

0.6-5.0 MeV ${}^4\text{He}$ 입사 이온에 대한 양성자 탄성 반도 단면적 측정

Measurement of Proton Elastic Recoil Cross Sections for Incident ${}^4\text{He}$ Ions of 0.6-5.0 MeV

김창석, 김석권, 최희동

서울대학교

서울특별시 관악구 신림동 산56-1

요 약

0.6-5.0 MeV ${}^4\text{He}$ 이온을 이용하여 10° , 15° , 20° , 25° , 30° , 35° , 40° 의 반도각에 대한 양성자의 탄성 반도 단면적을 측정하였다. 여러 가지 두께의 멜라민($\text{C}_3\text{H}_6\text{N}_6$) 박막($10\text{-}25 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) 수소 표적에 ${}^4\text{He}$ 이온이 수직 입사하여, 질소로부터 후방산란된 ${}^4\text{He}$ 이온과 전방으로 탄성 반도된 양성자를 검출하였다. 165° 의 각도에 대한 질소로부터의 후방산란 단면적을 기준으로 사용하여 양성자 탄성 반도 단면적을 구하였다. 본 연구의 결과를 ERD 분석에 사용 가능하도록 하기 위해, 측정된 단면적 자료를 임의의 다항 함수에 최소 자승법으로 fitting한 결과로서 제시하였다.

Abstract

The cross sections of proton elastic recoil for 0.6-5.0 MeV ${}^4\text{He}$ ions are measured at recoil angles of 10° , 15° , 20° , 25° , 30° , 35° and 40° . By bombarding the ${}^4\text{He}$ ions normal to the hydrogen target of melamine($\text{C}_3\text{H}_6\text{N}_6$) thin foils($10\text{-}25 \mu\text{g}/\text{cm}^2$), backscattered ${}^4\text{He}$ ions from nitrogen and recoil protons at forward angles are detected. Hence the proton recoil cross section is determined by normalizing to the scattering cross section of ${}^4\text{He}$ ions backscattered from nitrogen to 165° . In order to apply these results to ERD analysis, an arbitrary polynomial is provided with by fitting to the cross sectional data from this study.

1. 서 론

ERD(Elastic Recoil Detection) 분석법은 소재 표면과 박막 내의 수소 함량 측정에 유용한 분석방법 중의 하나이다⁽¹⁻³⁾. 대개 RBS(Rutherford Backscattering Spectrometry) 분석과 병행하여 적용되는 ^4He 이온빔을 이용한 ERD 분석법에서는 입사 ^4He 에 의해 반도되는 양성자의 에너지 스펙트럼을 측정함으로써 소재 내의 수소 함량과 깊이 분포를 알 수 있게 된다. 이 분석에 이용되는 양성자 탄성 반도 단면적에 관해서는 측정값과 계산값이 여러 문헌⁽⁴⁻¹²⁾에 보고되고 있으나 상호간의 일치도가 낮아 오차 수준 이상인 40% 정도까지의 차이를 보인다.

그러나, 본 연구에서는 수소 손실을 충분히 억제하고, 박막 표적을 사용함으로써 대부분의 양성자 반도 단면적 측정 실험에 사용된 빔 조사량 측정, 저지능 값 또는 사용된 표적에 대한 수소 함량 결정 등에 기인하는 오차가 배제된 결과를 얻었으며, 측정된 단면적은 보수적인 산정에 의해 7-9% 이내의 오차를 갖는다.

2. 실험 방법

본 실험은 한국자원연구소의 1.7-MV 직렬형 반데 그래프 가속기로부터 얻은 0.6-5.0 MeV ^4He 이온빔을 이용하여 수행되었다. 빔 에너지의 정확도는 ± 6 keV이며, 그 폭은 약 1 keV이다. Fig. 1은 산란 상자 내의 실험 구조를 간략히 나타낸 그림이다. ^4He 이온빔은 표적에 수직으로 입사하며, 표적을 투과한 빔은 Faraday 컵에서 수집되어 빔 전류 적분기로 연결된다. 하나의 검출기는 165° 에 두고 표적 내의 질소에 의해 후방산란된 ^4He 이온을 검출하였으며, 두개의 검출기를 빔 입사 방향의 좌우 전방에 각각 설치하여 반도 양성자 측정에 이용하였다. 하전입자 검출기로는 100 μm 의 유효 두께를 가진 PIPS(Passivated Implanted Planar Silicon) 검출기를 사용하였으며, ERD 검출기 전단에 stopper 용도로써 두께 60 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ 탄소 박막 또는 2.2-27.4 μm 의 mylar 박막을 입사 에너지와 반도각에 따라 선택하여 설치함으로써 산란된 ^4He 이온과 반도된 질소, 산소 이온들을 필요에 따라 제거하였다. 검출기는 표적 표면으로부터 100 mm의 거리에 설치하였으며, 입체각은 1.73 ± 0.04 msr으로 결정되었다. 사용된 여러 개의 표

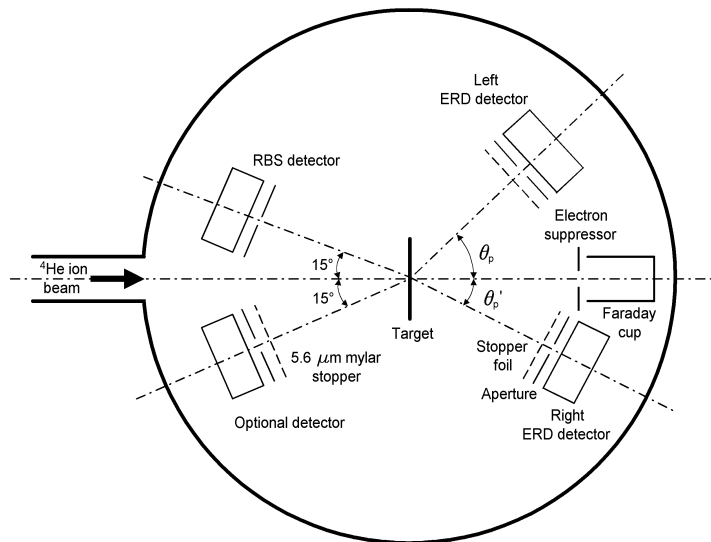


Fig. 1. Schematic arrangement in the scattering chamber.

적에서 멜라민 층의 두께는 $10\text{-}25\ \mu\text{g}/\text{cm}^2$, backing 물질로 쓰인 탄소 층의 두께는 $20\ \mu\text{g}/\text{cm}^2$ 이다. 표적에서의 빔 에너지 손실은 $0.6\ \text{MeV}$ ^4He 이온에 대해 $10\ \mu\text{g}/\text{cm}^2$ 의 멜라민 층에서 $23\ \text{keV}$, $5.0\ \text{MeV}$ ^4He 이온에 대해 $25\ \mu\text{g}/\text{cm}^2$ 의 멜라민 층에서 $22\ \text{keV}$ 수준이다.

3. 분석

수소를 포함한 표적에서 이온빔 입사에 의한 수소 손실의 효과는 양성자 반도체 단면적 측정에 있어서 오차를 유발하게 된다. Fig. 2는 빔 조사 이력이 없는 새 표적에 3.0 또는 $1.5\ \text{MeV}$ ^4He 입자빔이 약 $0.2\ \text{pnA}$ (particle nano-Ampere)의 수준을 유지하며 입사하였을 때 단위 조사량 당 반도체 양성자 수율의 변화를 나타낸 것이다. 수소 손실은 빔 입자 조사량 $4\ \mu\text{C}$ (particle micro-Coulomb)에서 $0.1\%/ \mu\text{C}$ 이하였다. 그러나, 1 또는 $10\ \text{pnA}$ 의 보다 높은 빔 전류인 경우, 또는 $2\ \text{pnA}$ 의 빔 전류 수준에서도 $4\ \mu\text{C}$ 이상의 빔 조사량에서는 심각한 수소 손실을 보였다. 따라서, 본 실험에서는 정확한 단면적 값을 얻기 위해서 빔 입자 전류를 $0.2\ \text{pnA}$ 로 고정하고 빔 입자 누적 조사량을 $4\ \mu\text{C}$ 이하로 제한하여 수소 손실을 0.4% 이내로 억제하였다. Fig. 3은 $0.72\ \text{MeV}$ ^4He 이온 입사 시 ^4He 이온의 후방산란 스펙트럼과 반도체 양성자 스펙트럼을 나타낸 그림이다. 165° 의 각도에서 질소로부터 후방산란된 피크가 탄소로부터 후방산란된 피크와 잘 분리되고 있음을 Fig. 3(a)에서 볼 수 있다. Fig. 3(b)에서는 10° 의 각도로 산란된 ^4He 이온은 $3.5\ \mu\text{m}$ 마일라 stopper에 의해 완전히 저지되고, 반도체 양성자 피크만이 나타남을 보이고 있다. 40° 의 각도에서는 전방산란된 ^4He 이온은 $60\ \mu\text{g}/\text{cm}^2$ 탄소 stopper에 의해 완전히 저지되지 않아 별도의 피크를 Fig. 3(c)와 같이 형성한다.

Fig. 4는 $4.84\ \text{MeV}$ ^4He 이온 입사 시 동시에 측정된 후방산란 스펙트럼, $^{14}\text{N}(\alpha, p)^{17}\text{O}$ 반응으

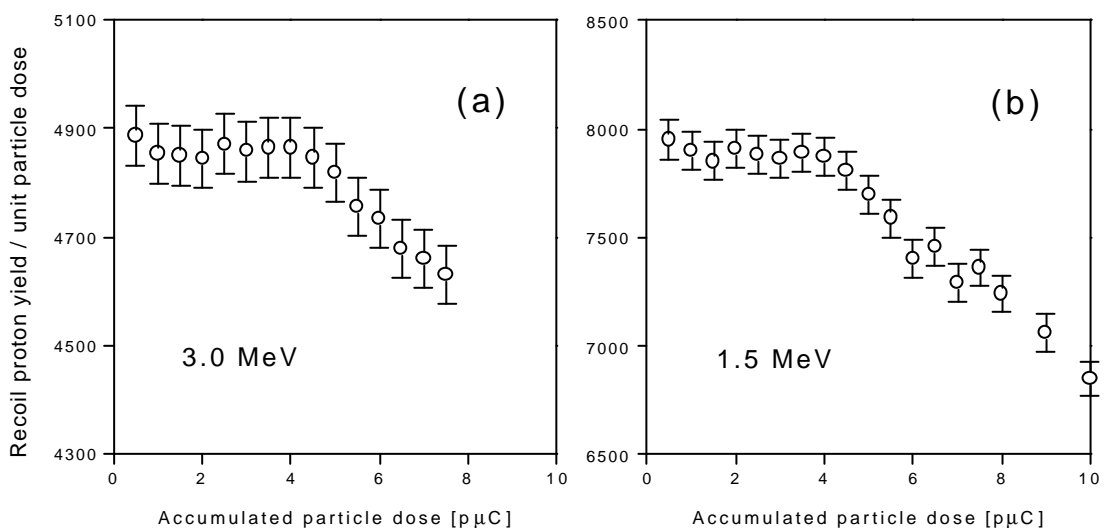


Fig. 2. Hydrogen losses from a $21\ \mu\text{g}/\text{cm}^2$ melamine($\text{C}_3\text{H}_6\text{N}_6$) foil observed by irradiating $3.0\ \text{MeV}$ (a) and $1.5\ \text{MeV}$ (b) ^4He ions of $0.2\ \text{pnA}$.

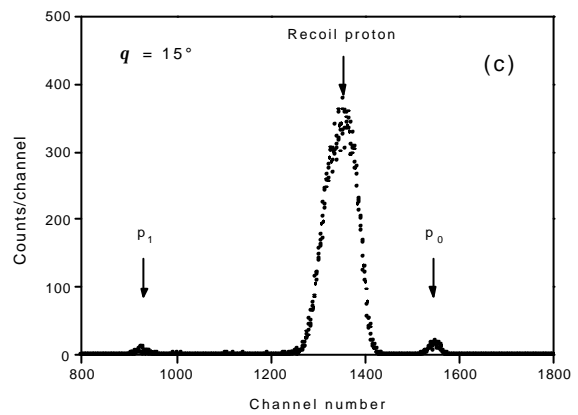
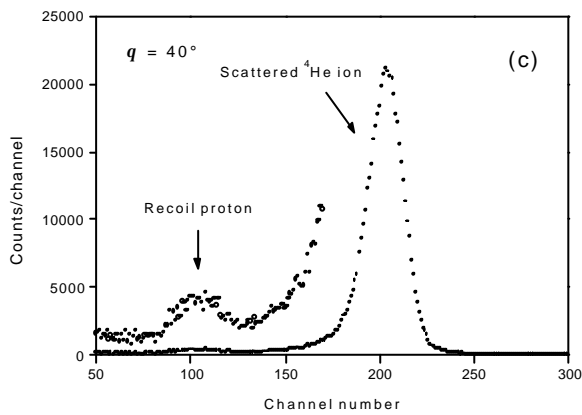
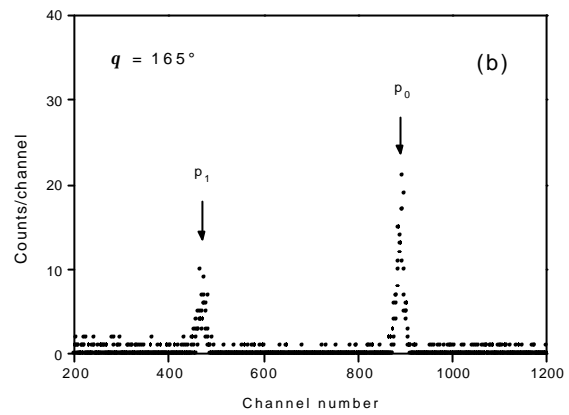
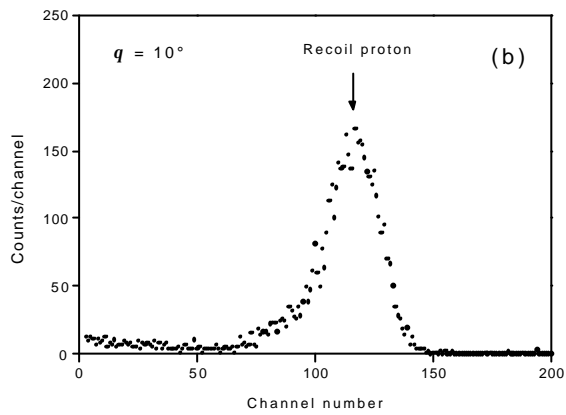
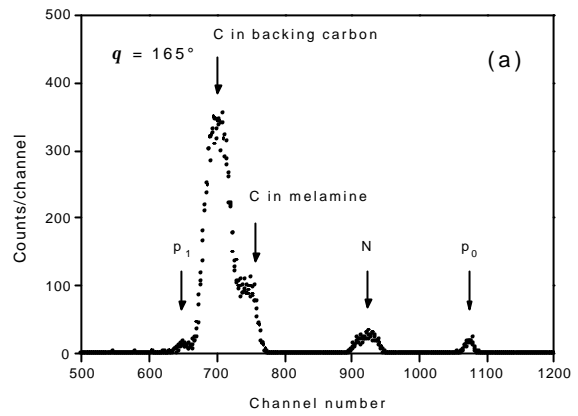
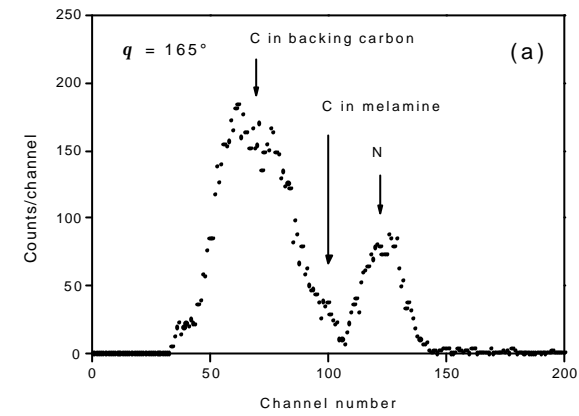


Fig. 3. A set of simultaneously accumulated spectra of the ^4He ions at $\theta=165^\circ$ back-scattered from the melamine and backing carbon(a), of the elastic recoil protons at $\theta=10^\circ$ after transmitting a $3.5\ \mu\text{m}$ mylar stopper(b) and of the elastic recoil protons at $\theta=40^\circ$ after transmitting a $60\ \mu\text{g}/\text{cm}^2$ carbon stopper(c) for the incident ^4He ions of $0.72\ \text{MeV}$.

Fig. 4. A set of simultaneously accumulated spectra of the ^4He ions at $\theta=165^\circ$ back-scattered from the melamine and backing carbon(a), of the p_0 and p_1 proton groups at $\theta=165^\circ$ after transmitting a $5.6\ \mu\text{m}$ mylar stopper(b) and of the elastic recoil protons at $\theta=15^\circ$ after transmitting a $27.4\ \mu\text{m}$ mylar stopper(c) for the incident ^4He ions of $4.84\ \text{MeV}$.

로부터 발생된 양성자 군의 스펙트럼과 반도 양성자 스펙트럼을 나타낸 그림이다. 165°의 각도로 질소로부터 후방산란된 ${}^4\text{He}$ 이온 퍼크가 표적내의 탄소에 의한 산란 퍼크 및 ${}^{14}\text{N}(\alpha, p){}^{17}\text{O}$ 반응으로부터 발생된 양성자 퍼크들과 잘 분별되고 있음을 Fig. 4(a)에 보이고 있다. 여기에서 p_0 , p_1 은 ${}^{14}\text{N}(\alpha, p){}^{17}\text{O}(\text{g.s.})$ 와 ${}^{14}\text{N}(\alpha, p){}^{17}\text{O}^*(0.8707 \text{ MeV})$ 반응으로부터 생성된 양성자를 각각 표현한다. 측정된 입사 에너지 영역에서 3.79 MeV의 경우, 산란과 반응의 kinematics에 따라 질소로부터 후방산란된 ${}^4\text{He}$ 이온 퍼크는 p_0 퍼크와 분별되지 않았다. 이 때, Fig. 1에 나타낸 optional 검출기를 이용하되 후방산란된 ${}^4\text{He}$ 이온을 5.6 μm 두께의 마일라 stopper로써 저지하고, p_0 , p_1 퍼크만을 Fig. 4(b)와 같이 동시에 검출하였다. 따라서, 질소로부터의 ${}^4\text{He}$ 이온 후방산란 수율은 p_0 퍼크 면적을 포함한 후방산란 퍼크 면적에서 optional 검출기에서 검출한 p_0 퍼크 면적을 빼서 구하였다. 15°의 각도로 반도된 양성자 스펙트럼은 Fig. 4(c)와 같다. 이 스펙트럼에도 p_0 , p_1 퍼크가 간섭으로 나타났다. 에너지와 각도에 따라 반도 양성자 퍼크와의 분별이 되지 못하는 경우, p_0 또는 p_1 의 수율은 10°-40° 영역에서 측정된 분별 가능한 스펙트럼에서 p_0 , p_1 수율을 결정하고 이로부터 내삽 또는 외삽에 의해서 추정하였다. 그러므로, 이 때의 반도 양성자 수율은 p_0 또는 p_1 수율을 빼서 구하게 되는데, p_0 , p_1 수율은 양성자 반도 수율의 1.7% 이내에 불과하다.

수소 손실이 억제되고 표적 건전성이 유지된다면 멜라민($\text{C}_3\text{H}_6\text{N}_6$) 필름 내의 질소 원자와 수소 원자의 개수는 화학적 성분비에 의하여 같다. 따라서, 실험실계에서의 탄성 반도 양성자의 미분 단면적 $\sigma_p(E, \theta_p)$ 는 다음 식에 의해서 규격화하여 얻어졌다.

$$\sigma_p(E, \theta_p) = \frac{A_p(\theta_p)}{A_p(165^\circ)} \cdot \frac{\Omega_p}{\Omega_s} \cdot \sigma_N(E, 165^\circ) \quad (1)$$

여기서 E 는 멜라민 층에서의 에너지 손실을 고려한 입사 ${}^4\text{He}$ 이온의 평균 에너지, θ_p 는 양성자 반도각, $A_p(\theta_p)$ 는 θ_p 에서의 반도 양성자 수율, $A_p(165^\circ)$ 는 165°에서의 후방산란 수율이다. Ω_p , Ω_s 는 각각 ERD와 RBS 검출기의 입체각이다. $\sigma_N(E, 165^\circ)$ 은 ${}^4\text{He}$ 이온의 질소로부터의 후방산란 단면적이며, 최근의 자료인 Feng 등⁽¹³⁾의 자료를 사용하였다. 2.4 MeV 미만의 에너지 영역에서는 러더포드 산란 단면적을 사용하였으며, 0.5% 이하의 전자 차폐 효과⁽¹⁴⁾를 보정하였다.

4. 결과 및 토론

측정된 양성자 탄성 반도 단면적 값을 Fig. 5에 나타내었다. 또한 러더포드 반도 단면적 값을 Fig. 5에 같이 나타내었다. 특히, 에너지를 0.6 MeV까지 낮추었을 때, 각각의 각도에서 러더포드 단면적으로의 수렴성을 에너지의 함수로 검정하였다. 25° 이상의 각도에 대해서 0.6 MeV 이하의 에너지에서는 러더포드 산란만으로 산란의 물리적 과정이 충분히 근사된다. 반도각이 10°로부터

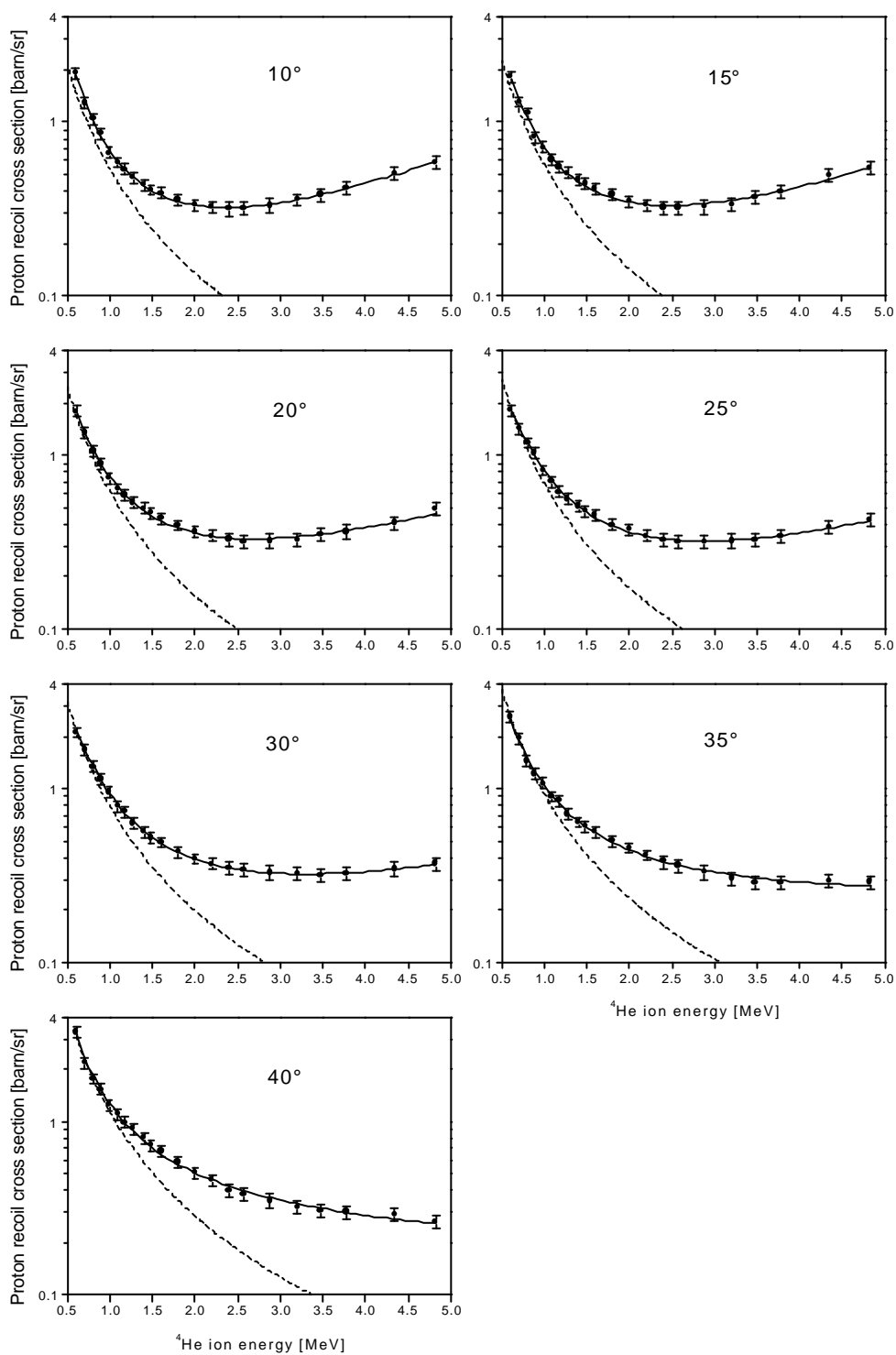


Fig. 5. Proton recoil cross sections at $\theta_p=10^\circ$ - 40° for 0.6-5 MeV ^4He ion energies from the present work(data points). The solid lines are the polynomial fits to the data points, and the Rutherford values are shown in dashed lines.

커질수록 단면적의 최소값에 해당하는 에너지가 높은 쪽으로 이동하는 것을 볼 수 있다. 이것은 보다 높은 에너지에서는 핵 포텐셜에 의한 영향이 단면적을 지배한다는 것을 의미한다. 각 단면적 자료의 오차는 2.4 MeV 이하에서 7% 이하, 그 이상에서 9% 이하이다. 단면적의 오차에는 다음과 같은 요인을 고려하였다 : 후방산란 입자 및 반도 입자에 대한 통계 오차, 검출기 입체각과 검출기 각도 설정 등의 기하학적 오차, 2.4 MeV 이상의 에너지 영역에서 사용한 Feng 등의 후방산란 단면적의 오차 등이다. 측정된 단면적은 다음의 다항식 형태를 이용하여 최소 자승법으로 fitting하였다.

$$\ln[\sigma_p(E, \theta_p)] = aE + b + cE^{-1} + dE^{-2} \quad (2)$$

각각의 각도에 대해 구해진 fitting 계수는 Table 1에 나타내었다. 여기서 단면적 값의 단위는 barn/sr이며, 에너지 값의 단위는 MeV이다.

본 실험에서 구한 30°에서의 측정 자료와 최근의 자료 중 30°와 30° 근처에서의 자료를 비교하여 Fig. 6에 나타내었다. Nurmela 등⁽²²⁾의 자료는 ⁴He 이온 에너지 9 MeV 부근에 존재하는 넓은 중명핵산란 현상을 보여주고 있다. 양성자 반도 실험에 의한 측정 자료들⁽⁶⁻¹⁰⁾은 서로 잘 일치하지 않으며, 전반적으로 양성자 산란 자료로부터 계산한 값⁽⁴⁾보다 작은 경향을 보인다. Ingram 등⁽⁵⁾, Wang과 Zhou⁽⁷⁾, Quillet 등⁽¹⁰⁾의 값은 본 실험의 값과 오차수준 범위인 7% 이내로 일치한다. 그러나, Baglin 등⁽⁹⁾은 본 실험의 결과에 비해서 20% 범위의 작은 값을 보고하였으며, Nagata 등⁽⁶⁾과 Szilágyi 등⁽⁸⁾의 자료는 더욱 작은 값을 나타내어 에너지가 낮아짐에 따라 핵중명산란에 의한 단면적 향이 작아짐으로서 러더포드 단면적으로 수렴하는 경향이 나타나지 않았다.

Table 1. The coefficients of the fitting polynomials in Eq. (2).

Recoil angle θ_p [degree]	$a(\theta_p)$	$b(\theta_p)$	$c(\theta_p)$	$d(\theta_p)$
10	0.499 ± 0.014	-3.588 ± 0.077	3.243 ± 0.117	-0.537 ± 0.050
15	0.452 ± 0.028	-3.438 ± 0.156	3.229 ± 0.237	-0.580 ± 0.103
20	0.367 ± 0.022	-3.166 ± 0.120	3.101 ± 0.182	-0.590 ± 0.078
25	0.364 ± 0.016	-3.328 ± 0.090	3.563 ± 0.136	-0.799 ± 0.058
30	0.268 ± 0.009	-2.965 ± 0.047	3.343 ± 0.071	-0.720 ± 0.030
35	0.053 ± 0.024	-2.025 ± 0.130	2.398 ± 0.193	-0.387 ± 0.081
40	-0.024 ± 0.030	-1.704 ± 0.164	2.322 ± 0.247	-0.360 ± 0.106

오차 범위 이상으로 나타나는 본 실험 결과와 다른 단면적 측정 결과와의 차이에 관련된 요인은 불확실하다. 그러나, Nagata 등은 수소 손실에 대한 고려를 밝히지 않았고, Nagata 등과 Szilágyi 등의 결과는 절대적인 빔 전하량 측정, 저지 단면적 값 및 표준 시료 내 수소 농도의 절대적인 검정 등에서 생길 수 있는 오차 문제를 안고 있다. 더우기 위 저자들의 양성자 반도 실험은 모두 수소를 포함한 두꺼운 표적을 사용함으로써 빔 입사에 대해 기울임 구조를 적용하였으므로 미분 산란 단면적 측정에 적합하지 않은 결과를 가져왔다. Tirira와 Bodart⁽¹¹⁾에 의해 계산된 자료는 여러 양성자 반도 실험 결과들을 empirically fitting한 것에 해당한다. Wang 등⁽⁴⁾에 의해서 계산된 자료는 양성자 산란 실험으로부터 위상차 자료를 구하여 계산한 결과이며, 본 실험 결과와 비교적 잘 일치한다.

5. 결 론

0.6-5.0 MeV ^4He 입사 이온에 대해 측정된 미분 양성자 탄성 반도 단면적 값과 다항식으로 fitting한 결과를 제시하였다. 단면적 값의 오차는 보수적으로 상정하여 7-9% 이하이다. 또한, 수소 손실 효과가 양성자 반도 단면적 측정에서 심각하게 나타나므로, 표적의 형태와 조건에 따라 빔 전류와 빔 조사량의 한계 설정이 필요함을 제시하였다.

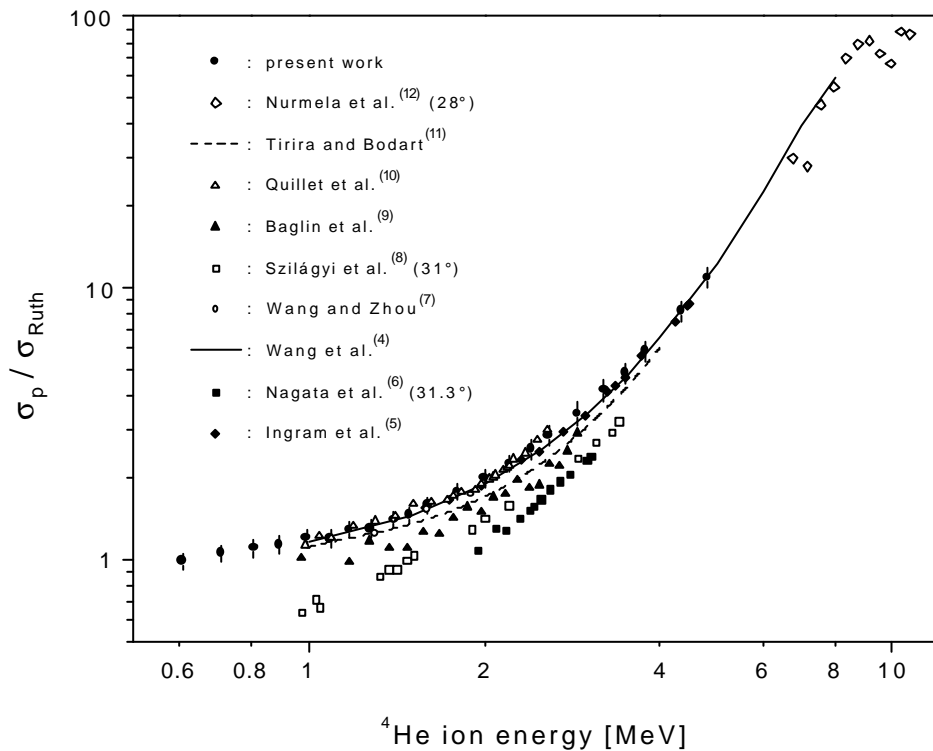


Fig. 6. The ratios σ_p / σ_{Ruth} of the recoil cross section to the Rutherford cross section at $\theta_p=30^\circ$ or near angles are shown for the data by this study and those in the references ⁽⁴⁻¹²⁾.

Acknowledgement

본 연구는 한국 과학기술부에서 주관하는 '98 원자력연구개발사업의 일환으로 수행 되었음.

참고문헌

1. J.E.E. Baglin and J.S. Williams, Ion Beams for Material Analysis, eds., J.R. Bird and J.S. Williams (Academic Press, 1989) p. 144.
2. W.A. Lanford, Nucl. Instr. and Meth, B66 (1992) 65.
3. F.H.P.M. Habraken, Nucl. Instr. and Meth, B68 (1992) 181.
4. Y. Wang, J. Chen and F. Huang, Nucl. Instr. and Meth, B17 (1986) 11.
5. D.C. Ingram, A.W. McCormick, P.P. Pronko, J.D. Carlson and J.A. Woollam, Nucl. Instr. and Meth, B6 (1985) 430.
6. S. Nagata, S. Yamaguchi, Y. Fujino, Y. Hori, N. Sugiyama and K. Kamada, Nucl. Instr. and Meth, B6 (1985) 533.
7. H. Wang and G.Q. Zhou, Nucl. Instr. and Meth, B34 (1988) 145.
8. E. Szilágyi, F. Pászti, A. Manuaba, C. Hajdu and E. Kótai, Nucl. Instr. and Meth, B43 (1989) 502.
9. J.E.E. Baglin, A.J. Kellock, M.A. Crockett and A.H. Shih, Nucl. Instr. and Meth, B64 (1992) 469.
10. V. Quillet, F. Abel and M. Schott, Nucl. Instr. and Meth, B83 (1993) 47.
11. J. Tirira and F. Bodart, Nucl. Instr. and Meth, B74 (1993) 496.
12. A. Nurmela, J. Räsänen and E. Rauhala, Nucl. Instr. and Meth, B136 (1998) 77.
13. Y. Feng, Z. Zhou, G. Zhao and F. Yang, Nucl. Instr. and Meth, B94 (1994) 11.
14. J. L'Ecuyer, J.A. Davies and N. Matsunami, Nucl. Instr. and Meth, 160 (1979) 337.