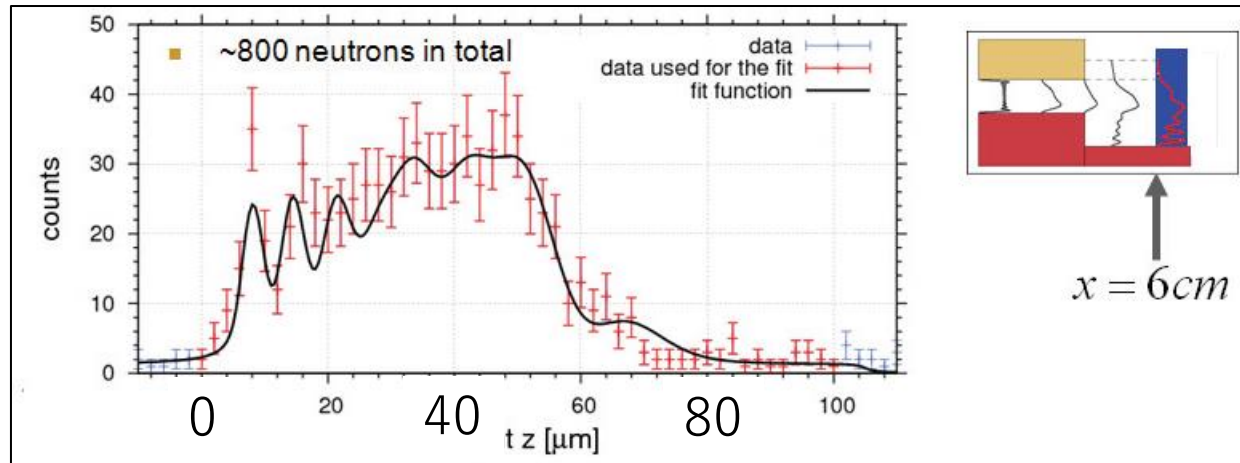
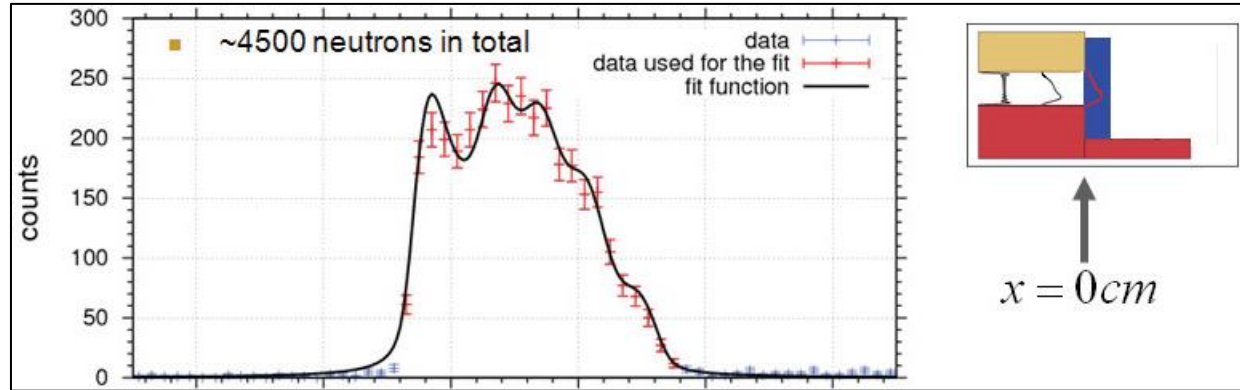
細かい構造を捉えることができています。

先行研究との比較

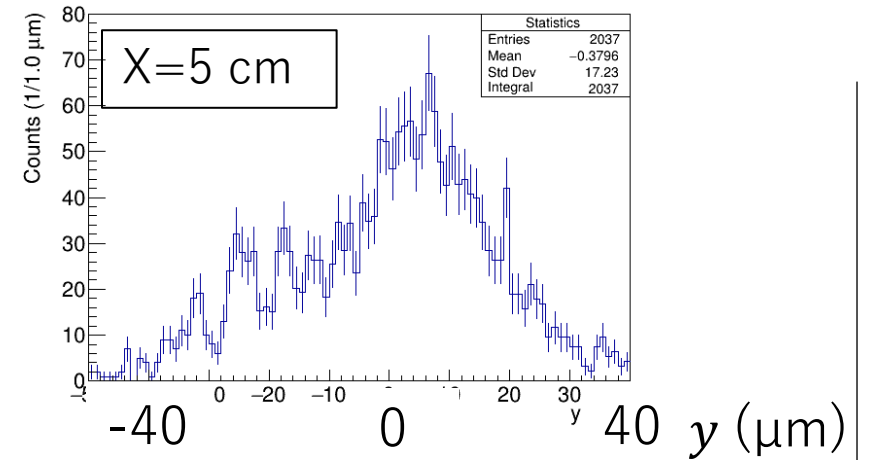
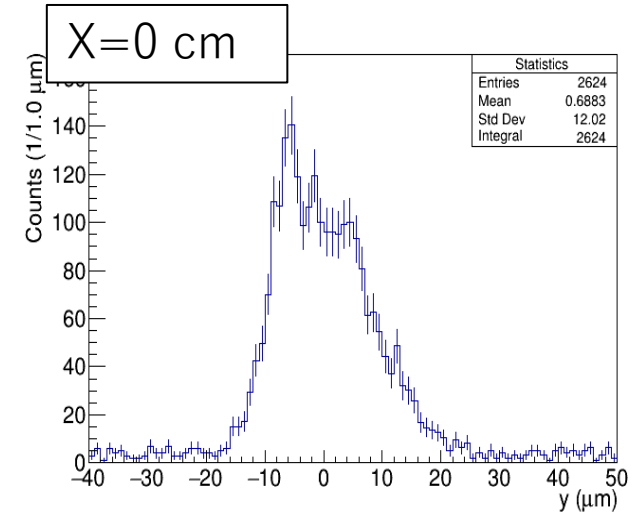
qBOUNCE 実験 (CR39+¹⁰B)

分解能 : 1.5 μm

H. Abele et al. / Nuclear Physics A 827 (2009) 593c–595c



原子核乾板



細かい構造を捉えることができる。 → 次にSetup3の分布を用いて、実際に発揮された分解能を見積もった。

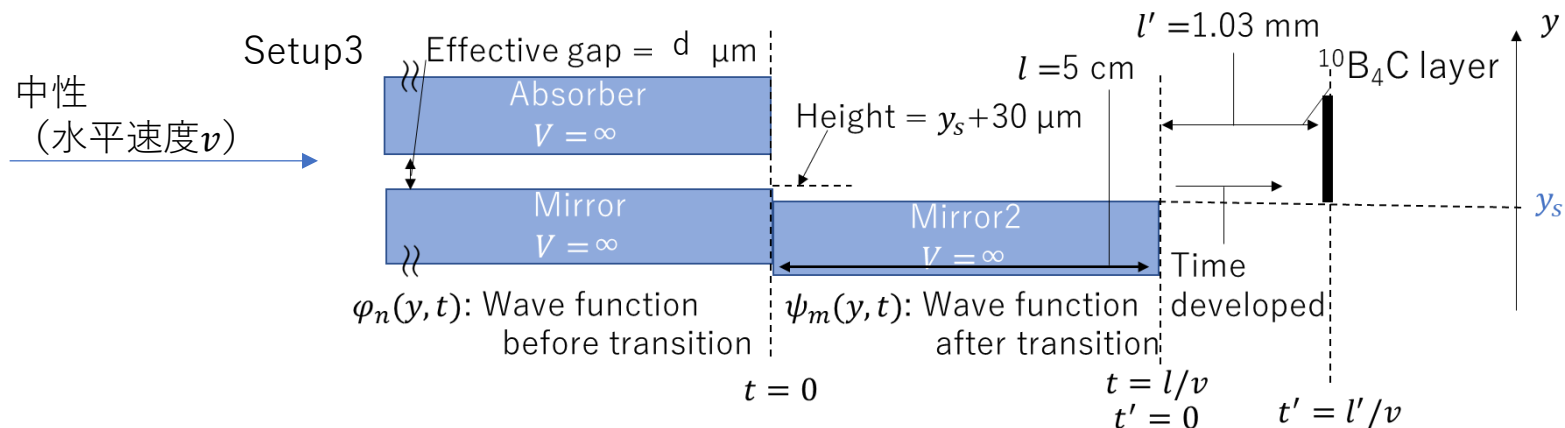
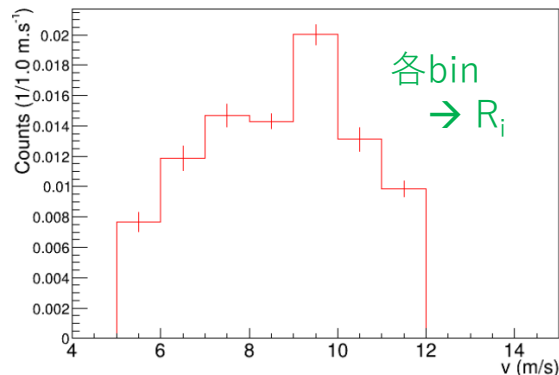
分解能の見積もり；理論曲線との比較

フィット曲線 (ガウス分布(σ) を畳み込み、ミラー出口から検出器までの距離と水平方向の速度分布を考慮):

$$|\Psi(y, t, t')|^2 = A \underbrace{\sum_i R_i}_{\text{速度分布の各binで積分}} \int_{-3\sigma}^{3\sigma} \left(\sum_m |f_m|^2 |\psi_m(y - y_s - y'', t_i')|^2 + 2 \sum_{m>m'} f_{m,m'} \psi_m^*(y - y_s - y'', t_i') \psi_{m'}(y - y_s - y'', t_i') \cos\left(\frac{E_m - E_{m'}}{\hbar} \cdot t_i\right) \right) \frac{e^{(-\frac{y''}{2\sigma^2})}}{\sqrt{2\pi}\sigma} dy'' + B$$

干渉項

$$|f_m|^2 = \sum_{n=1}^4 |P_n|^2 |\langle \psi_m | \varphi_n \rangle|^2 \quad f_{m,m'} = \sum_{n=1}^4 |P_n|^2 \langle \varphi_n | \psi_m \rangle \langle \psi_{m'} | \varphi_n \rangle$$



フリーパラメーター:

A: 分布の拡大率

$|P_n|^2$: 遷移 (落下) 前の n 番目の状態の割合 (n=1~3, 最大状態数: 4)

y_s : ミラーの表面の高さ

B: 一定と仮定した BG

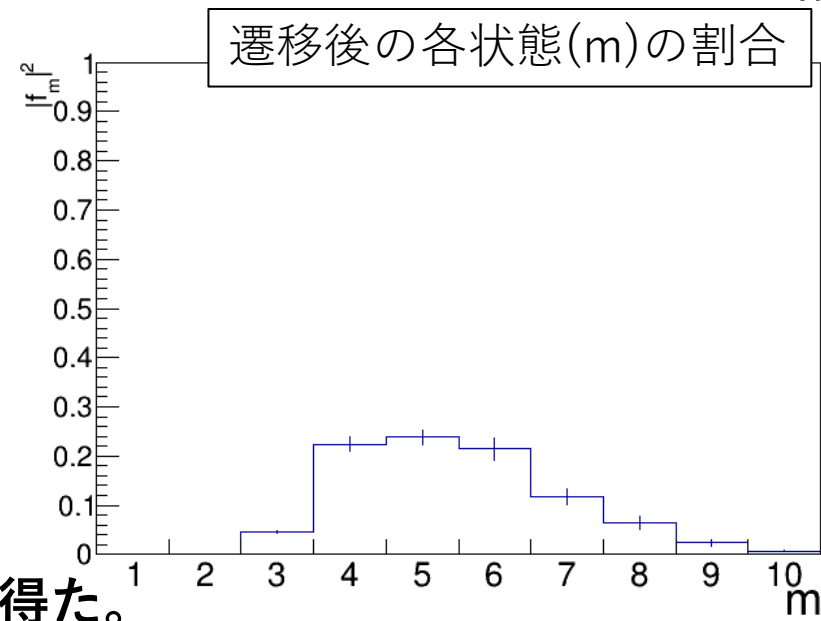
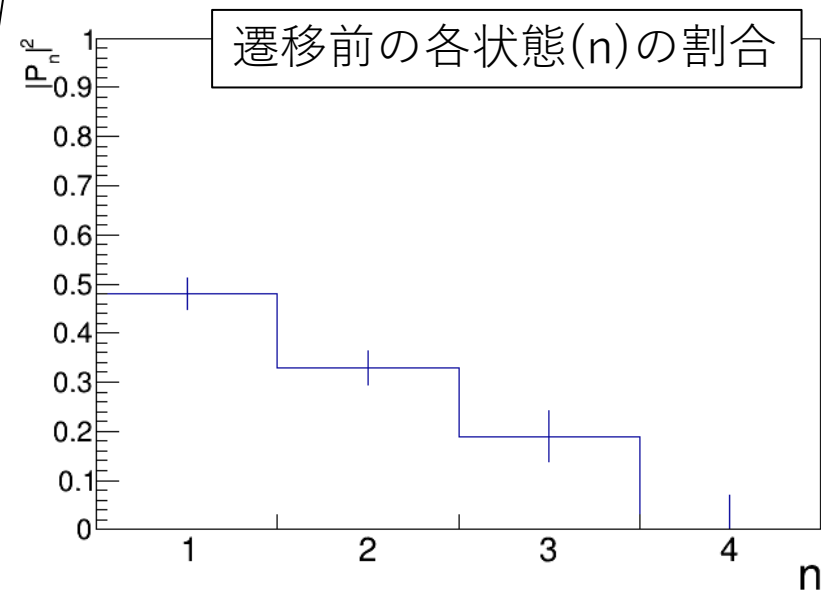
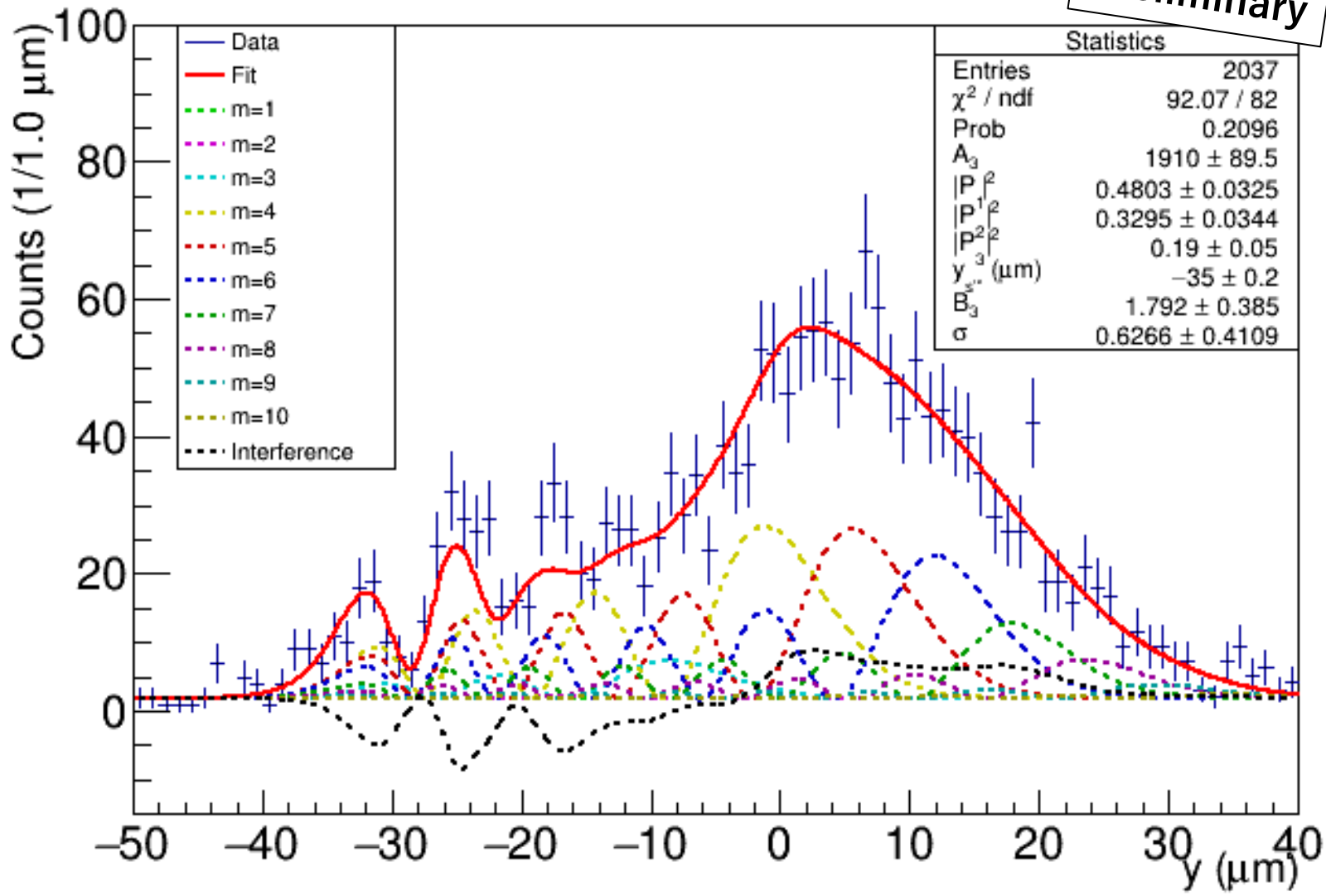
σ : 分解能を表現したぼやけ。

ミラーとアブソーバーの間の実効的な gap はフィットから求めた。実効的な gap を 26~39 μm の 1 μm 間隔のある値としてフィットし、 χ^2 が最小なものを採用。

結果

Preliminary

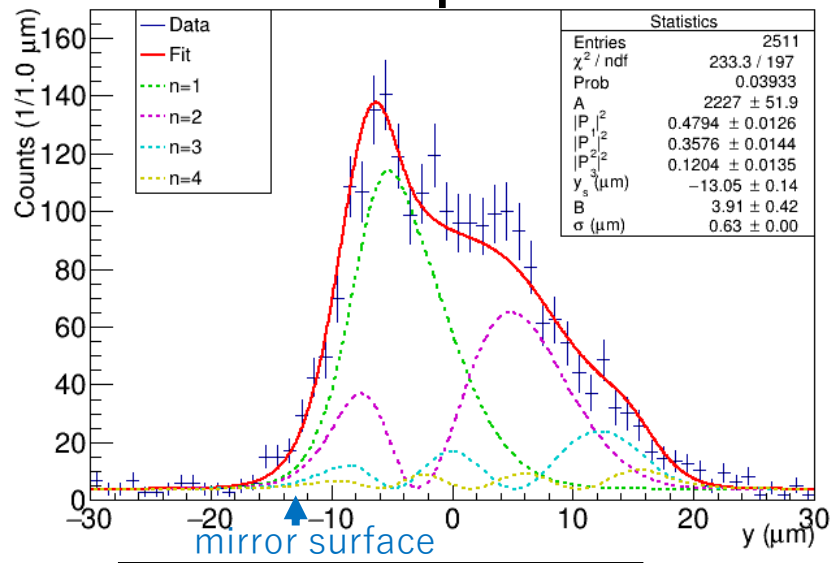
(best fit @実効 gap = 37 μm)



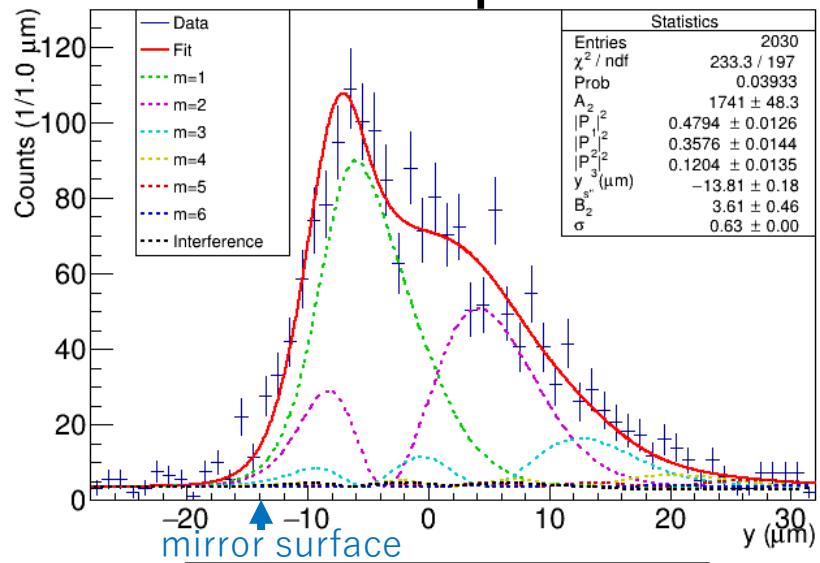
分布は理論曲線と無矛盾であった。
 分解能に関して $\sigma = 0.63 \pm 0.41$ (乾板以外の要因も含む上限値) を得た。
 ($\chi^2/\text{ndf} = 92.07/82$)。分布を最高の分解能でとらえられることを示した。

3つの分布を同時にフィット (分解能 (σ) は $0.63 \mu\text{m}$ に固定) (Best fit @ 実効 gap = $35 \mu\text{m}$)

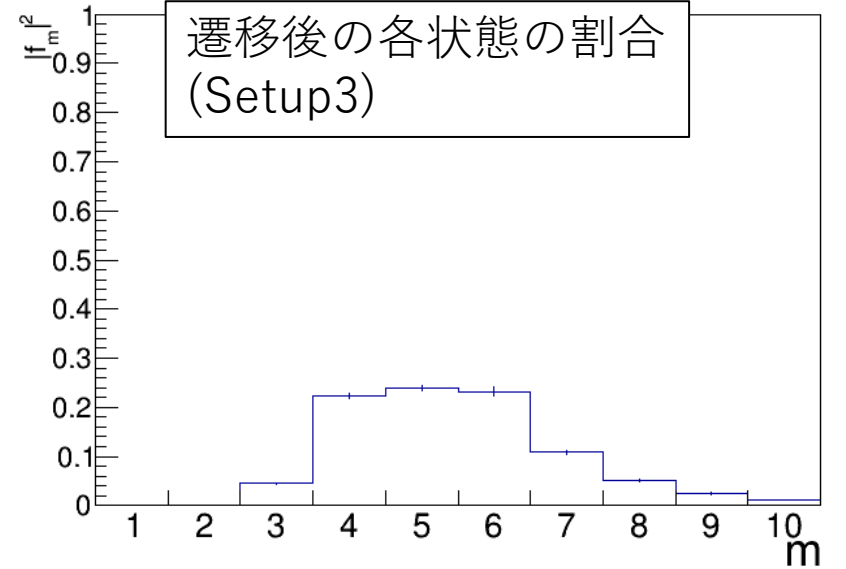
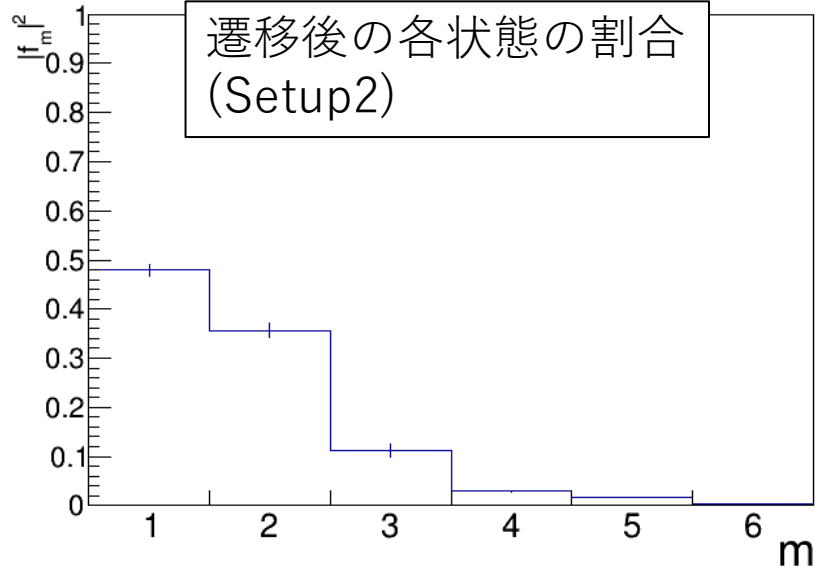
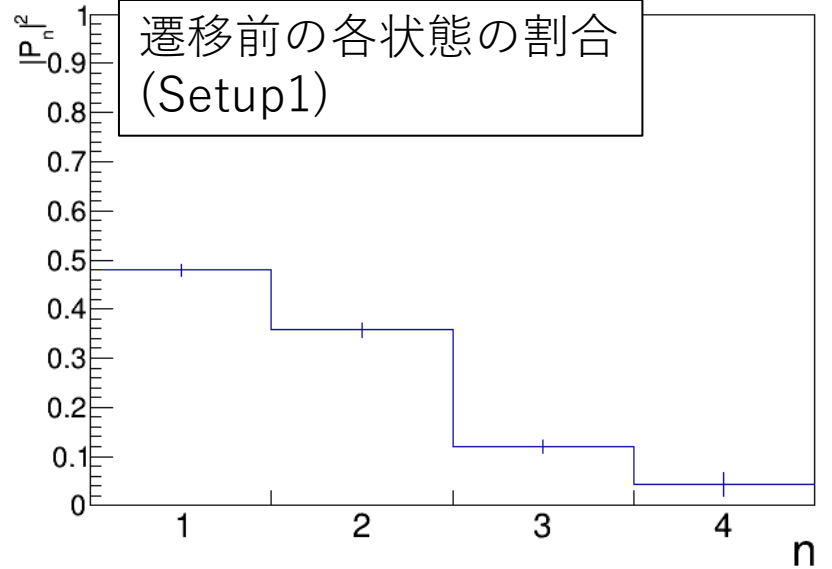
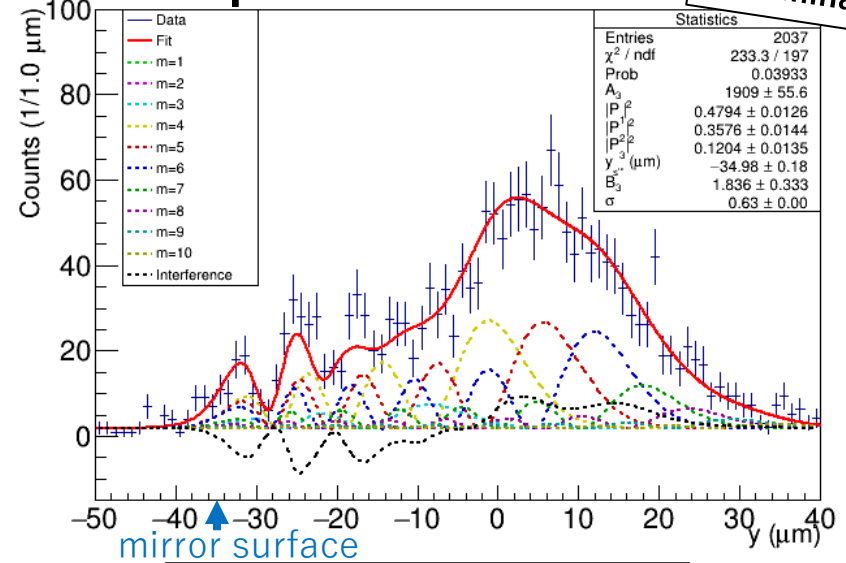
Setup1



Setup2



Setup3



3つの分布は理論曲線と無矛盾であった ($\chi^2/\text{ndf}=233.3/197$)。高分解能で分布を捉えることができることが示された。

本発表は以下の方々との共同研究または議論の内容を含みます。

Development of ultracold neutron emulsion:

H. Abele, T. Ariga, S. Awano, J. Bosina, Q. Chen, M. Hino, K. Hirota, G. Ichikawa, T. Jenke, H. Kawahara, S. Kawasaki, M. Kitaguchi, J. Micko, K. Mishima, N. Muto, M. Nakamura, S. Roccia, O. Sato, R. I. P. Sedmik, Y. Seki, H. M. Shimizu, S. Tada, S. Tasaki, A. Umemoto, T. Yoshioka

Theoretical discussion:

H. Motohashi, Y. Nambu, T. Tsuyuki

結論

- 重力場中の超冷中性子の位置分布を取得するために 100 nm未満の分解能を発揮する超冷中性子用の原子核乾板を開発した。
- ミラー上における超冷中性子の落下後の分布を解析することで量子力学的枠組みにおける弱い等価原理の検証が可能である。
- ラウエ・ランジュバン研究所で実験し、実際に落下後の分布を取得できた。理論曲線との比較から、その時に発揮された分解能が $0.63 \pm 0.41 \mu\text{m}$ （よりも高い）であることが判明した。
- 3つの分布を同時に理論曲線と比較（分解能を $0.63 \mu\text{m}$ と仮定）し、矛盾しないことを確認した。重力場中の超冷中性子の位置分布を最も高い分解能で取得できていることを確認するとともに、弱い等価原理の検証が可能であることを示した。
- 今後、高精度な検証実験を設計し、可能な検証精度を見積もる。

理論曲線との比較 (Setup1)

シュレディンガー方程式

$$E\psi(y) = \left(-\frac{\hbar^2}{2m} \cdot \frac{\partial^2}{\partial y^2} + mgy \right) \psi(y)$$

$$\psi_n(Y_n(y), t = 0) = C_n \text{AiryAi}(Y_n(y)) + D_n \text{AiryBi}(Y_n(y))$$

$$Y_n(y) = \frac{y}{y_0} - \frac{E_n}{E_0}, \quad y_0 = \left(\frac{\hbar^2}{2m^2g} \right)^{\frac{1}{3}}, \quad E_0 = \left(\frac{mg^2\hbar^2}{2} \right)^{\frac{1}{3}}$$

フィット関数

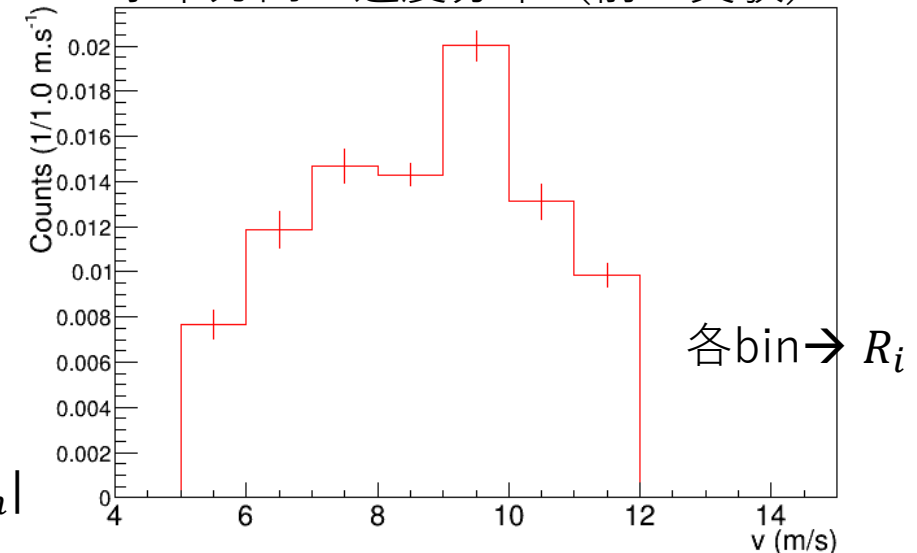
$$f(y) = A \times \sum_i \sum_{n=1}^N (R_i |P_n|^2 |\psi_n(Y_n(y - y_s), t_i)|^2) + B$$

- 最大の固有状態の数 $N \equiv 4$,
- 実効gap $\equiv 24 \sim 39 \mu\text{m}$ の $1 \mu\text{m}$ 間隔で変化させた。
- Fitting parameters:
 A : 分布の拡大率
 B : バックグラウンド (一定値)
 $|P_n|^2$ ($n = 1, 2, \dots, N - 1$) : 各固有状態の比 ($|P_N|^2 = 1 - \sum_{n=1}^{N-1} |P_n|^2$)
 y_s : 鏡の高さ



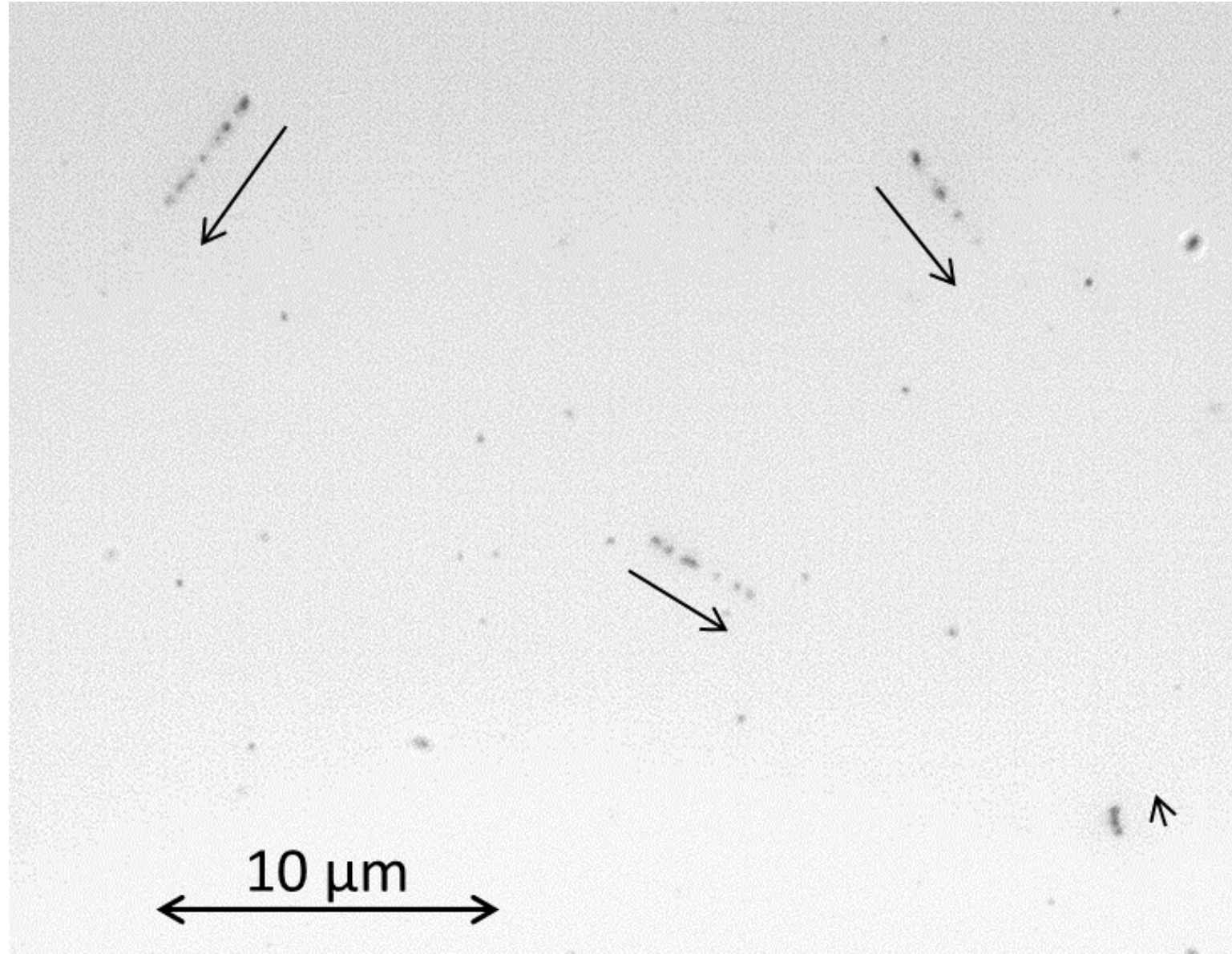
鏡出口 $\sim 10\text{B}_4\text{C}$ 膜の 1.03 mm 分だけ時間発展 $\rightarrow \psi_n(Y_n(y), t)$

検出効率を乗じた
水平方向の速度分布 (前の実験)



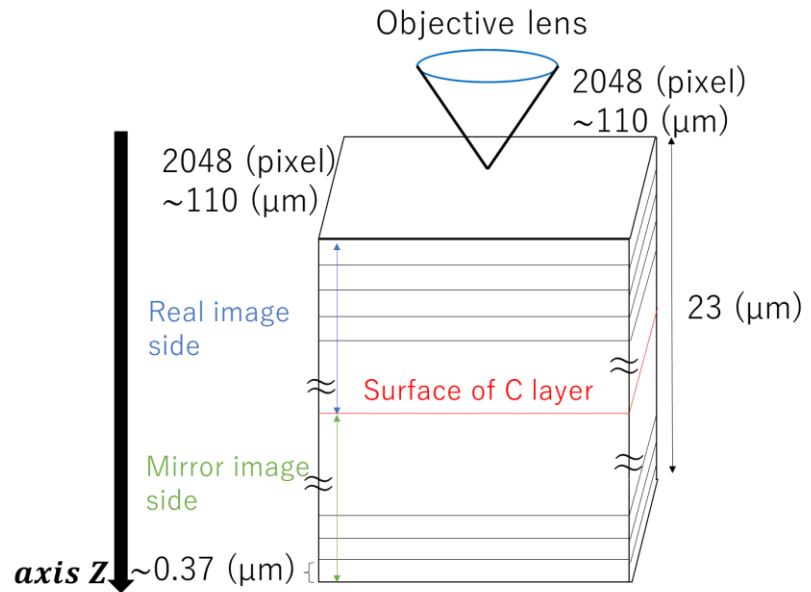
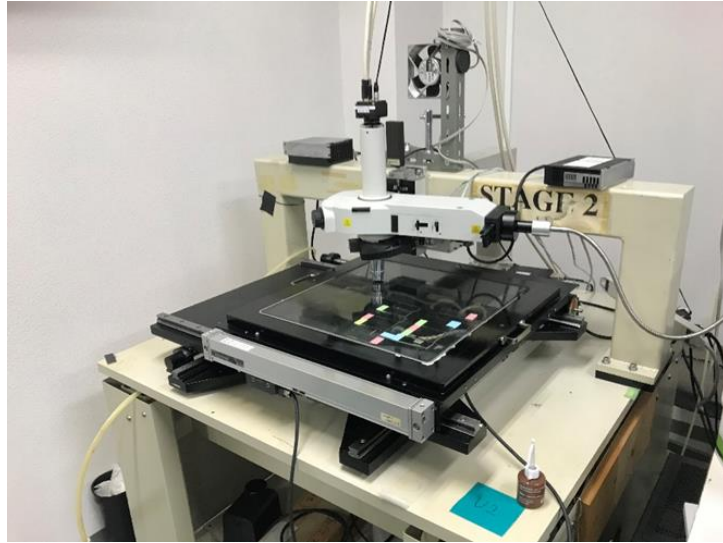
中性子吸収に由来する飛跡

(1000 m/s 中性子照射@J-PARC → XAA 20°C 5分現像)

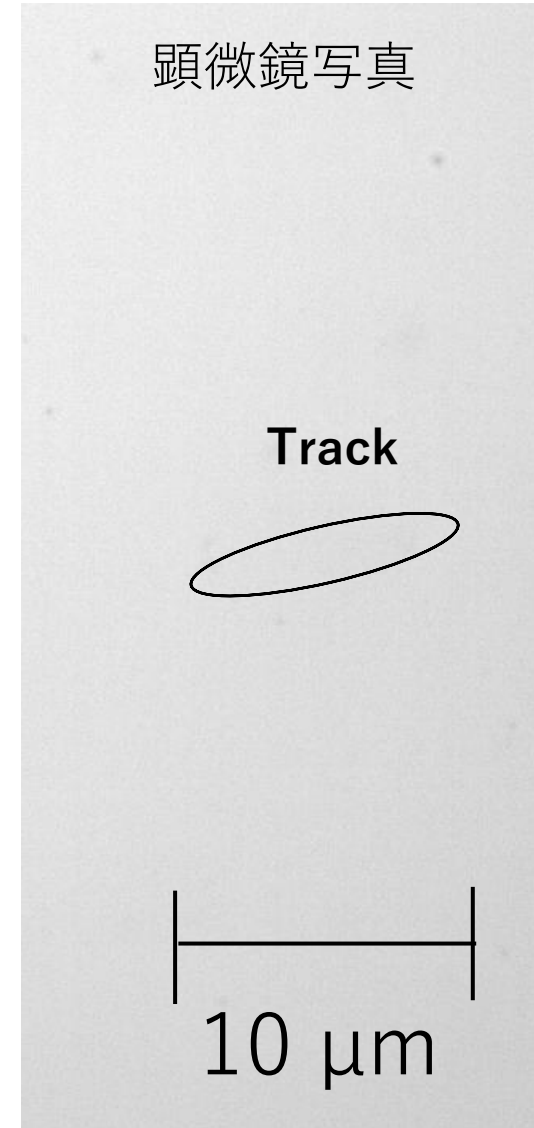
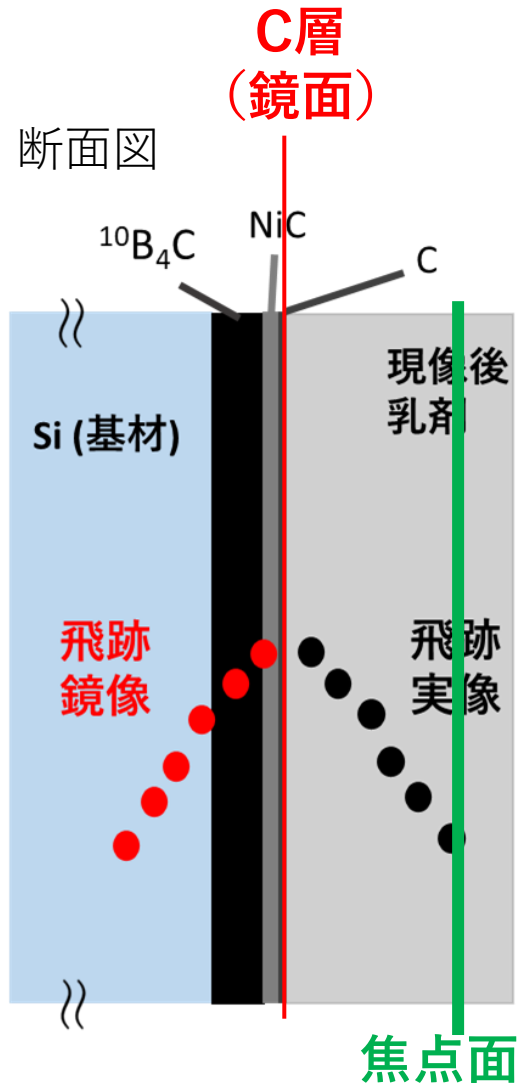


断層画像の自動取得

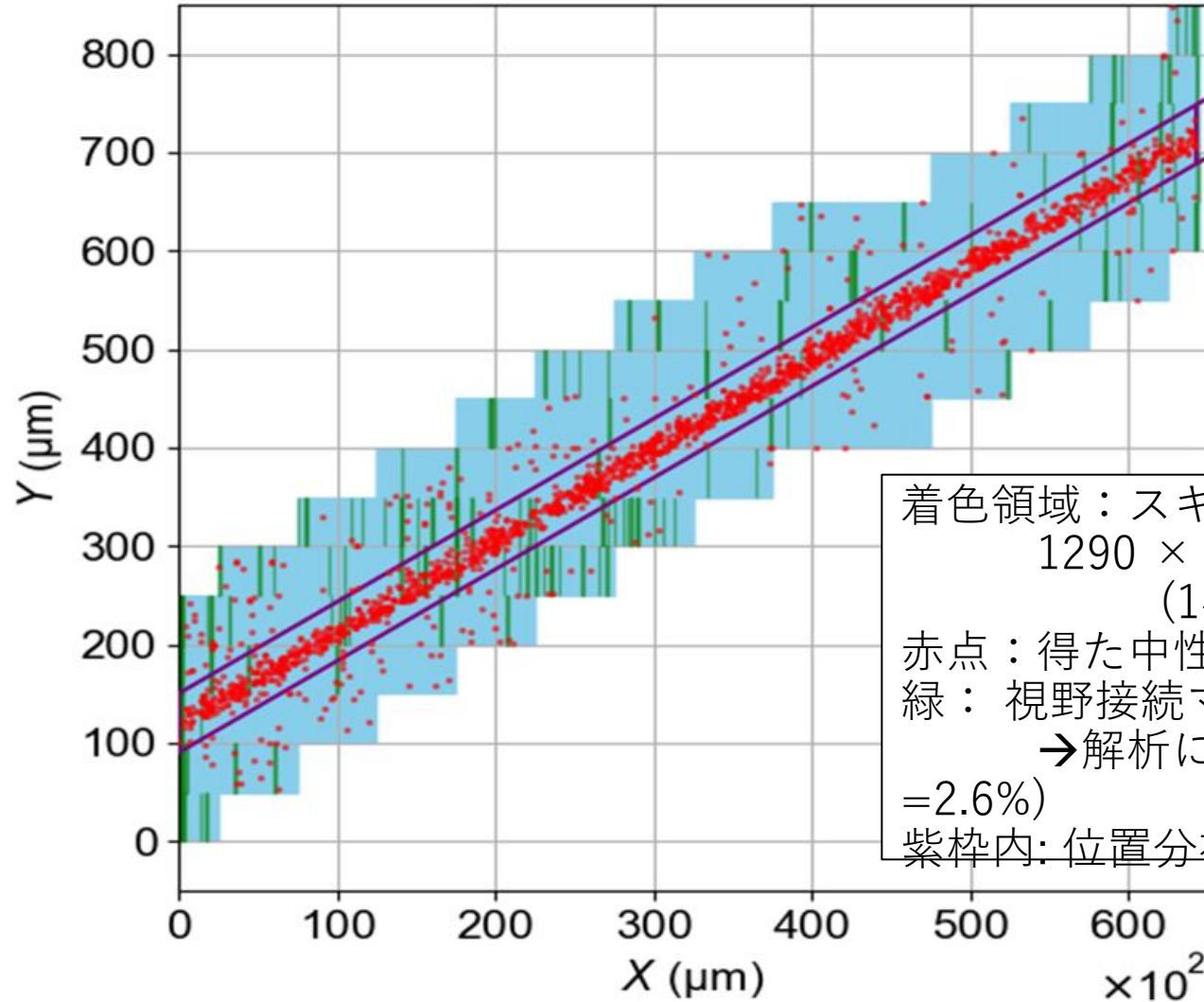
PTS2 (落射光学系 + CMOSカメラ)



1~2 s/view ($= (110\mu\text{m})^2$)



スキャン領域



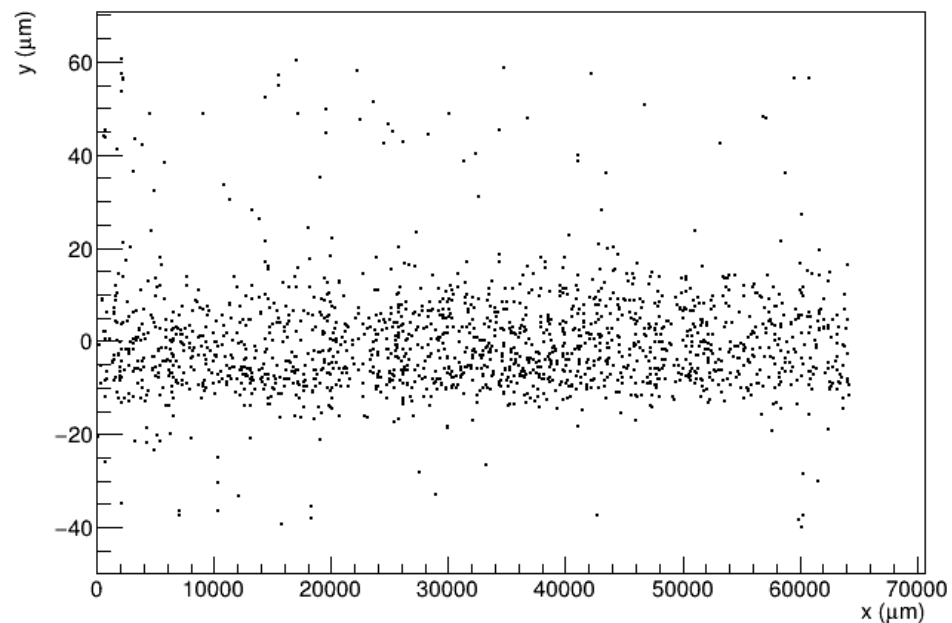
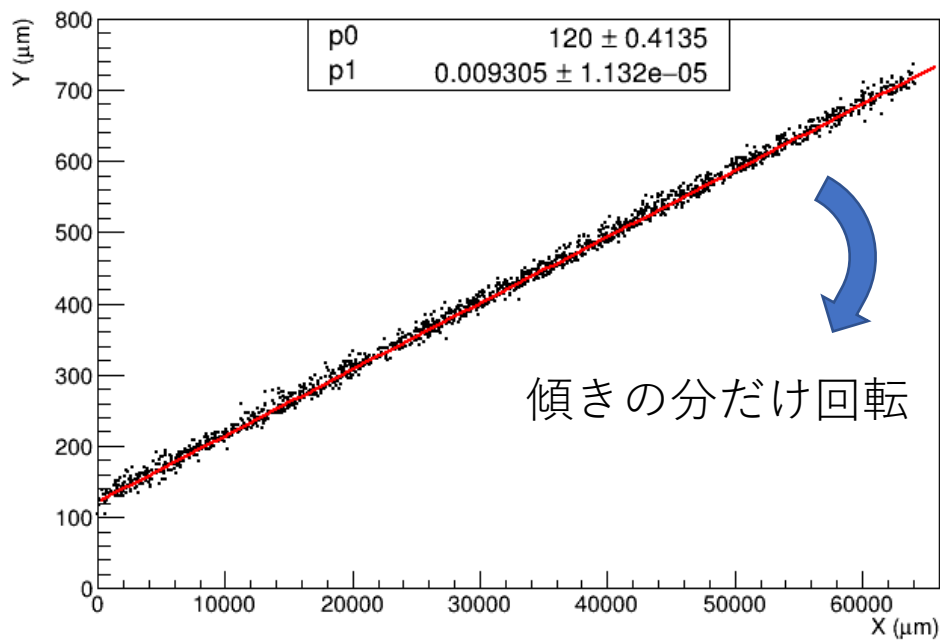
以下を満たす飛跡を
解析に用いる。

1. 直線フィットの $X^2/ndf \leq 2$
2. $1.5 \mu\text{m} \leq \text{飛跡長} \leq 7.5 \mu\text{m}$
3. 角度 $\theta \leq 0.9 \text{ rad}$
(分解能100 nm未満)

着色領域：スキャン領域
1290 × 5 視野 = 6450 視野
(1視野 = 50 μm × 50 μm)
赤点：得た中性子吸収点
緑： 視野接続マーク認識不良領域
→ 解析に使用しない (170 視野
= 2.6%)
紫枠内：位置分布作成に使用 (1674 吸収点)

回転補正

飛跡の集団を直線フィット



乳剤層を薄くし、飛跡を極限まで短くする (スピコート)

極めて高密度な照射も可能となる。

Spin coater



Substrate
(Si-¹⁰B₄C-NiC-C)
+ wet gel (NIT)

Warm
Emulsion
gel @80°C



Spin coating

ex. of conditions:

• 1000 rpm (10 s)
→ 2500 rpm (2 s)



Emulsion
Layer:

0.3 μm

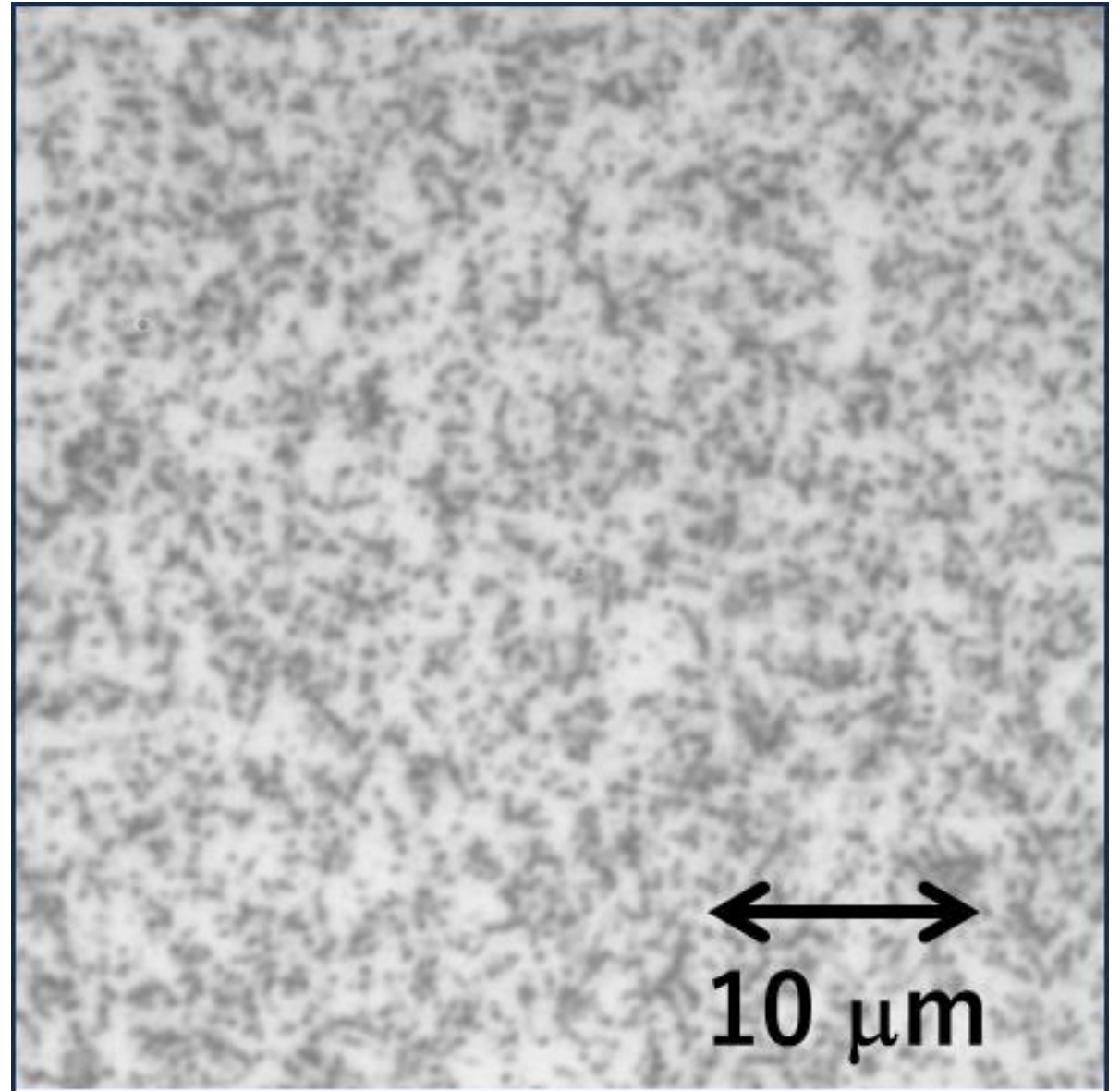
• 1000 rpm (10 s)
→ 2500 rpm (1 s)



0.5 μm

中性子吸収からの飛跡 (KURNS CN-3 2023 10月)

- 乳剤厚 $0.3\ \mu\text{m}$ 。
- $1\ \text{本}/(1\ \mu\text{m})^2$ という高密度で飛跡を蓄積した乾板の落射光学顕微鏡写真。
- 大半の飛跡が点状であり、互いに分離できている。黒化度もまだ飽和しない。
- 2024 3月、BL05にてMgB2超伝導ワイヤーのイメージング照射。現在解析中。

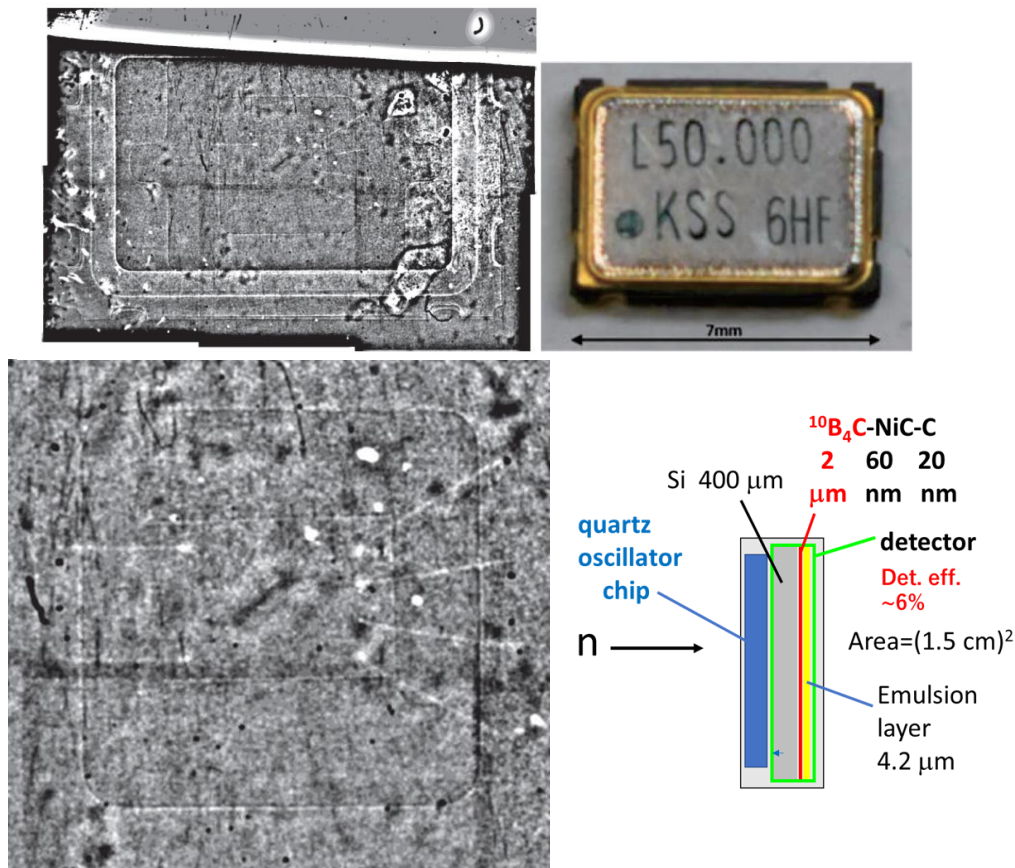


中性子イメージング（透視）への応用研究

- 中性子イメージング：
 - 重元素に遮られない
 - 特定の軽元素に鋭敏
- サブミクロンのイメージングを目指す

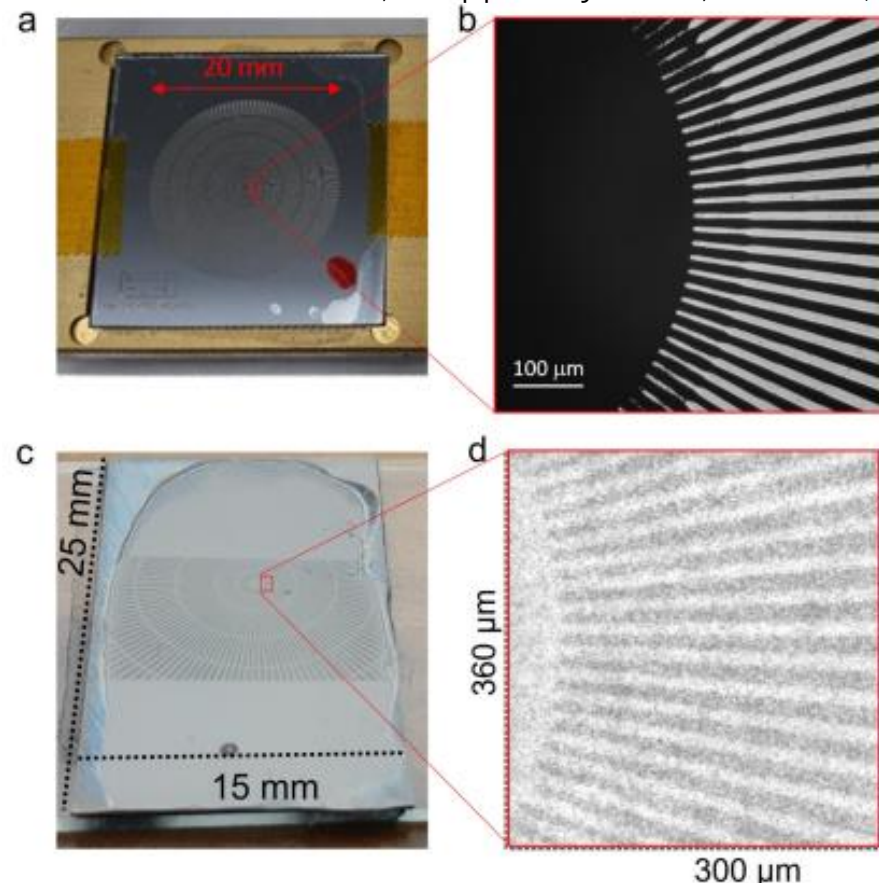
- ・ 水晶発振器の冷中性子(~ 1000 m/s)透過像
(@J-PARC MLF BL05)

Hirota et al., J. Imaging 2021, 7(1)



- ・ 標準スリットの冷中性子透過像
(@J-PARC MLF BL05)

A. Muneem et al., J. Appl. Phys. 133, 054902 (2023)



最内のパターンも明確に確認(10 μm)

-
- ・ イメージングビームラインの標準作り
 - ・ MgB_2 超伝導線
 - ・ リチウムイオン電池の電極…等

Gd 格子のイメージング分解能

A. Muneem et al., J. Appl. Phys. 133, 054902 (2023)

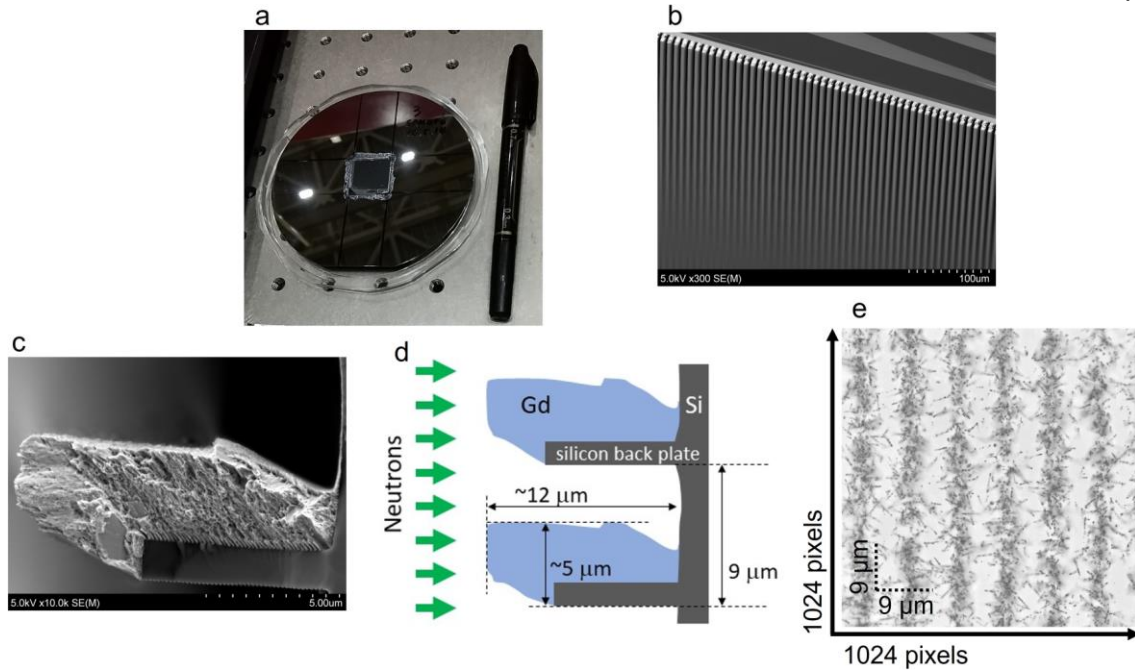


FIG. 11. (a) Picture of a gadolinium-based grating with dimensions of $20 \times 20 \text{ mm}^2$. (b) Image of the structure of the gadolinium teeth obtained by scanning electron microscopy (SEM). (c) SEM image of the cross section of a single gadolinium tooth. (d) Schematic view of the gadolinium teeth. (e) Optical micrograph (1024×1024 pixels) of the neutron detector that recorded the tracks during neutron-capture events through the grating.

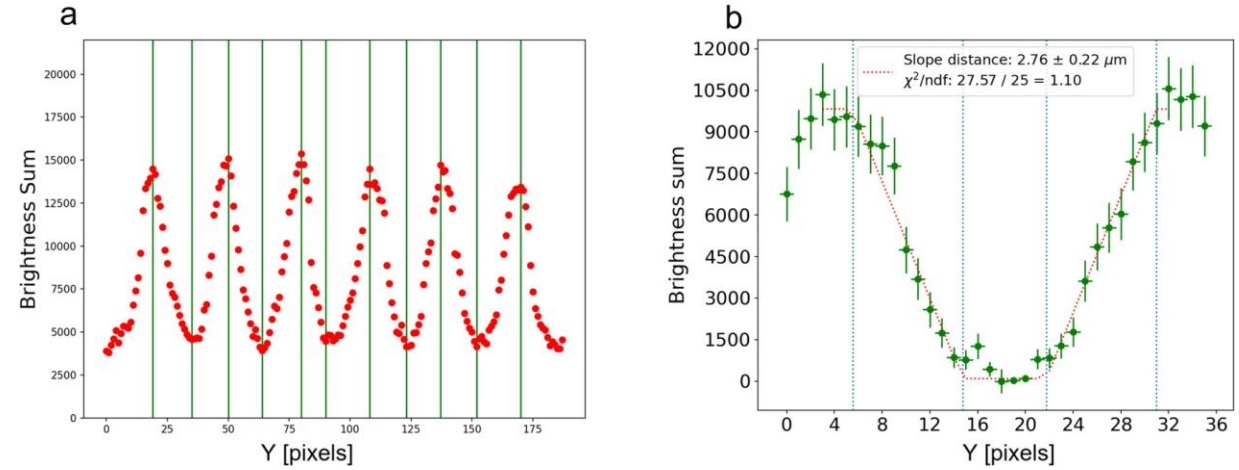
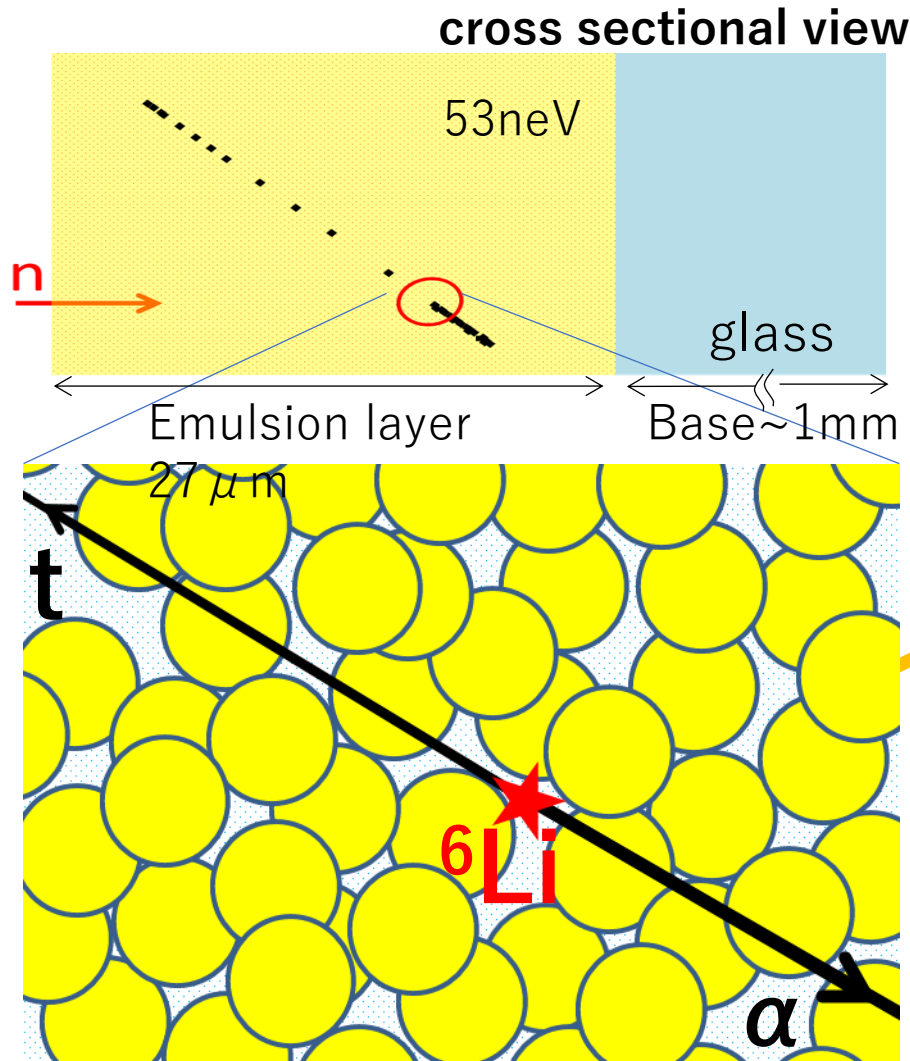


FIG. 15. (a) Brightness sum in the optical micrograph along the direction parallel to the grating (Y-direction) as a function of the X position. The green lines are the positions of the peaks and valleys and the defined boundaries of individual edge sections. (b) An example of data points of an edge profile and the trapezoid fitting. The red dotted lines represent the curves obtained by the trapezoid fitting.

→ 分解能 : $(0.945 \pm 0.004) \mu\text{m}$ 以下。

Doping type

LiNO₃ solution (natural Li) mixed into emulsion gel before coating.



Amount of ⁶Li in the gel is 0.089% in atomic ratio.
(5m/s UCN

→ absorption eff. :

8%)

AgBr · I crystal

Range

(SRIM)

α 2.06 MeV

7.8

μm

After dry, packing

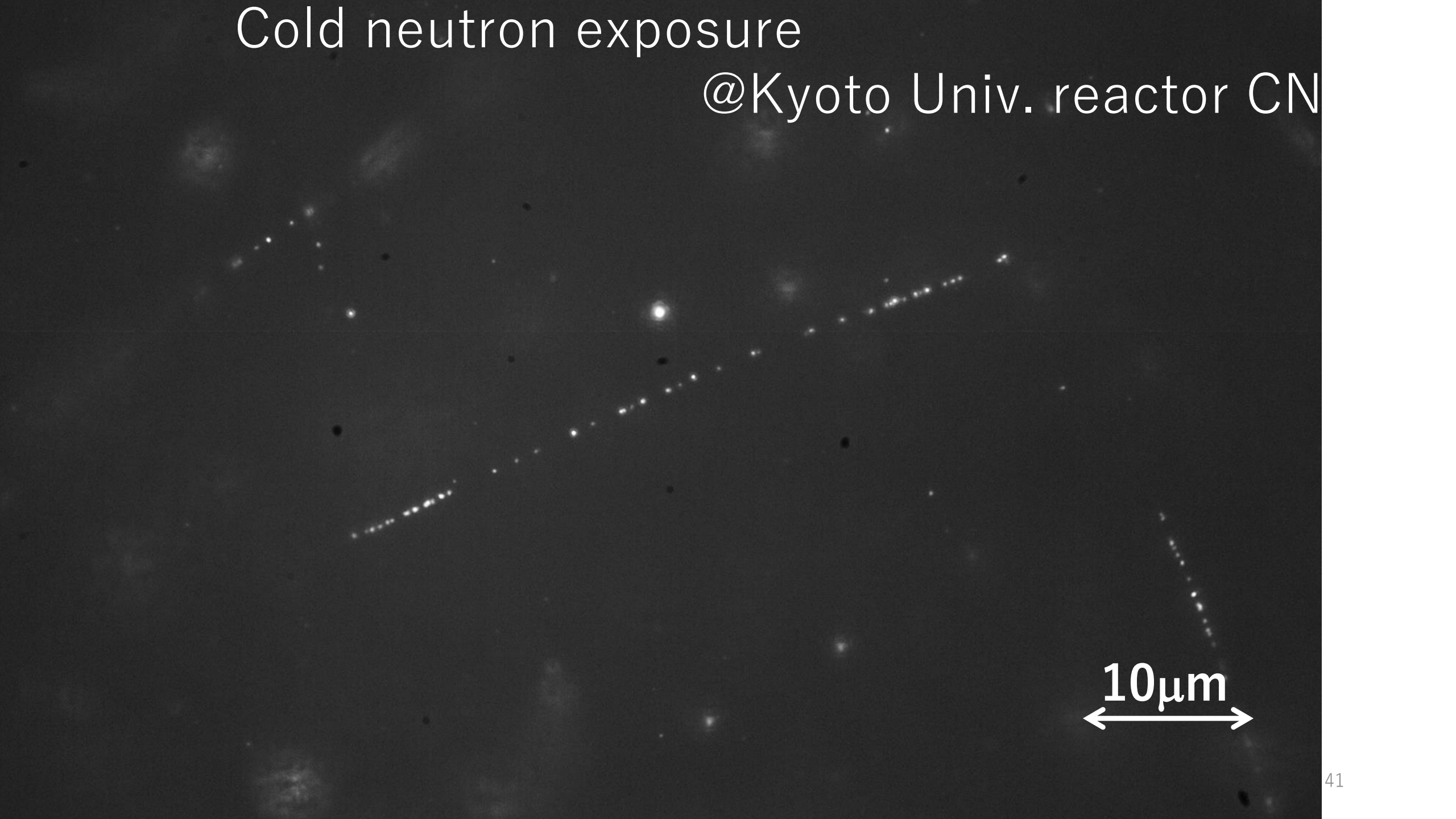
Light tight, air tight package.

Inside ...



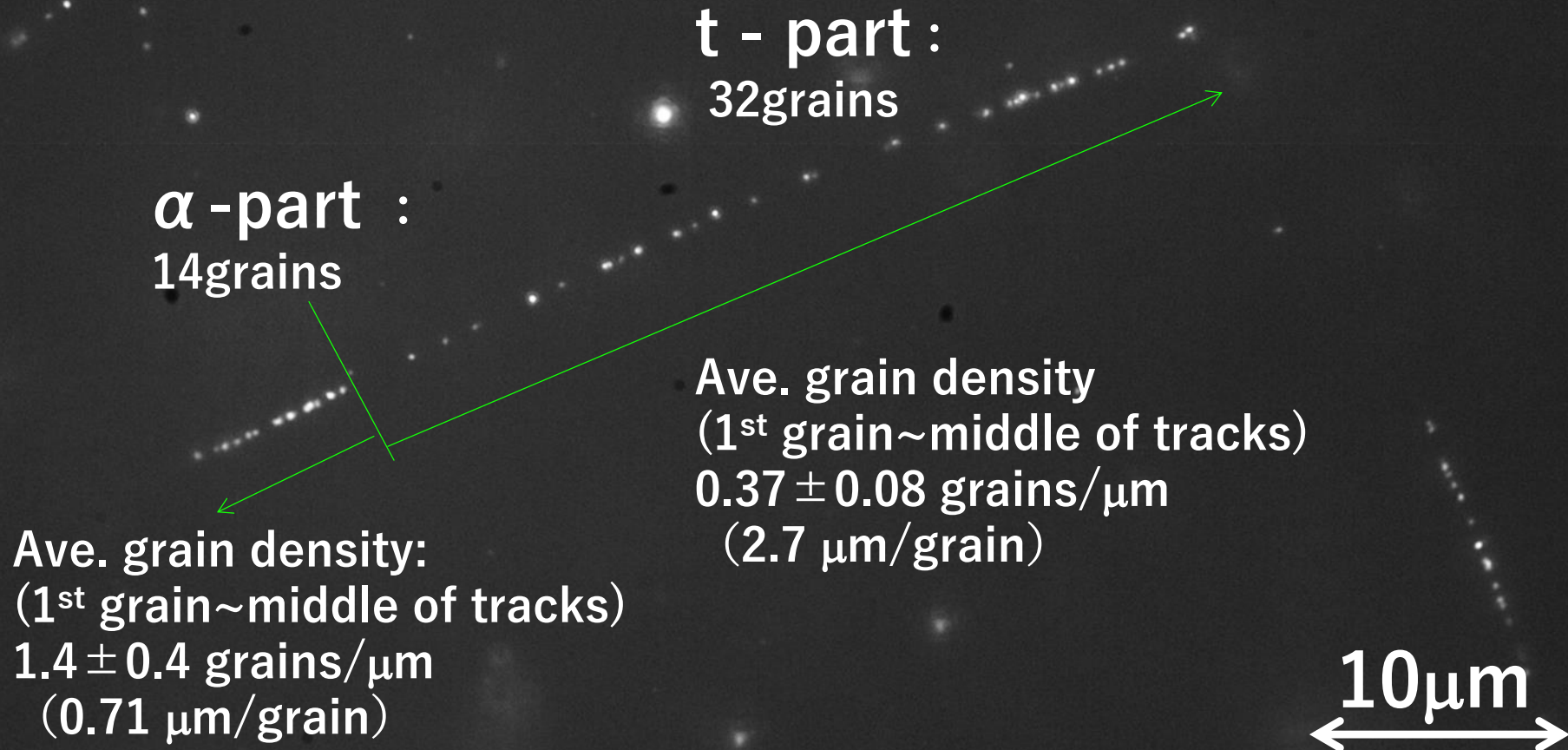
Cold neutron exposure

@Kyoto Univ. reactor CN



10 μm

Determining absorption points from grain density



Spatial resolution ~ 0.3 micron

COW

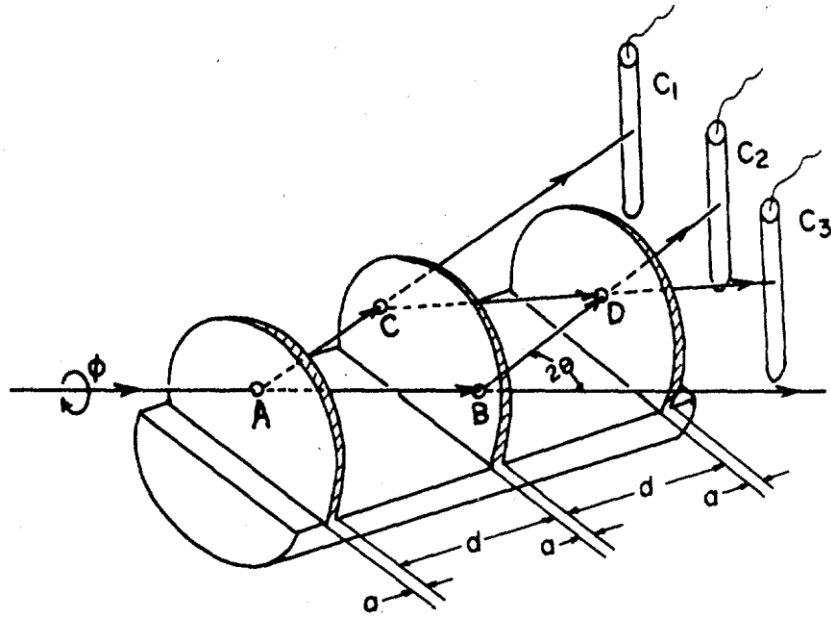
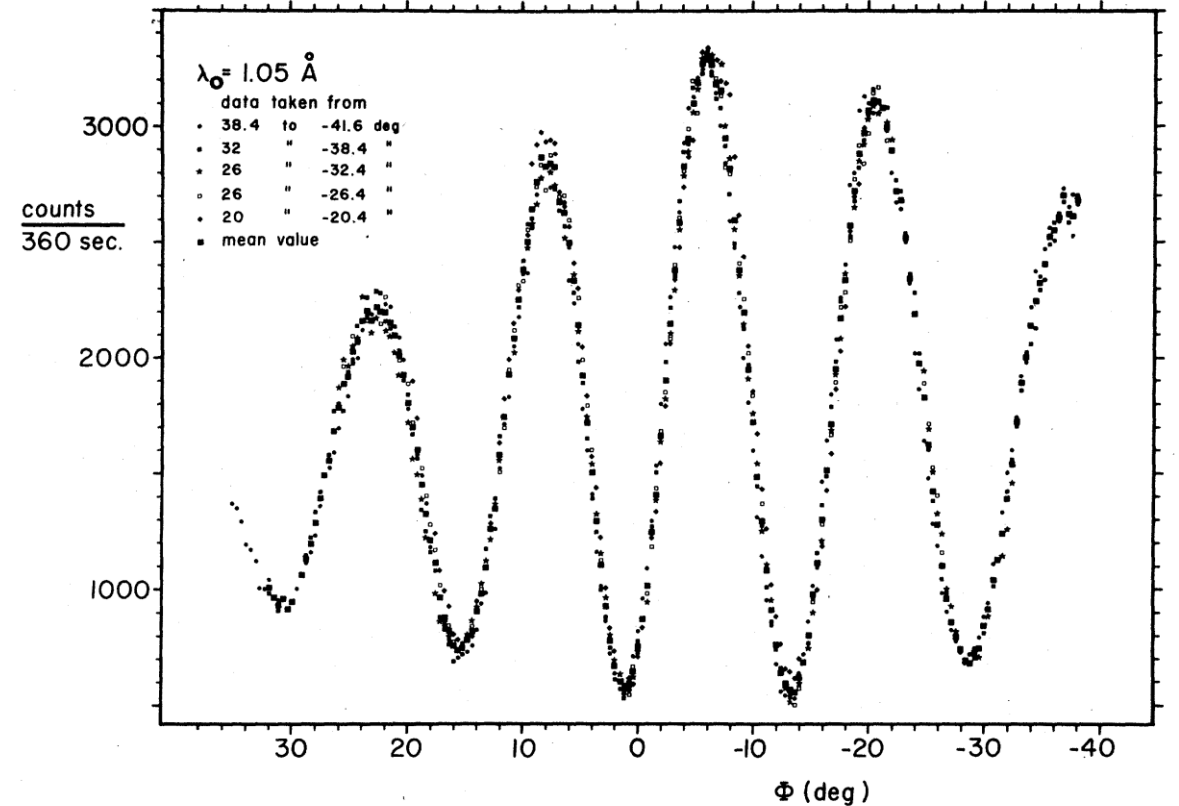


FIG. 4. Schematic diagram of the neutron interferometer and the ^3He detectors used in these experiments

$$\Delta k \propto \frac{m_i m_g g}{\hbar^2 k_{init}}$$



Φ を変化させてカウント数の変化を調べる。
 $\rightarrow \Delta k$ の情報を得る。
 $\rightarrow m_i, m_g$ の比または g の情報を得る。

Bonse and Wroblewski PRL 51 16 (1983)

干渉計を振動させた。

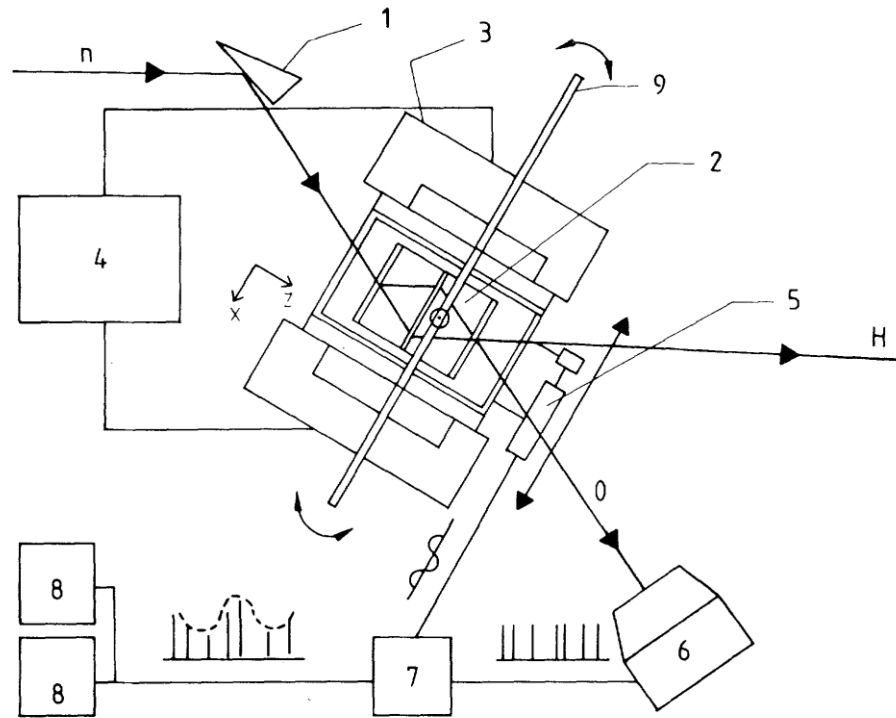


FIG. 1. Experimental setup. n , incoming neutron beam; 1, fore crystal; 2, interferometer on traverse; 3, loudspeaker magnets; 4, function generator; 5, position transducer; 6, neutron detector measuring I_0 ; 7, position-to-pulse-height converter; 8, pair of single-channel analyzers; and 9, Al phase-shifter plate.

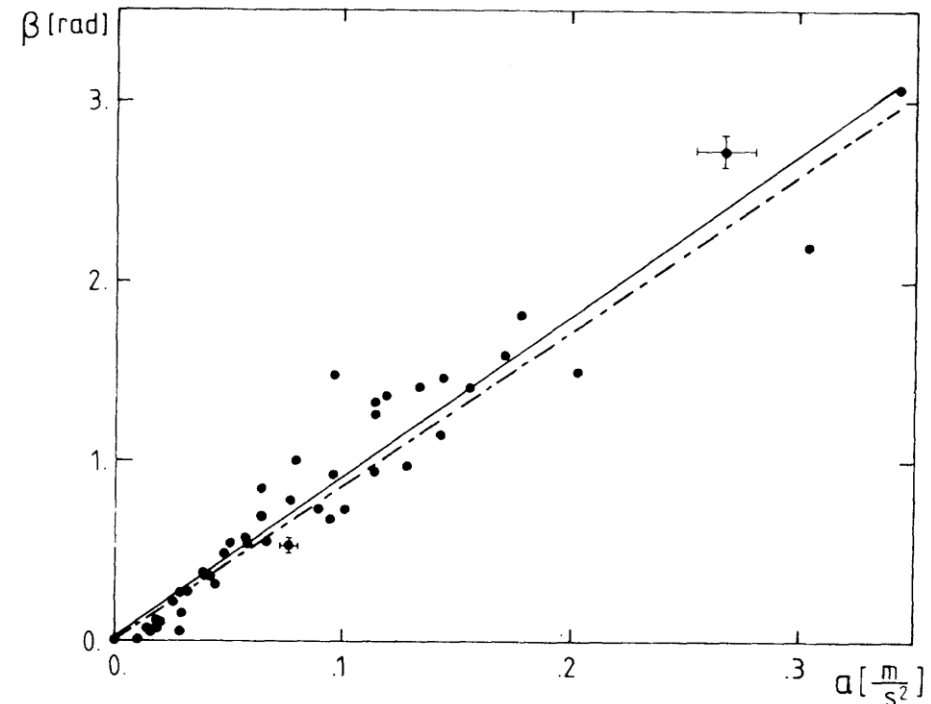


FIG. 3. Measured phase shifts β as function of acceleration a . Full curve is obtained by linearly averaging the data points; broken curve is phase shift calculated from dynamical diffraction.

$$\text{Fit} \quad \beta = 0.015(45) \text{ rad} + [8.99(38) \text{ rad m}^{-1} \text{ s}^2]a. \quad (1)$$

$$\text{理論+sys} \quad \beta \equiv \beta_0 + \beta_a = (8.6545 \text{ rad m}^{-1} \text{ s}^2)a.$$

→ 4%の精度

Gravity reflectometerによる検証

Koester (1976) PHYSICAL REVIEW D VOLUME 14, NUMBER 4 15 AUGUST 1976

単純化すると、

全反射条件 $V_g = V_F$

$$m_g g h_c = \frac{2\pi \hbar^2 N b}{m_i}$$

(h_c : 臨界高さ、 b : 散乱長、 N : 原子数密度)

$$\gamma = \frac{m_i}{m_g}$$

$$\longrightarrow b = \frac{\gamma m_g^2 g_0 h_c}{2\pi \hbar^2 N} \left(= \frac{1}{\gamma} \frac{m_i^2 g_0 h_c}{2\pi \hbar^2 N} \right)$$

この b と重力と無関係な他実験からの b を比較し、ズレがあれば $\gamma \neq 1$

この実験の延長上に

Schmiedmayer (1989) Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 284, 59-62

Snow et al. (2020) Physical Review D 101, 062004

がある。

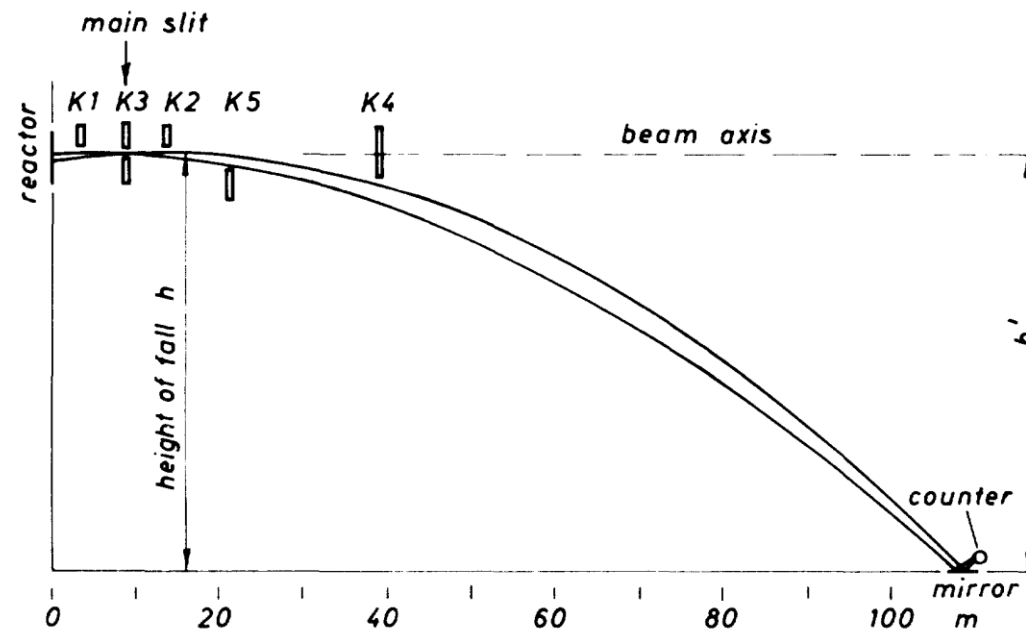


FIG. 1. Principle of the neutron gravity refractometer. $K1, \dots, K5$: slits and stopper for the neutron beam (Ref. 8).