

CURRENT TOPICS

中性ビームを用いたイオン散乱分光法による表面解析

左右田 龍太郎

無機材質研究所 〒305 茨城県新治郡桜村並木 1-1

(1986年9月3日受理)

Analysis of Solid Surfaces by Neutral Beam Incidence Ion Scattering Spectroscopy

Ryutaro SOUDA

National Institute For Research in Inorganic Materials
1-1 Namiki, Sakura, Niihari, Ibaraki 305

(Received September 3, 1986)

Low-energy rare-gas Ion Scattering Spectroscopy (ISS) has been improved by the use of neutral beams as projectiles, which we call Neutral Beam Incidence Ion Scattering Spectroscopy (NBISS). Experiments on ISS and NBISS are compared on the basis of electron exchange between the projectiles and solid surfaces.

In ISS, the scattered ions consist of two elements: One is "surviving ions" characterized by the ions which survived neutralization, and the other is "reionized ions" characterized by those which experienced neutralization on the incoming trajectory and subsequent reionization during the violent collision. The shadowing and focusing effects are often weakened in the intensity of surviving ions, whereas these effects appear intensively in the intensity of reionized ions. Since the threshold energy for the reionization is different for the combination of projectiles and targets, these effects are often not observed at all in the ISS spectra. On the other hand, these effects appear explicitly in the NBISS spectra. It is also found that NBISS is valid for analyzing insulator surfaces since charging effects are minimized by the use of neutral beams.

1. はじめに

固体表面に粒子ビームを照射すると、入射粒子の散乱、二次粒子の放出、表面の励起などの多彩な現象がおこる。その際に放出される粒子を検出、分光することにより様々な表面解析手法が提案されている。本稿では特に、低速 ($\sim$ keV) の希ガスイオンおよび中性希ガス原子を入射ビームとする表面解析手法に関する、筆者の最近の研究を中心に解説する。

低速希ガスイオンを用いた表面解析手法としては、イオン散乱分光法 (Ion Scattering Spectroscopy 略して ISS) が知られている。ISS は数多くの表面解析手法の中でも、最も表面最外層に敏感な手法の一つである。これは、(1) イオンの表面原子による散乱断面積が大きい事、および (2) イオンの中性化確率が大きいこと、固体内部から散乱された粒子はほとんど完全に中性化される

ためである。

このように、ISS は表面に極めて敏感なため、表面の組成分析^{1,2)}や構造解析³⁾に用いられてきた。しかし、表面の組成分析は、上記(1)の散乱断面積および(2)の中性化確率の問題が完全には解明されていないため、現在のところ、まだ定量的な手法としては確立されていない。ISS のより重要な能力は、表面の原子構造が解明できることである。ISS による表面構造解析に関しては、青野らにより開発された直衝突イオン散乱分光法 (ICISS) によるいくつかの解析例が報告されている⁴⁻⁷⁾。一方、表面構造解析の立場から、(1)の散乱断面積、すなわち、イオンと表面原子間の相互作用ポテンシャルに関する知見を得ることと、(2)のイオンの中性化、すなわち、イオンと固体表面との電子交換に関する知見を得ることは重要であると考えられる。

イオンと固体表面との電子交換は ISS による表面解

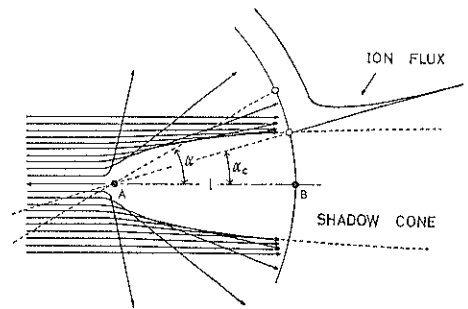
析の基本にかかわる問題として重要であるにもかかわらず、多くの基本的な事柄が不明のままであった。最近、筆者および共同研究者らは、希ガスイオンおよび中性希ガス原子を入射ビームとするイオン散乱分光の実験を行い、この問題の解明を行った⁸⁻¹³⁾。その結果、イオンは表面で中性化されるのみならず、標的原子の種類によってはイオンが一度中性化された後に再びイオン化されるという過程が重要であることを見いだした。従って、従来、ISSで観測されていたイオンは表面で中性化を免れて生き残ったイオンであると考えられていたが、実際には中性化を免れて生き残ったイオンと再イオン化されたイオンの両方が検出されていたことになる。この両者を区別して議論することは、ISSによる表面構造解析の観点から重要であると考えられる。本稿では、希ガスイオンを入射ビームとする従来のISSと、中性希ガス原子を入射ビームとし、散乱イオンを検出するNBISS (Neutral Beam Incidence Ion Scattering Spectroscopy) の両手法の比較を行い、その結果として、これらの手法を用いて表面構造解析を行う場合の指針を与えると同時に、NBISSの応用として絶縁体表面の解析例について簡単に述べる。

本論に入る前に、次章で低速イオンを用いた表面構造解析の原理とその問題点について簡単に議論しておきたい。

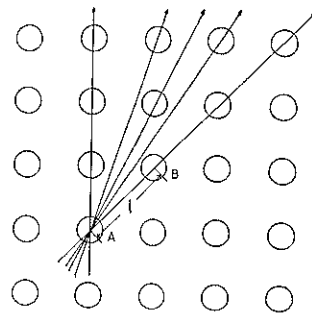
2. ISSによる表面構造解析の原理と問題点

低速のイオンビームを固体表面に照射すると、イオンは標的原子との原子核間の反発力のため散乱される。その結果、Fig. 1 (a)に示すように、標的原子Aの背後にはイオンの侵入できない影——シャドーコーン——が形成される。シャドーコーンの内部に入った原子からの散乱イオンは検出されない。これをシャドーイング効果とよぶ。このようなイオンのシャドーイング効果を検出することによって表面構造解析を行うことができる。以下では簡単にその原理について述べる。

Fig. 1 (b)は固体表面の原子配列を模式的に示したものである。今、ある原子Aに着目すると、固体表面は距離 l で等間隔に並んだ原子列で構成されているとみなすことができる。ここで、ある原子列にビームを入射した場合を考えよう。Fig. 1 (a)に、原子Aから距離 l にある原子Bの位置でのビーム強度を、原子列に対する入射ビームの視射角 α の関数として模式的に示す。 α が α_c より小さい場合、原子Aによるシャドーイング効果のため、原子Bからの散乱イオン強度はゼロになる。 $\alpha > \alpha_c$ で、原子Bはシャドーコーンの外に出て原子B位置での散乱強度はある値を持つ。特に、 α が α_c の近傍では、



(a)



(b)

Fig. 1 (a) Schematics of a shadow cone and an angular distribution of ion flux at atom B as a function of α (glancing angle of incident ions). (b) A solid surface characterized by atomic chains with different atomic distances l .

シャドーコーンにより排除されたイオンフラックスがコーンの外側に密集するため強度が著しく増大する。これをフォーカシング効果という。ここではある原子列上の隣接する2原子についてのみ考察したが、原子列を構成するすべての原子対について同様の議論が成り立つ。従って、ある一つの原子列が表面に存在すれば、その原子列からのイオンの散乱強度は α の関数としてFig. 1 (a)のようになるはずである。原子間隔 l のわかっている原子列に対して実験的にこのようなシャドーイング効果を検出すれば、シャドーコーンの形、あるいはイオンと標的原子間の相互作用ポテンシャルを決定することができる。相互作用ポテンシャルに関する知見が得られれば、構造未知の表面に対するISSの実験結果をイオンの散乱軌道計算の結果と比較することにより表面原子配列を知ることができる。

以上述べた表面構造解析のプログラムにおいて、入射粒子と標的原子との相互作用ポテンシャルを知ることが重要であることがわかるであろう。このため、ISSの実験において相互作用ポテンシャルを決定しようという試

みが数多くなされている¹⁴⁻¹⁸⁾。1 keV 程度の低速イオンが原子と衝突する際、両者が最接近する距離を求めるとおよそ Bohr 半径程度となる。このため、相互作用ポテンシャルの記述には、電子によって遮蔽された核間のクーロンポテンシャルの一種である Thomas-Fermi-Molière (TFM) ポテンシャルがよく使われる¹⁹⁾。この際、実験結果とのよりよい一致を得るために TFM ポテンシャルの遮蔽の長さ (a) として、Firsov の長さ (a_F) にある定数を乗じたもの ($a = Ca_F$) が用いられる。 C の値は様々なイオンと標的原子について調べられているが、1 よりやや小さい値が最適値として報告されている。相互作用ポテンシャルについては、本稿でも後程詳しく述べる。

さて、このようにして相互作用ポテンシャルが求まれば、表面構造の未知な物質に対して Fig. 1 (a) のようなシャドーイング効果やフォーカシング効果を検出することにより表面構造を決定することができる。ところが、実際の ISS 実験においては顕著なシャドーイング効果やフォーカシング効果が検出されない場合が存在する^{20,21)}。前章でも述べたように、低エネルギーの希ガスイオンは表面で非常に高い確率で中性化されるため、散乱イオン強度は上記の原子配列に基づく効果の他に、イオンの中性化によって大きく変化すると考えられる。さらに、標的原子の種類によっては、散乱イオンの中には表面で一度中性化された後、再びイオン化されたものが含まれることは先に述べたが、その散乱強度は中性化を免れて生き残ったイオンとは異なったものになると考えられる。従って、散乱イオン強度にシャドーイング効果やフォーカシング効果が現れたり現れなかったりする事は、イオンと表面との電子交換の立場から解明しなければならぬ問題である¹⁹⁾。次章では、この事について考察する。

3. ISS と NBISS

3.1 希ガスイオンの中性化と再イオン化

希ガスイオンは固体表面で非常に高い確率で中性化されるが、イオンの中性化は主にオージェ機構によっておこる⁹⁻¹¹⁾。オージェ機構で希ガスイオン (例えば He^+ , Ne^+ , Ar^+) が中性化されると基底状態の希ガス原子 (He^0 , Ne^0 , Ar^0) になる。従って、固体表面に希ガスイオンを照射すると散乱される粒子は大部分が基底状態の中性粒子であり、イオンとして散乱される割合は高々 1 ~ 10% 程度に過ぎない。

前章でも述べたように、散乱イオンは一般に表面で中性化を免れて生き残ったイオン (生き残りイオン) と一度中性化された後に再びイオン化されたイオン (再イオ

ン化イオン) から構成される。再イオン化がおこるかどうかを知るには、NBISS 実験においてあらかじめ基底状態の希ガス原子ビームを表面に照射し、イオン化がおこるかどうかを調べればよい。中性希ガスビームは、あらかじめ任意のエネルギーに加速した希ガスイオンと、同種の希ガス原子との衝突による共鳴電子交換により生成した^{22,23)}。

Table 1 は種々の標的原子に He^0 , Ne^0 , Ar^0 の各ビームを照射し、イオン化のおこり始めるエネルギーを測定したものである。測定はビームのエネルギー E_0 が、200 eV から 2 keV の範囲で行った。Table 1 で <200 eV と記してある場合は大きくても 200 eV 以下という意味である。また … は、2 keV 以下の E_0 ではイオン化がおこらないことを意味する。このように、中性希ガス原

Table 1 Threshold energies for ionization of He^0 , Ne^0 , and Ar^0 on various target materials. “<200” means equal to or smaller than 200 eV, and “…” represents larger than 2000 eV.

Target	He^0	Ne^0	Ar^0
C	200		
F	…		
Na	<200		
Mg	<200		
Al	300		
Si	300		
Cl	…		
K	<200		
Ca	<200		
Ti	<200		
Mn	500		
Co	…		
Ni	…		
Cu	…		
Zn	…		
Ge	…	600	
Sr	<200	500	
Y	300	700	
Zr	300	1000	
Mo	400		
Ag	…	700	
Cd	…	700	
In	…	600	1400
Sn	600	600	1800
Sb	1100	1000	
Te	1200	1000	
I	…		
Ta	300	…	<400
Pb	…	600	…

子のイオン化がおこり始めるエネルギーは希ガス原子と標的原子の種類によって顕著に異なる。

以上のような中性希ガス原子のイオン化は次の機構でおこっていると考えられる。Table 1 に示されたエネルギーで希ガス原子と標的原子が最接近する距離を求めるとおよそ Bohr 半径程度かそれより若干小さい値になる。このように小さい距離では入射粒子と標的原子は衝突により準分子を形成していると考えられる。従って、中性希ガス原子のイオン化は、衝突により形成された準分子のポテンシャル曲線を電子が乗り移ることによる電子昇位機構によっておこっていると考えられる。電子昇位の簡単なモデルとして、Barat-Lichten 則が知られているが²⁴⁾、Table 1 のイオン化はこれでは説明できない。イオン化の詳細に関しては、最近、塚田、常行、島により、 He^0 の場合について分子軌道法による詳細な計算がなされているのでそちらを参照されたい^{25,26)}。

Table 1 に示されたエネルギー以上では中性化された希ガス原子の再イオン化がおこり、ISS で検出されるイオンには生き残りイオンの他に再イオン化イオンが含まれるようになる。一方、NBISS の立場からは、希ガス原子ビームの種類およびエネルギーを適切に選べば、かなり多くの標的原子に対してスペクトルの測定が可能であることに注目すべきである。

3.2 再イオン化とシャドーイング・フォーカシング効果

前述したように、ISS による表面構造解析の原理はシャドーイング効果に帰することができ。以下では、Fig. 1 (a) に示されたようなシャドーイング効果やフォーカシング効果が ISS や NBISS の実験において実際にどのように観測されるのかについて見る。

実験は TaC (001) 表面 (NaCl 構造) の [110] 方位 ($l=3.15\text{\AA}$ で Ta が原子列を構成する方位) において He^+ , Ne^+ , Ar^+ の各イオンビームと He^0 , Ne^0 , Ar^0 の各中性ビームを入射ビームとして行った。測定は実験室系での散乱角 θ_L を 120° に固定するモードにおいて、表面の Ta 原子から散乱されたイオンの強度をビームの入射方向の視射角 α の関数として求めた。

Fig. 2 は、 He^+ を入射ビームとする ISS (実線) と He^0 を入射ビームとする NBISS (破線) の強度を、ビームの入射エネルギー E_0 を変えて測定したものである。まず始めに実線で示された ISS 強度に着目すると、 E_0 が増すと α が 20° から 30° 付近に鋭いピークが現れ、ピーク強度は E_0 が増すとともに大きくなる。このピークはフォーカシング効果によるもの——フォーカシングピーク——である。フォーカシングピークの位置より小さな α では散乱イオン強度は急激に減少しゼロに

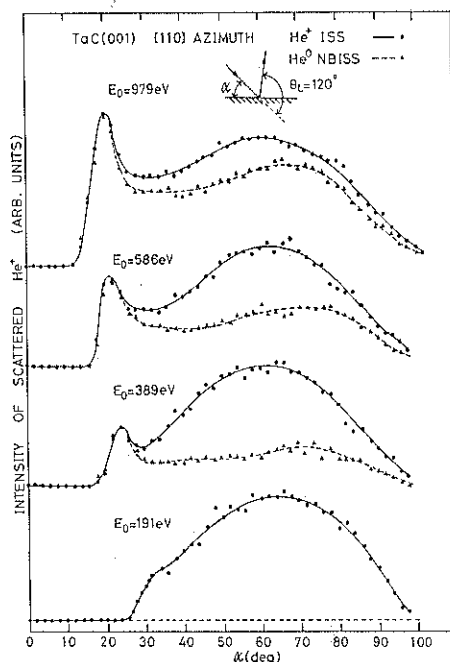


Fig. 2 Intensity of He^+ scattered from Ta at TaC (001) measured in both ISS (solid lines) and NBISS (broken lines) modes. Measurements were made for energies between 191 eV and 979 eV as a function of α with θ_L fixed at 120° .

落ちる。この散乱イオン強度のゼロへの急激な落下がシャドーイング効果によるものである。Fig. 2 のフォーカシングピークは Fig. 1 (a) に比べて幅を持っておこる。これは表面の Ta 原子が平衡位置のまわりで熱振動しているためである²⁷⁾。

Fig. 2 では ISS および NBISS 強度を、フォーカシングピークの位置で規格化してある。前述したように、 He^+ の中性化確率は非常に高いため、ISS 実験において大部分の He^+ は入射軌道で中性化されて He^0 になる。そして、 He^0 の一部が標的原子との衝突によりイオン化されて生き残りイオンとともに検出される。このことから、破線で示された NBISS の強度変化は近似的に、ISS における再イオン化イオンの強度変化を与えると考えることができる。また、ISS においてフォーカシングピークが現れるような α が小さい場合、散乱イオンは大部分が再イオン化イオンからなる²⁸⁾。従って、フォーカシングピークの位置で規格化した Fig. 2 の NBISS 強度は近似的に再イオン化イオンの強度変化を現し、実線と破線の差が生き残りイオンの強度変化を与える。

He^0 と Ta の組み合わせでは、Table 1 に示したように、 E_0 が 300 eV 以下ではイオン化は起こらない。それ

ゆえ、Fig. 2 の $E_0=191\text{ eV}$ のスペクトルは生き残りイオンに基づくものである。生き残りイオンの強度は $\alpha=60^\circ$ (鏡面散乱) 付近で極大になり α をこの条件からずらすと強度が徐々に減少する。そして、フォーカシングピークやシャドーイング効果による強度の減少は非常に小さい。 E_0 が大きくなると ISS 強度に占める再イオン化イオンの割合が増え、それに伴ってフォーカシングピークが強く現れる。再イオン化イオンの強度、すなわち、NBISS のスペクトルには常に顕著なフォーカシングピークが観測され、生き残りイオンのスペクトルに現れたような $\alpha=60^\circ$ 付近での強度の極大は観測されなかった。

以上のような生き残りイオンと再イオン化イオンの散乱強度に現れる相違は以下のように解釈される。生き残りイオンは散乱の全過程で中性化を免れたイオンであり、再イオン化イオンは入射軌道で一度中性化されてから再びイオン化され、出射軌道で中性化を免れたイオンであったから、生き残りイオンの散乱強度 I_s および再イオン化イオンの散乱強度 I_R は

$$I_s = \sigma(1 - P_N^{\text{in}})(1 - P_N^{\text{out}}) \quad (1)$$

$$I_R = \sigma P_N^{\text{in}} P_i^c (1 - P_N^{\text{out}}) \quad (2)$$

で与えられる。ここで σ は散乱の断面積で、 $P_N^{\text{in}}, P_N^{\text{out}}$ は入射軌道および出射軌道での中性化確率であり、

$$P_N^{\text{in}} = 1 - C \exp(-vc/v_{\perp}^{\text{in}}) \quad (3)$$

$$v_{\perp}^{\text{in}} = v^{\text{in}} \sin \alpha$$

$$P_N^{\text{out}} = 1 - C \exp(-vc/v_{\perp}^{\text{out}}) \quad (4)$$

$$v_{\perp}^{\text{out}} = v^{\text{out}} \sin(\theta_L - \alpha)$$

で与えられる。 vc はイオンの中性化を特徴づけるパラメーターであり、 $v^{\text{in}}, v^{\text{out}}$ は入射軌道および出射軌道でのイオンの速度である。従って、 $v_{\perp}^{\text{in}}, v_{\perp}^{\text{out}}$ は入射軌道および出射軌道でのイオンの表面に垂直方向の速度成分である。また P_i^c は He^+ の再イオン化の確率であり、 He^+ の入射エネルギー E_0 、散乱角 θ_L の関数である。希ガスイオンの中性化確率は非常に大きいため、(3)、(4)式は1に近い値を持つ。(3)式と(4)式で簡単のため $v^{\text{in}}=v^{\text{out}}$ とし、(1)式で中性化に起因する項のみを抽出すれば

$$I_s \propto \exp(-vc/v^{\text{in}}(1/\sin \alpha + 1/\sin(\theta_L - \alpha))) \quad (5)$$

となる。この量は $\alpha=\theta_L/2$ で値が極大になり、 α を $\theta_L/2$ からずらすと値が単調に減少し、生き残りイオンの強度変化をよく説明できる。一方、再イオン化イオンについては、(2)式で $P_N^{\text{in}}=1$ とおくことができ、中性化に起因した項は

$$I_R \propto \exp(-vc/v^{\text{out}}(1/\sin(\theta_L - \alpha))) \quad (6)$$

で与えられる。この量はイオンの検出角 $(\theta_L - \alpha)$ のみに依存し、この値が 90° のとき極大となる。Fig. 2 のよう

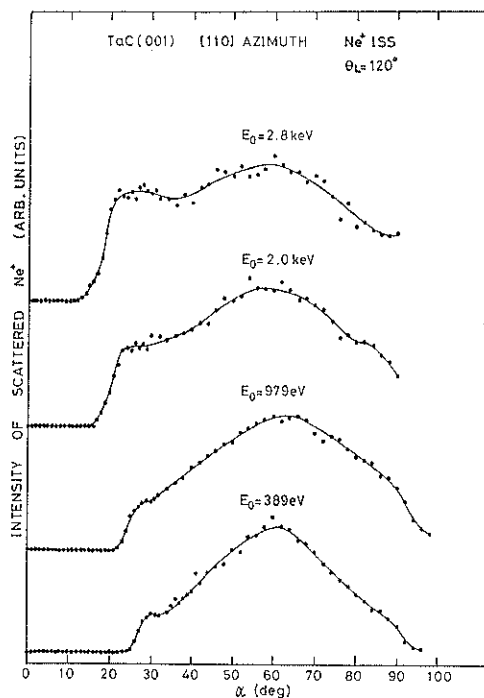


Fig. 3 ISS intensity of Ne^+ scattered from Ta at TaC(001) as a function of α with θ_L fixed at 120° .

に散乱角 θ_L が 120° の場合には図でフォーカシングピークが現れている α が 20° ないし 30° のとき、検出角はこの条件を満足する。このため、Fig. 2 の NBISS 強度にはフォーカシングピークが強く現れているのである。

以上の議論で明らかになったように、生き残りイオンと再イオン化イオンの散乱強度の著しい相違は、生き残りイオンの強度が入射軌道および出射軌道の両方の中性化確率に依存しているのに対して、再イオン化イオンの強度は見掛け上入射軌道での中性化確率には依存せず、出射軌道での中性化確率にのみ依存しているためである⁸⁾。

Fig. 3 は Ne^+ の場合に Fig. 2 と同様の実験を行ったものである。 Ne^+ と Ta の組み合わせでは再イオン化は E_0 が 2 keV 以下では起こらない。従って、Fig. 3 には ISS 実験の結果のみが示されている。散乱イオン強度は $\alpha=60^\circ$ で極大になり、シャドーイング効果による強度の落下やフォーカシングピークは非常に弱いなど、検出されたイオンは生き残りイオンであることがわかる。

Fig. 4 に Ar^+ の場合の結果を示す。 Ar^+ と Ta の組み合わせでは再イオン化の起こる確率が高く、 $E_0=389\text{ eV}$ ですでに再イオン化イオンが散乱イオンの大部分を

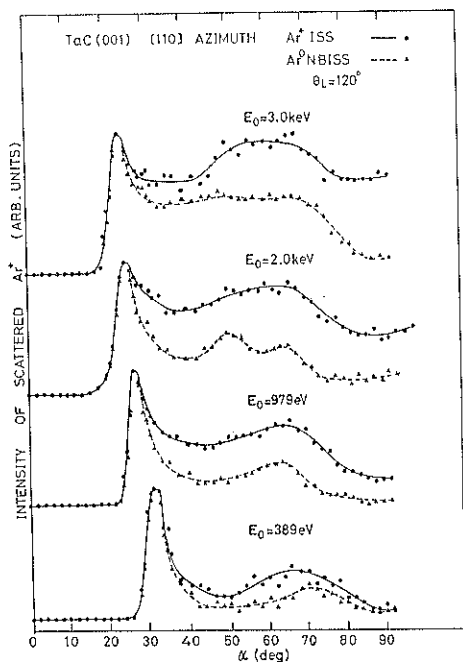


Fig. 4 Intensity of Ar^+ measured in the same mode as fig. 2 for energies between 389 eV and 3.0 keV.

占めている。そのため、いずれのエネルギーでも顕著なフォーカシングピークが観測される。また、 Ar^+ -Ta 系では He^+ -Ta 系に比べてフォーカシングピークの強度が相対的に大きい、これは Ar^+ -Ta のシャドーコーンが He^+ -Ta に比べて大きいため、より多くのイオンフラックスがシャドーコーンの外側に密集しているためである (Fig. 1 (a) 参照)。

Fig. 2~4 の実験は、 $l=3.15\text{\AA}$ の Ta 原子列に対して行ったもので、シャドーイング効果は一つの角度でのみ起こる。このとき、シャドーイングの臨界角は ISS と NBISS で全く同じになる。これは、ISS でフォーカシングピークが現れるような小さな α では散乱イオンは大部分が再イオン化イオンであるためである。2章で述べたように、Fig. 2~4 の実験結果から He^+ 、 Ne^+ 、 Ar^+ と Ta 間の相互作用ポテンシャルを決定することができる。解析の詳細については4章で詳しく述べることにし、結果のみを述べると、TFM ポテンシャルの遮蔽の長さ a として、 He^+ -Ta では $a=0.78 a_F$ 、 Ne^+ -Ta では $a=0.86 a_F$ 、 Ar^+ -Ta では $a=0.93 a_F$ という値が得られる。

本節で示した実験結果から、ISS 実験においてシャドーイングやフォーカシング等の表面原子配列にともなう強度変化を顕著に示すのは再イオン化イオンであることが判明した。この事実は、過去に行われた ISS による

表面解析の研究において、再イオン化のおこらない He^+ -Cu²⁰⁾、 He^+ -Ge²¹⁾ 系では顕著なシャドーイング効果やフォーカシング効果が検出されなかったのに対し、 He^+ -Si^{5,7)}、 He^+ -Ti^{4,6)} 系ではこれらの効果が見いだされた事の原因を与える。しかし、ISS では再イオン化がおこっても同時に生き残りイオンが検出され、これはフォーカシングピークの相対強度を弱めるとともに、構造とは無関係の強度変化をスペクトルに与える。この事は特に、構造が複雑で、シャドーイング効果がいくつもの角度でおこる場合には問題となる。これに対し、NBISS では、シャドーイング効果やフォーカシング効果が顕著に現れるため、表面構造解析においては ISS に比べより有効であると考えられる。

4. NaCl (001) 表面の NBISS

NBISS は中性原子を入射ビームとして用いるため、荷電ビーム照射により表面の帯電が問題となる絶縁体試料の解析にも有効である。以下では NaCl (001) 表面への NBISS の適用例について述べる。

Table 1 に示されたように、 He^0 のイオン化は Na では観測されたが Cl では観測されなかった。従って、以下では Na の NBISS スペクトルについて述べる。

イオンビーム照射により表面に残される電荷は、入射イオン、二次電子、二次イオンの釣り合いで決まる。絶

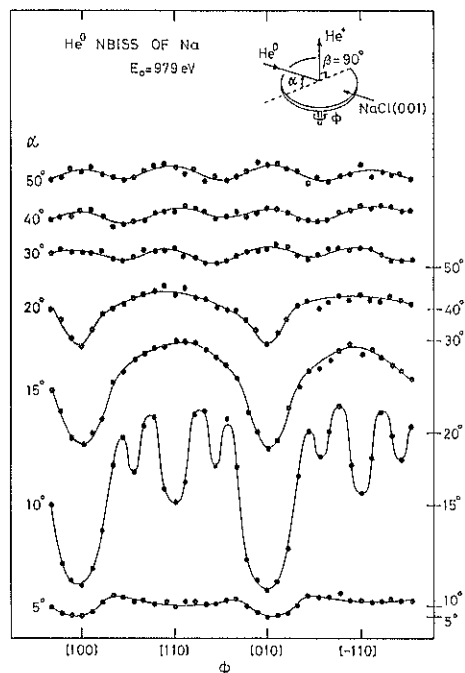


Fig. 5 NBISS intensity of He^+ scattered from Na at the NaCl(001) surface plotted against α and ϕ defined in the inset.

縁体表面をイオンビーム照射すると、当然のことながら表面が高電圧に帯電し、表面原子からの散乱イオンは全く検出されなくなる。この表面に電子線を照射すれば表面の帯電を押さえることができる。しかし、この場合でも、例えば、1 keV の He^+ を照射した場合には表面に 100~200 V の帯電が残るため、イオンビームの表面での曲がり問題になる。一方、中性の He^0 ビームを用いれば表面の帯電は 1 keV の入射エネルギーで 10~20 V 程度に押さえることができる上、入射軌道でのビームの曲がり問題がない。以上の理由から、絶縁体表面の解析には NBISS が有効であると考えられる。

Fig. 5 は NaCl (001) 表面の Na の NBISS スペクトルである。測定は挿入図に示された方法で行った。 α を小さくすると、[100] および [110] 方位で強度の減少が観測されるが、これはシャドーイング効果によるものである。Fig. 6 は、散乱角 θ_L を 120° に固定するモードにおいて、上記の [100] および [110] 方位で Na の NBISS スペクトルを測定したものである。 α を小さくするとフォーカシング効果により散乱イオン強度は一度増大した後、シャドーイング効果によりゼロに落ちる。

NaCl (001) 表面の [110] 方位は Na が $l=3.98\text{\AA}$ の原子列を構成する。従って、TaC (001) 表面の解析のところでも述べたように、[110] 方位でシャドーイング効果のおこる臨界角 α_c から He と Na の相互作用ポテンシャルを求めることができる。解析は、TFM ポテンシ

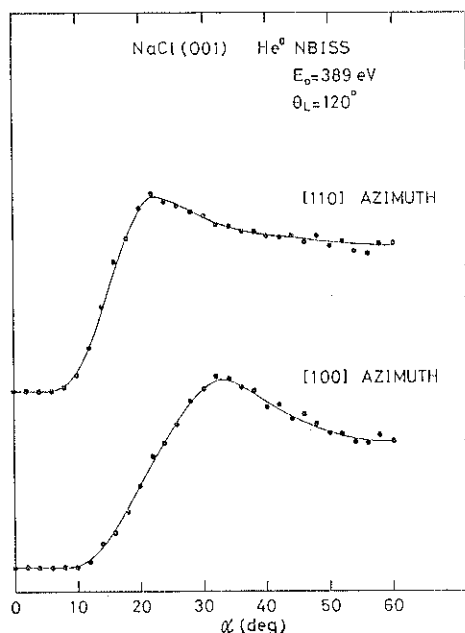


Fig. 6 NBISS intensity of He^+ scattered from Na at the NaCl(001) surface as a function of α .

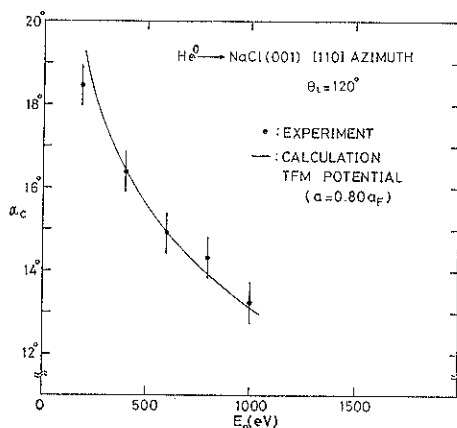


Fig. 7 Shadowing critical angle α_c of Na for He is plotted against primary ion energy E_0 ; dots with error bars show experimental data, and a solid line is calculated results (see text).

ャルの遮蔽の長さをパラメータにして上記原子列上での He の散乱軌道の計算からシャドーイングの臨界角を求め、実験的に求めた α_c と比較した。Fig. 7 に α_c をビームの入射エネルギー E_0 の関数として求めた実験結果 (黒丸) と、実験結果を最もよく再現する計算結果 (実線) が示されている。このように、He-Na 間の相互作用ポテンシャルは TFM ポテンシャルの遮蔽の長さとして $a=0.80 a_F$ を用いると実験結果とよく一致することがわかる。

2章でも述べたように、ISS や NBISS において入射粒子と標的原子との相互作用ポテンシャルを決めることは、これらの手法を用いて表面構造解析を行う場合の基本になる。本稿で示した結果から、He に関しては、Ta ($Z=73$) と Na ($Z=11$) のように原子番号の広い範囲にわたって、TFM ポテンシャルの遮蔽の長さとして Firsov の長さにおよそ 0.8 を乗じたものを用いると実験結果とよく一致することがわかった。

4. おわりに

本稿では表面構造解析手法としての従来の ISS の問題点を指摘するとともに、新手法として NBISS の提案をおこなった。

イオンや中性原子ビームを用いた表面構造解析の原理はシャドーイング効果である。低速希ガスイオンを入射ビームとする ISS では、散乱イオンには表面で中性化を免れたイオンと、一度中性化された後に、再びイオン化されたイオンが含まれる。このとき、再イオン化されたイオンの散乱強度にはシャドーイング効果が顕著に観測されるが、生き残りイオンの強度変化に現れるシャドーイング効果は一般に弱い。従って、ISS において

は、再イオン化のおこりやすいイオンと標的原子の組み合わせを選ぶことが重要である。

一方、中性希ガス原子を入射ビームとする NBISS では、顕著なシャドーイング効果やフォーカシング効果が常に観測され、表面構造解析に有力な手法であると考えられる。また、NBISS は中性原子を入射ビームとするため、絶縁体試料のように、表面の帯電が問題となる場合に特に有効であることがわかった。

謝 辞

本稿では一部筆者らの未発表の結果を示した。共同研究者である青野正和、大島忠平、大谷茂樹、石沢芳夫の各氏に謝意を表します。

文 献

- 1) D. P. Smith: *Surf. Sci.* **25**, 171 (1971).
- 2) E. Taglauer and W. Heiland: *Appl. Phys.* **9**, 374 (1976).
- 3) M. Aono: *Nucl. Instrum. and Methods* **B2**, 374 (1984).
- 4) M. Aono, C. Oshima, S. Zaima, S. Otani and Y. Ishizawa: *Jpn. J. Appl. Phys.* **20**, L 829 (1981).
- 5) M. Aono, Y. Hou, C. Oshima and Y. Ishizawa: *Phys. Rev. Lett.* **49**, 567 (1982).
- 6) M. Aono, Y. Hou, R. Souda, C. Oshima, S. Otani and Y. Ishizawa: *Phys. Rev. Lett.* **50**, 1293 (1983).
- 7) M. Aono, R. Souda, C. Oshima and Y. Ishizawa: *Phys. Rev. Lett.* **51**, 801 (1983).
- 8) R. Souda, M. Aono, C. Oshima, S. Otani and Y. Ishizawa: *Surf. Sci.* **150**, L 59 (1985).
- 9) 左右田龍太郎, 青野正和: *応用物理* **54**, 917 (1985).
- 10) R. Souda and M. Aono: *Nucl. Instrum. and Methods* **B 15**, 114 (1986).
- 11) 左右田龍太郎, 青野正和: *日本物理学会誌* **41**, 633 (1986).
- 12) R. Souda, M. Aono, C. Oshima, S. Otani and Y. Ishizawa: *Surf. Sci.* **176**, 657 (1968).
- 13) R. Souda, M. Aono, C. Oshima, S. Otani and Y. Ishizawa: *Surf. Sci.*, in press.
- 14) B. Poersemma, L. K. Verheij and A. L. Boers: *Surf. Sci.* **64**, 554 (1977).
- 15) K. Komaki, A. Ootsuka and F. Fujimoto: *Jpn. J. Appl. Phys.* **21**, L 521 (1982).
- 16) M. Aono, Y. Hou, R. Souda, C. Oshima, S. Otani, Y. Ishizawa, K. Matsuda and R. Shimizu: *Jpn. J. Appl. Phys.* **21**, L 670 (1982).
- 17) S. H. Overbury and D. R. Huntly: *Phys. Rev.* **B 32**, 6278 (1985).
- 18) Th. Fauster and M. H. Metzner: *Surf. Sci.* **166**, 29 (1986).
- 19) O. Firsov: *Sov. Phys.-JETP* **6**, 534 (1958).
- 20) H. Niehus: *Surf. Sci.* **130**, 41 (1983).
- 21) K. Sato, S. Kono, T. Teruyama, K. Higashiyama and T. Sagawa: *Surf. Sci.* **158**, 644 (1985).
- 22) F. P. Ziemba and E. Everhart: *Phys. Rev. Lett.* **2**, 299 (1959).
- 23) F. P. Ziemba, G. J. Lockwood, G. H. Morgan and E. Everhart: *Phys. Rev.* **118**, 1552 (1960).
- 24) M. Barat and W. Lichten: *Phys. Rev.* **A 6**, 211 (1972).
- 25) M. Tsukada, S. Tsuneyuki and N. Shima: *Surf. Sci.* **164**, L 811 (1985).
- 26) 常行真二, 塚田 捷: *日本物理学会誌* **41**, 435 (1986).
- 27) R. Souda, M. Aono, C. Oshima, S. Otani and Y. Ishizawa: *Surf. Sci.* **128**, L 236 (1983).