

航空宇宙技術研究所報告

TECHNICAL REPORT OF NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

TR-761

吸着層をもつ金属表面からの稀ガスの散乱分布特性

恩地 瑛・津田 尚一

1983年5月

航空宇宙技術研究所
NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

吸着層をもつ金属表面からの稀ガスの散乱分布特性*

恩 地 瑛** 津 田 尚 一**

Scattering Distribution Characteristics of Rare Gases Reflected from Metal Surfaces with Adsorbed Gas Molecules

Akira ONJI and Shoichi TSUDA

ABSTRACT

Reflected intensity distributions of neon, argon and krypton from planes of silver, nickel and platinum were measured at incident energies ranging from 0.06 to 3.8 eV. The surfaces of these metals were assumed to be contaminated by adsorbed molecules as no effort had been made to remove them. Lobular patterns were obtained for nickel and platinum planes when the incident energies exceeded 1.0 eV. For silver planes, the distribution pattern was always lobular even when the incident energies were low. For these lobular distributions, the behaviour of two characteristics, $\Delta\theta$, the deviation of the angle of the maximum flux from the specular direction and λ , the width at half-height, was studied and compared with existing results obtained from clean surfaces.

With the presence of adsorbed molecules, distribution profiles compared with those of clean surfaces become broader and the direction of the maximum flux moves towards the surface normal. From precise studies of the characteristics, it could be concluded that, in the scattering, the adsorbed layer works to reduce the incident energies and raise the surface temperature by absorbing the incident energies.

When the incident energies become high, sputtering of adsorbed molecules begins to occur and the measured patterns gradually approach those of clean surfaces.

記 号	ϕ	out of plane における方向角。(度) (図1参照)
E_i 入射気体分子のエネルギー (eV)	θ	in plane における方向角, 入射側を負, 反対側を正にとる。
I 反射分子線の強度 個/cm ² s		
I_0 入射分子線の強度 個/cm ² s		
I_{max} I の最大値		
θ_i 入射角(度), 入射方向の θ の絶対値		
θ_r I_{max} 方向(度)		
λ 分布幅(度)		
$\Delta\theta$ I_{max} 方向と鏡面反射方向とのなす角で鏡面方向より法線側を正とする。(度)		

第一章 まえがき

表面干渉は気体分子と固体分子の衝突する微視的な現象であるからそのメカニズムを知るためには微視的現象の集積として得られる物理量を調べこれを手掛りとして解明してゆく方法がとられる。散乱強度分布が入射条件(入射気体分子のエネルギー E_i , 入射角 θ_i , 入射気体の種類, 表面固体の種類, 表面固体の温度等)によってどのように変化するかを調

* 昭和58年3月10日受付

** 空気力学第一部

べるのはこの意味で重要である。散乱強度分布の形状を特性づける物理量として通常用いられているのは、1) 最大値方向の鏡面反射方向からのずれを示す $\Delta\theta$ および、2) 分布のひろがりの程度を示す λ である。 $\Delta\theta$ は最大値方向が鏡面方向と法線方向の間にあるときに正、鏡面方向よりも更に外側にあるとき負にとる。 $\Delta\theta$ が正のとき subspecular 負のとき supraspecular と呼ぶ。 λ は最大値の両側でその半分の値となる二方向間の角度である。前報告では out of plane における λ の値を採用したが今回は他の結果と比較するため in plane での値を採用した(図 1 参照)。これらの特性量は反射がどの程度鏡面反射あるいは拡散反射からずれているかを示すものであるが、入射条件によるこれらの量の変化を調べることによって衝突のメカニズムを推定し、表面干渉のモデル理論を建設するときの重要な資料となる。表面の不純な吸着物を取除いた清純面に対しては散乱分布の特性を調べるため数多くの実験がなされており、またその結果に基づいたいくつかのモデル理論も提唱されている。

ここで清純面の場合にすでに知られている散乱の性質のうち本報告と関連のあるものについて略述する。入射エネルギーの高低によって散乱は二つの型にわけられており低い領域を熱的散乱、高い領域を構造的散乱と称する。両領域の境界は気体固体の種類や入射角によって多少異なるが、0.4 eV 前後である。熱的散乱領域では、(1) E_i が増せば $\Delta\theta$ も λ もともに減少する。(2) 表面温度が増せば $\Delta\theta$ も λ もともに増大する。(3) 入射気体分子の質量が増せば $\Delta\theta$ も λ も

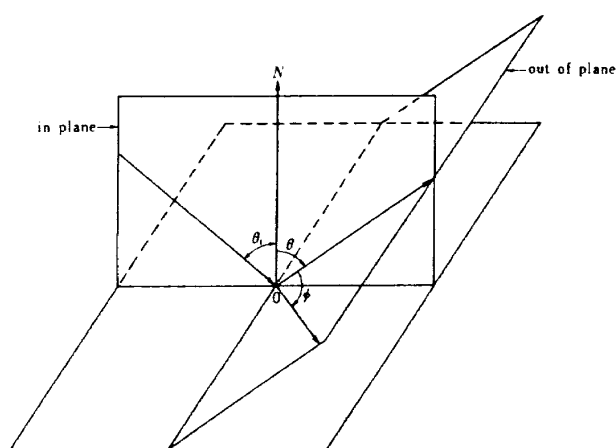


図 1 入射面の座標

ともに増大する。(4) A_g , N_i および P_i 面での A_r の散乱では $\Delta\theta$ も λ もともに N_i が最も小さく以下 A_g , P_i の順になっている。また構造的散乱では E_i の増大にともなって $\Delta\theta$ も λ もともに増加する。その他 θ_i による変化等やや複雑な場合は次章以後その都度触れる。なお上記の性質は気体および固体表面の種類により多少異なることがある。

吸着層をもつ表面での散乱分布の研究が実用上重要であることは先に述べた¹⁾。この場合の分布の特性について清純面の場合と同様な測定を行なって比較すれば吸着層が表面干渉にどのような影響を与えているかを知ることができる。

本報告では吸着層をもつ固体表面での散乱分布をいろいろの入射条件に対して測定しその特性量と入射条件との関係を調べた結果について報告する。

使用した気体は N_2 , A_r および K_r である。これらはいずれも化学的に不活性な単原子気体であるから気体の種類による差異は質量の差異と考えてよい。また清純面における実験において最も多く用いられているので比較に便利である。使用した固体は前回の実験と同様蒸着面を用い、大気にさらしたものをそのまま実験に供し表面処理の手段は講じなかった。ただ表面に吸着する物質の差異によって散乱の様相が変るか否かを調べるため真空槽内に特殊の気体を導入して表面に吸着させ散乱分布の差異を調べる試験は行なった。これについては第四章にのべる。入射角 θ_i の範囲は 20° から 75° までである。入射エネルギー E_i の範囲は気体と固体との組み合わせにより異なり表 1 に示されている。気体の種類によって E_i の範囲が異なるのは分子線装置の性能によるもので、He の添加による加速法をとっているためエネルギーの最高値が気体の質量によって異なるため N_2 は 1.2 eV, A_r は 3.0 eV, また K_r は 3.8 eV まで得られる。最低値は He を添加しない室温の分子線の場合でいずれも 0.06 eV である。 N_i および P_i 面の場合の E_i が 1.0 eV 以上になっているのはこれ以下の入射エネルギーでは分布が拡散型になって方向分布が得られないためである。これに対して A_g 面の場合には常に方向性分布が得られる。表面温度と散乱分布の関係は清純面の場合にはくわしく調べられているが、吸着層をもつ表面の場合表面温度を変

表 1

	A_g	P_i, N_i
N_e	0.06 ~ 1.2 eV	1.0 ~ 1.2 eV
A_r	0.06 ~ 3.0 eV	1.0 ~ 3.0 eV
K_r	0.06 ~ 3.8 eV	1.0 ~ 3.8 eV

えると吸着層そのものを変える可能性があるのですが表面温度は一定(室温)とした。

測定方法は前回の場合全く同じなので省略する。

第二章 実験結果

本章では強度分布の全体の形状が入射条件によってどのように変化をするか傾向的性質についてのべる。分布形状から求めた θ および λ と入射条件との量的な関係については次章で論ずる。いずれの場合も i) E_i による変化, ii) θ_i による変化, iii) 入射気体の種類(質量差)による差異, iv) 表面固体の種類による差異の順でのべる。なお以下たとえば A_r の分子線を A_g 面に入射させる場合 A_r on A_g のように略記する。また強度の最大値を Peak とよぶことにする。

i) E_i による変化

図 2 は A_r on A_g で三つの E_i の値に対する分布形状を示す。入射角は一定 (50°) である。 $E_i = 0.06$ eV は A_r のみの (He 添加なし) 室温分子線の場合である。 θ_r は Peak の方向である。 E_i の増大に伴って分布のひろがりや狭まっていくことと, Peak が右側(鏡面反射方向よりに)移動するのがわかる。また左側(法線方向より)の分布成分の減少が目立つがこれは E_i の増大とともに拡散反射する分子が減少することを示している。また図の分布はすべて Peak が鏡面方向と法線方向の間にあり subspecular となっている。今回の実験ではすべて subspecular で supraspecular は全く現れなかった。図 3 および図 4 はそれぞれ $E_i = 0.06$ eV および $E_i = 2.5$ eV における清純面での測定結果と今回の吸着層をもつ表面での測定結果を比較したものである。²⁾³⁾ 清純面の場合と比較すると吸着層をもつ面ではひろがりも大きく Peak の位置も大きく左にずれている。ただ清純面の場合でも E_i が増大すれば分布幅が減少し Peak の位置も右に移動するのがみられる ($E_i = 2.5$ eV では

supraspecular になっている)。図 5 は N_e on A_g の場合の同様な比較である。 A_r の場合に比較すると分布の幅がせまく Peak の位置も右側に移動しているが清純面と吸着層をもつ面との分布の差異は A_r

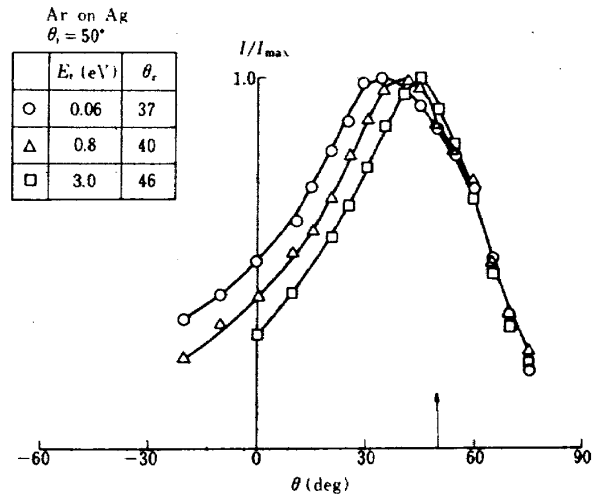


図 2 E_i による分布形状の変化 (A_r on A_g)

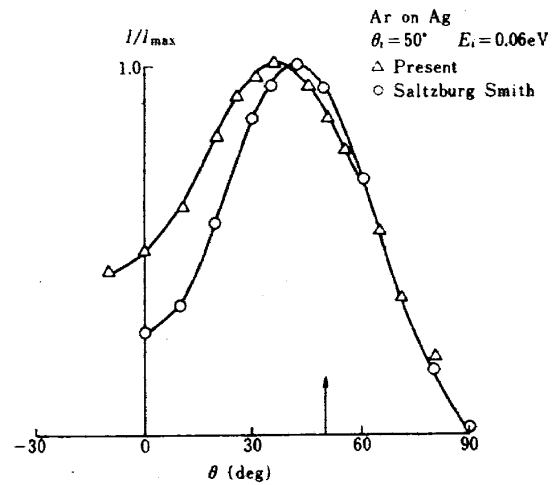


図 3 清純面との比較 (A_r on A_g $E_i = 0.06$ eV)

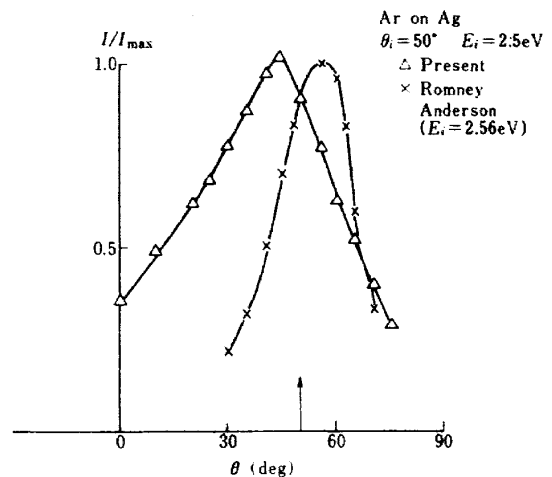


図 4 清純面との比較 (A_r on A_g $E_i = 2.5$ eV)

の場合と同様である。図 3, 図 4 および図 5 から吸着層の存在によって分布の幅がひろがり Peak の位置が左に移動しているが, 清純面における熱的散乱領域では入射エネルギーが減少するかまたは表面温度が上昇したときに分布形状が同様の变化をする。見掛け上吸着層は入射エネルギーを低下させ表面温度を上昇させるのと同じ働きをしている。図 6 は図 2 のそれぞれの分布の Peak の方向を含む out of plane の分布である。in plane の場合と同様に E_i の増大にともなって分布の幅がせまくなっており反射分子が次第に特定の方向に集中してゆくのがわかる。図 7 は K_r on N_i の場合であるが, 図 2 の A_r on A_g の分布と比較すると分布のひろがりが大きく Peak の方向も法線方向に大きくずれている。とくに $E_i = 1.2\text{eV}$ の場合の分布は法線方向附近の成分がかなり大きい。 A_g 面に比較して吸着層の影響が強いことを示している。しかしながら E_i の増大とともに法線方向附近の成分は急激に減少し分布の幅も急激に減少する。また Peak の方向も急激に右に移動する。なお図に示されないが P_i 面の場合も N_i 面と似た変化をみせるが N_i 面の場合ほど急激ではない。これについては次章に詳しく述べる。

ii) θ_i による変化

図 8 は N_e on A_g , $E_i = 1.2\text{eV}$, また図 9 は A_r on P_i , $E_i = 3.0\text{eV}$ の場合の三つの入射角に対する分布を示す。これらの図から θ_i が増大すると分布のひろがりかわづかにせばまること, および Peak の鏡面方向からのずれがわづかに増大するのが認めら

れるがその量的な関係は次章に述べる。

iii) 入射気体の種類による差異

図 10 は A_g 面に $E_i = 1.2\text{eV}$, $\theta_i = 45^\circ$ の三種の気

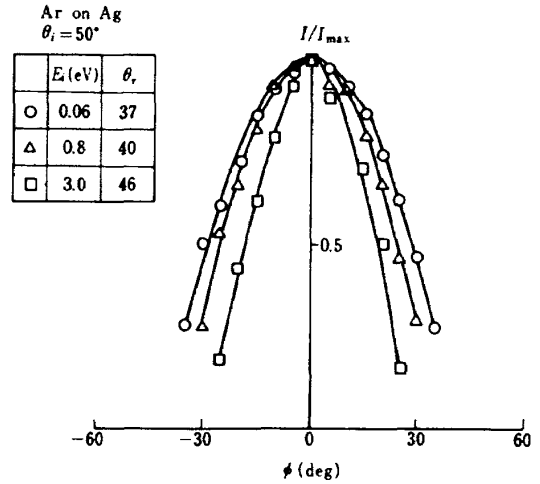


図 6 E_i による分布形状の変化 (A_r on A_g out of plane)

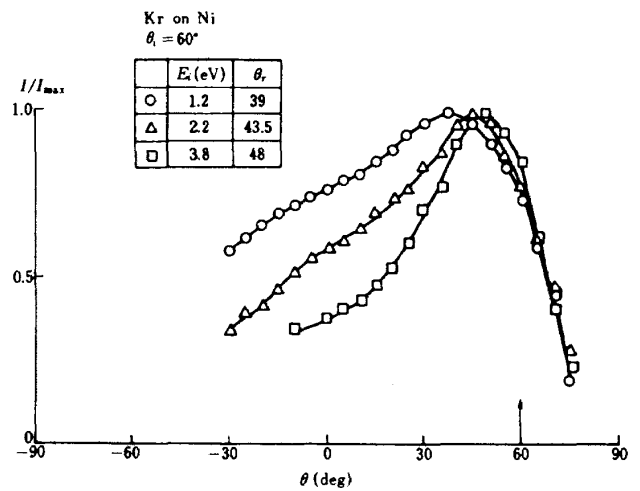


図 7 E_i による分布形状の変化 (K_r on N_i)

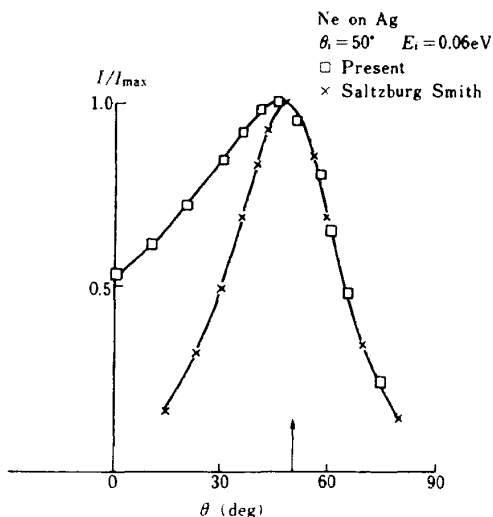


図 5 清純面との比較 (N_e on A_g)

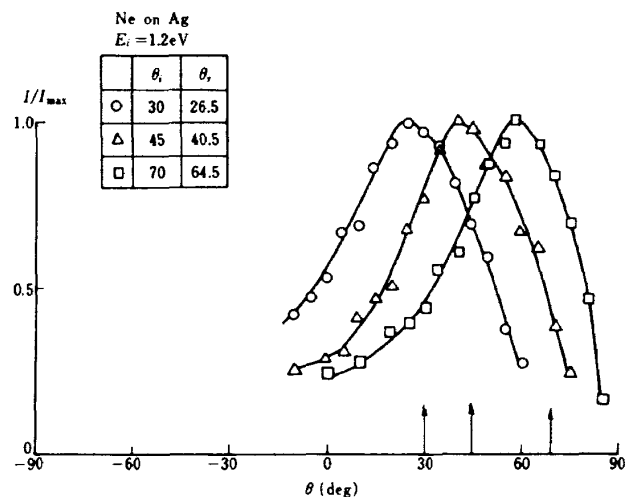


図 8 θ_i による分布形状の変化 (N_e on A_g)

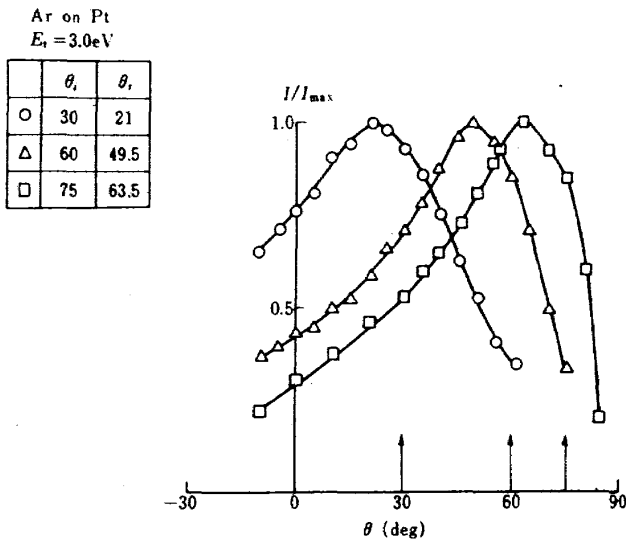


図9 θ_i による分布形状の変化 (N_e on P_f)

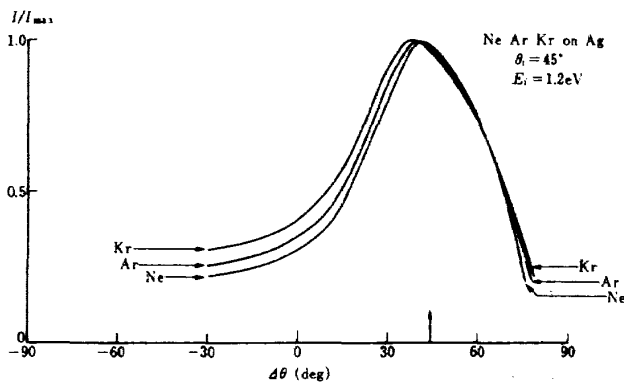


図10 三種の入射気体に対する分布形状の差異 (A_g)

体を入射させた場合の分布であるが実験点から求めた曲線によって示されている。分布のひろがりおよびPeakの方向のずれは K_r が最も大きく以下 A_r, N_e の順になっている。この順は質量の順と一致した清純面の結果とも一致している。図11は N_i 面に $E_i = 1.2\text{eV}$, $\theta_i = 50^\circ$ の三種の気体を入射させた場合である。 A_g 面の場合と比較すると分布のひろがりやPeakのずれはかなり大きいが三種の気体による差異の順は A_g の場合と全く同一である。

iv) 表面固体の種類による差異

図12は $E_i = 3.8\text{eV}$, $\theta_i = 60^\circ$ の K_r 分子線を三種の固体表面に入射させた場合の分布である。分布のひろがりやPeakのずれは P_f 面が最も大きく A_g 面は N_i 面よりわずかに大きい。これは清純面の結果と一致している。Peak方向のずれは P_f 面が最も大きく以下 N_i, A_g の

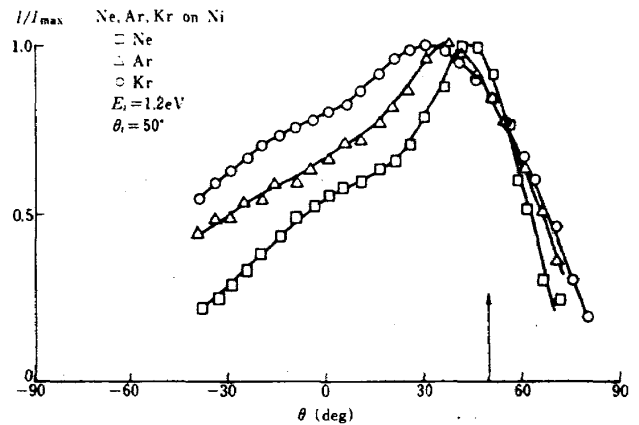


図11 三種の気体に対する分布形状の差異 (N_i)

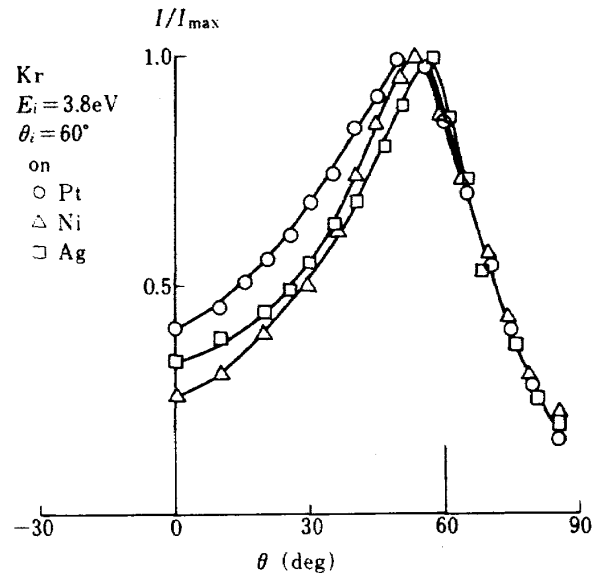


図12 三種の固体表面に対する分布形状の差異 (K_r)

順になっているが、清純面では P_f, A_g, N_i の順であり一致しない。しかしながらさきにふれたように N_i 面および P_f 面は E_i による変化が大きく、 E_i によってこれらの順序も異なってくる。これについては次章に述べる。

第三章 結果の検討

a) $\Delta\theta$ と入射条件との関係

i) E_i による変化

図13, 図14, および15は A_g 面に対する三種の気体の $\Delta\theta$ と E_i の関係である。Miller and Subbarao⁴⁾の清純面での結果も示されている。清純面の場合 $E_i = 0.5\text{eV}$ 程度までは $\Delta\theta$ が急激に減少し多くの場合 supraspecular になるが以後逆転して再び増大す

る。減少している領域が熱的散乱に対応し再び増加している領域が構造的散乱に対応する。今回の実験ではこれらに対応するような変化は認められずすべて E_i とともにゆるやかに減少し鏡面方向に近づく結果になっている。熱的散乱では衝突において表面固体分子間の結合の強さや衝突時の固体分子の位置などは殆んど関係せず固体表面を立方体におきかえたモデルによって現象を説明できる。しかしながら構造的散乱では入射エネルギーが大きいため衝突が固体表面の格子構造とかかわりあうようになる。このため衝突の様相が変化し $\Delta\theta$ および λ の逆転となって現れる。今回の実験でこのような現象がみられなかったのはこの程度の入射エネルギーでは吸着層がエネルギーを吸収するため固体表面に対して構造

的散乱に必要なエネルギーまで到達していないためと考えられる。Knuth 等の 20eV の実験では吸着層をもつ面も清純面も全く同一の分布になっており、高エネルギーの入射分子が表面の吸着物質を叩き出していることを示しているが、今回の実験では未だ清純面の値との間になんかの差があり、叩き出しは一部開始されていると思われるが完全には行なわれていない。

図 16 および図 17 はそれぞれ N_i および P_i 面での $\Delta\theta$ と E_i の関係である。 $\Delta\theta$ は A_g 面の場合と同様に単調に減少しているが変化の割合 ($\frac{\partial(\Delta\theta)}{\partial E_i}$) はかなり急激になっている。とくに N_i 面ではいちじるしく P_i 面の場合と比較すると 1.2eV では N_i 面の方

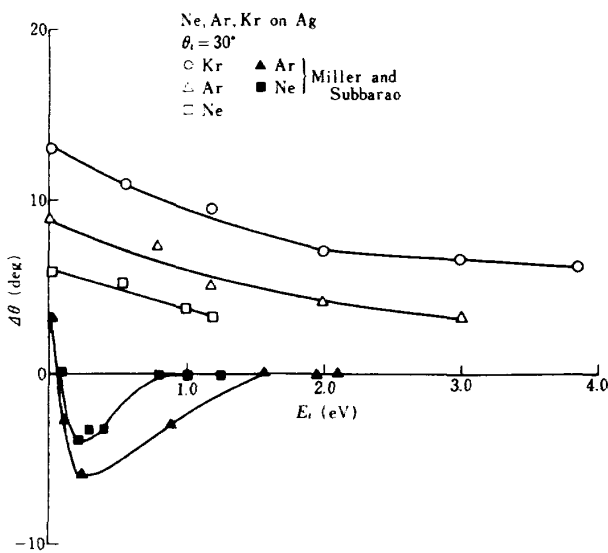


図 13 $\Delta\theta$ と E_i の関係 (A_g $\theta_i = 30^\circ$)

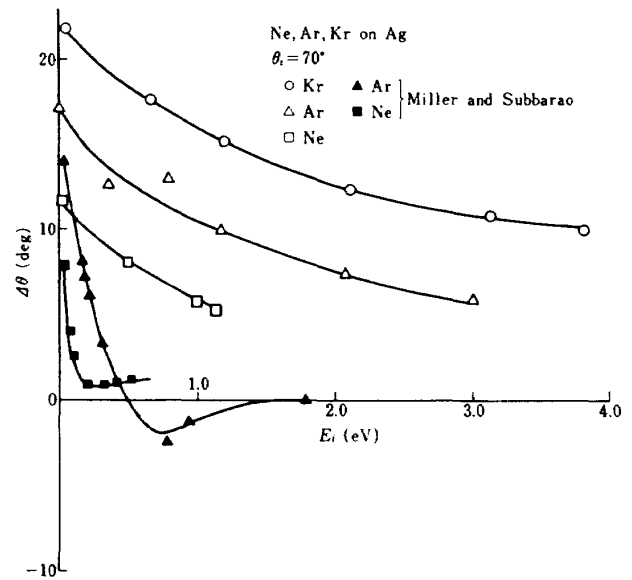


図 15 $\Delta\theta$ と E_i の関係 (A_g $\theta_i = 70^\circ$)

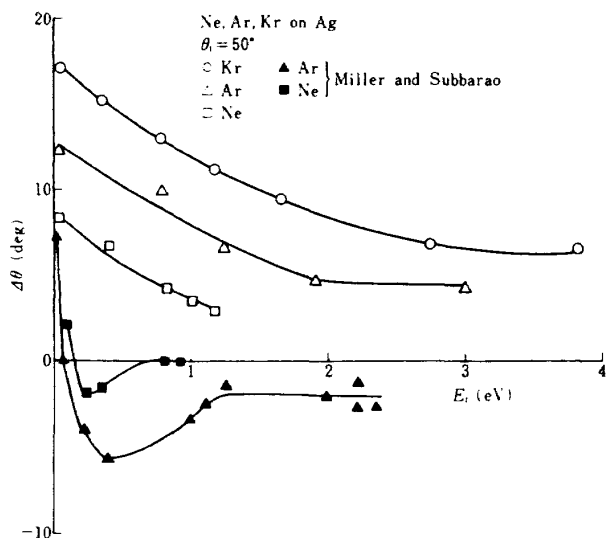


図 14 $\Delta\theta$ と E_i の関係 (A_g $\theta_i = 50^\circ$)

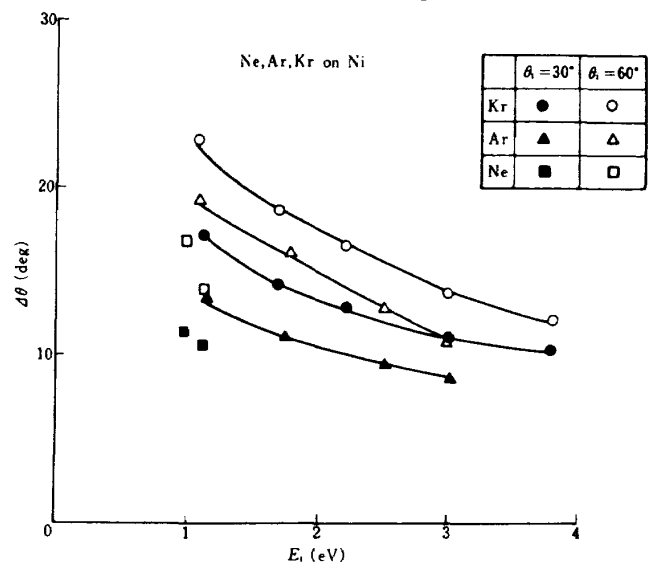


図 16 $\Delta\theta$ と E_i の関係 (N_i)

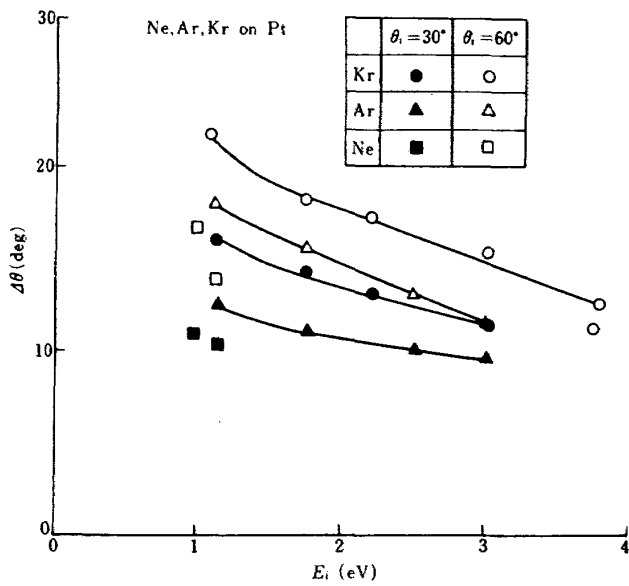


図 17 $\Delta\theta$ と E_i の関係 (P_i)

が $\Delta\theta$ の値が大きいが 3.0eV では逆に小さくなっている (図 22)。

ii) θ_i による変化

図 18 は A_r on A_g の $\Delta\theta$ と θ_i の関係である。 E_i が低いときには $\Delta\theta$ は θ_i とともに単調に減少するが E_i の増大とともに増加の割合 ($\frac{\partial(\Delta\theta)}{\partial\theta_i}$) はゆるやかにになっている。 $E_i = 2.0\text{eV}$ を越えるとはじめわずかに減少し 45° 附近から増加する。 Saltzburg & Smith の清純面での実験²⁾ では $E_i = 0.06\text{eV}$ の場合は θ_i とともに単調に増加するが $E_i = 0.15\text{eV}$ および 0.31eV の場合ははじめ減少して supraspecular となり θ_i が $30^\circ \sim 45^\circ$ の附近で最少となり以後増加している。この現象は立方体モデルによって説明できる熱的散乱領域に属するものであるが、今回の結果でも E_i および $\Delta\theta$ の大きさの程度は異なるが似た現象がみられるのは興味がある。図 19 は N_e on A_g および K_r on A_g における同様な関係であるが、 E_i の増大とともに傾斜 $\frac{\partial(\Delta\theta)}{\partial\theta_i}$ は減少するが A_r の場合のような $\Delta\theta$ そのものの減少は認められなかった。

図 20 および図 21 はそれぞれ N_i 面および P_i 面での同様な変化であるが θ_i の増加にともなって $\Delta\theta$ が増大することは同様であるが E_i の増大による $\frac{\partial(\Delta\theta)}{\partial\theta_i}$ の減少は A_g 面の場合ほど顕著ではない。

iii) $\Delta\theta$ の気体の種類による差異

図 13 から図 21 までに示されるようにすべての

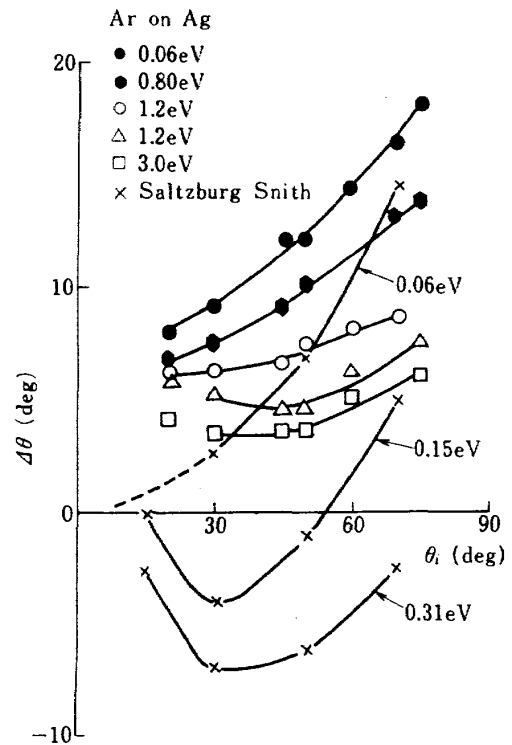


図 18 $\Delta\theta$ と θ_i の関係 (A_r on A_g)

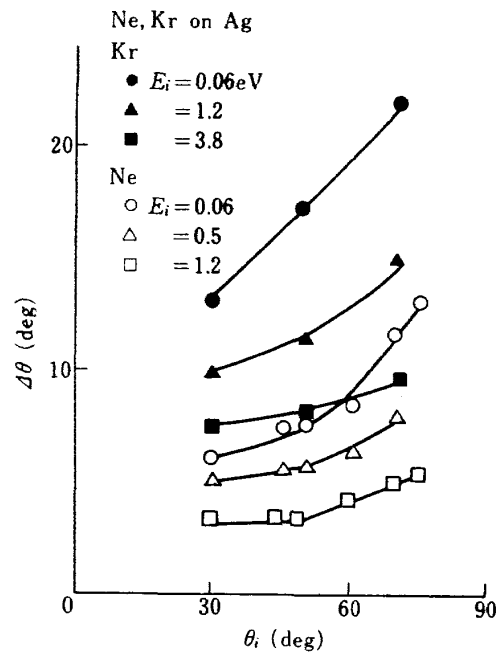
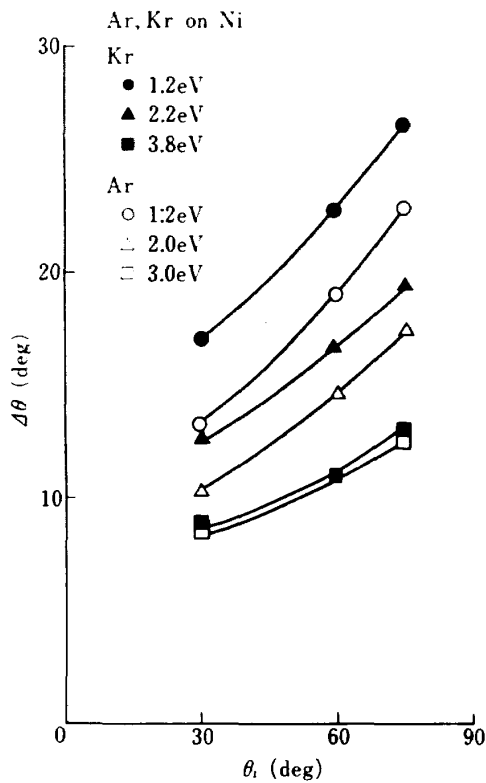
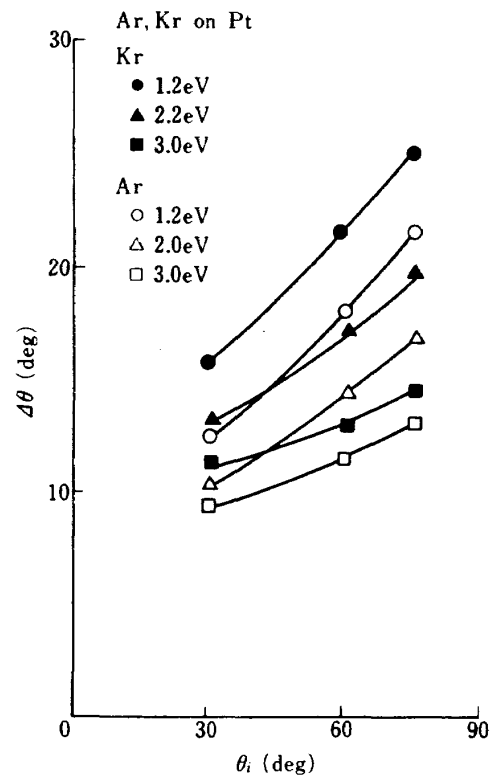


図 19 $\Delta\theta$ と θ_i の関係 (N_e, K_r on A_g)

表面、 E_i および θ_i の全範囲において常に K_r が最も大きく、以下 A_r, N_e の順となっている。この順序は清純面の場合と全く同様である。

iv) $\Delta\theta$ の表面の種類による差異

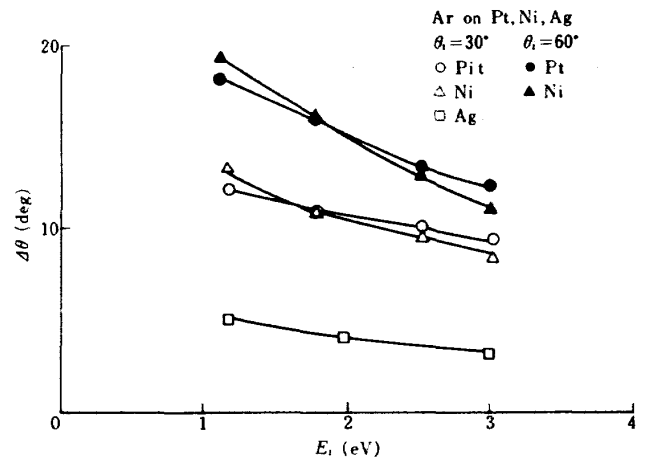
図 22 は A_r の場合の三種の表面に対する $\Delta\theta$ と E_i の関係であるが A_g 面に比較して N_i および P_i 面では $\Delta\theta$ がかなり大きく N_i と P_i との差は比較的小さい。

図 20 $\Delta\theta$ と θ_i の関係 (A_r , K_r on N_i)図 21 $\Delta\theta$ と θ_i の関係 (K_r , A_r on P_t)

しかしながら N_i 面の方が P_t 面よりも $\left| \frac{\partial(\Delta\theta)}{\partial E_i} \right|$ が大きく $E_i = 1.2 \text{ eV}$ と $E_i = 3.0 \text{ eV}$ では $\Delta\theta$ の大小関係が逆転しているのがわかる。清純面での実験によれば $\Delta\theta$ の大きさは P_t , A_g , N_i の順になっているが, N_i 面での $\Delta\theta$ の急激な減少は E_i の増大とともに清純面の散乱に徐々に近づいていることを示している (未だ A_g 面の値よりも大きい)。

b) λ と入射条件との関係

前回の報告では out of plane の分布幅 λ_0 を用いたが, 今回は清純面での既存の結果と比較するため in plane の分布幅 λ を用いた。しかしながら今回の実験のように分布のひろがり大きいときには λ を決定できない場合が生ずる。第二章に示した分布形状の図にみられるように左側 (法線側) にかかなり広範囲に強度が分布している。ことに E_i が低い場合の N_i 面および P_t 面でこの傾向が著しい。このため入射角が小さいときには左側の $\frac{1}{2} I_{max}$ となる方向が分子線の入射方向と重なり (あるいはこれよりもさらに左に達し) 測定不能となる (分子線入射方向から 10° 以内は測定不能)。この場合には λ を決定することができないから入射角はすべて 50° 以上

図 22 三種の固体表面に対する $\Delta\theta$ と E_i の関係 (A_r)

また P_t および N_i 面ではさらに $E_i = 2.2 \text{ eV}$ 以上の場合について論ずる。

i) λ の E_i による変化

図 23 は A_r on A_g , $\theta_i = 50^\circ$ および 70° の場合で Miller and Subbarao の清純面の結果と比較して示されている。清純面で $\theta_i = 30^\circ$ および 50° の場合 λ の値に逆転がみられるがこれは熱的散乱から構造的散乱の移行に対応するものである。吸着層をもつ場合にはこのような逆転は認められず単調に減少して

いる。図 24 は N_e on A_g の場合で 0.06 eV から 1.2 eV までの範囲をくわしく調べたが A_r の場合同様単調に減少するのみであった。図 25 は P_i および N_i 面での λ と E_i の関係であるが E_i の増大にともなう λ の減少の割合 ($\frac{\partial \lambda}{\partial E_i}$) は A_g 面の値よりかなり大きく、とくに N_i 面では減少は急激で K_r , $E_i = 3.8$ eV の λ の値は、 P_i 面のみでなく対応する A_g 面の λ の値よりも小さくなっている。この λ の大きさの順序は清純面の結果と同じになっている。

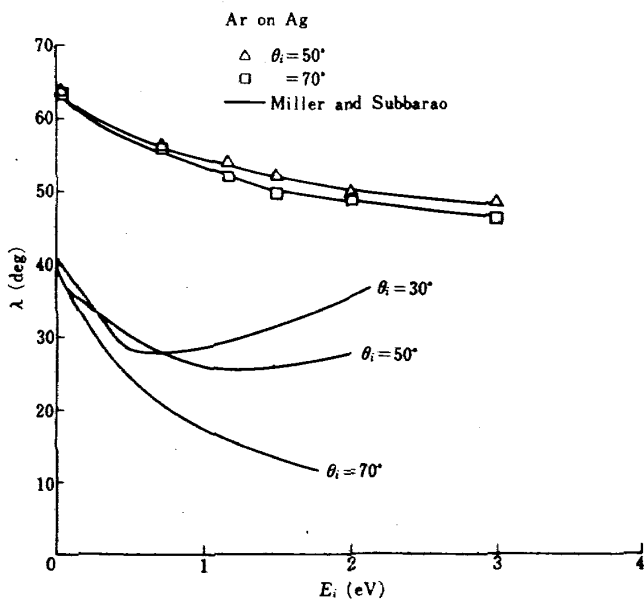


図 23 λ と E_i の関係 (A_r on A_g)

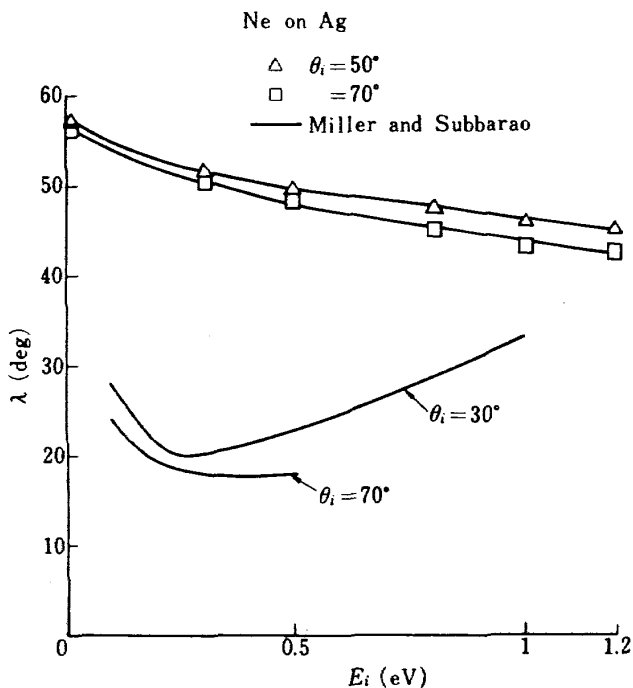


図 24 λ と E_i の関係 (N_e on A_g)

ii) θ_i による変化

λ の求められる範囲が限定されるのでくわしく調べることができなかった。図 24 および図 25 にみられるように $\theta_i = 50^\circ$ と 70° の比較では $\theta_i = 50^\circ$ の方が λ がやや大きい。Miller and Subbarao の実験曲線もこれと同じ順序になっている。この関係は N_i および P_i 面でも同じである。

iii) 気体の種類による差異

図 26 は A_g 面に対する三種の気体の λ と E_i の関係をまとめたものである。 K_r の場合が最も大きく以下 A_r , N_e の順になっており清純面の場合と変わらない。また $\frac{\partial \lambda}{\partial E_i}$ も三種の気体に特別な差異は認められない。また N_i および P_i 面についても図 26 (a), (b) にみられるように同様な関係が保たれている。

iv) 表面固体の種類による差異

先にもふれたように図 26 において $E_i = 2.2$ eV で

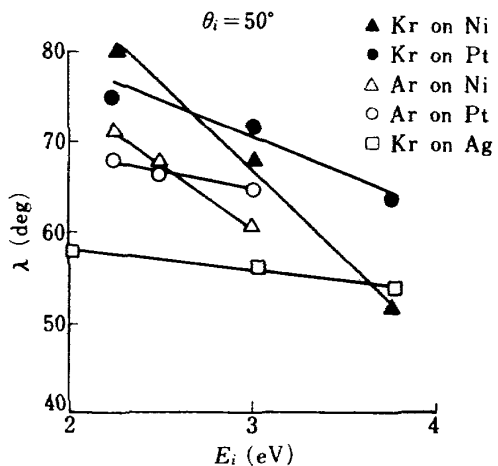
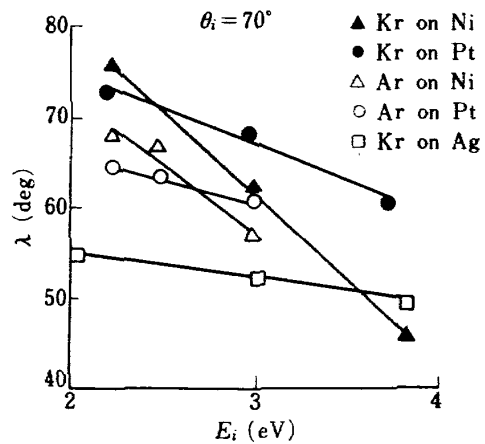


図 25 三種の固体表面に対する λ と E_i の関係
a) $\theta_i = 70^\circ$ b) $\theta_i = 50^\circ$

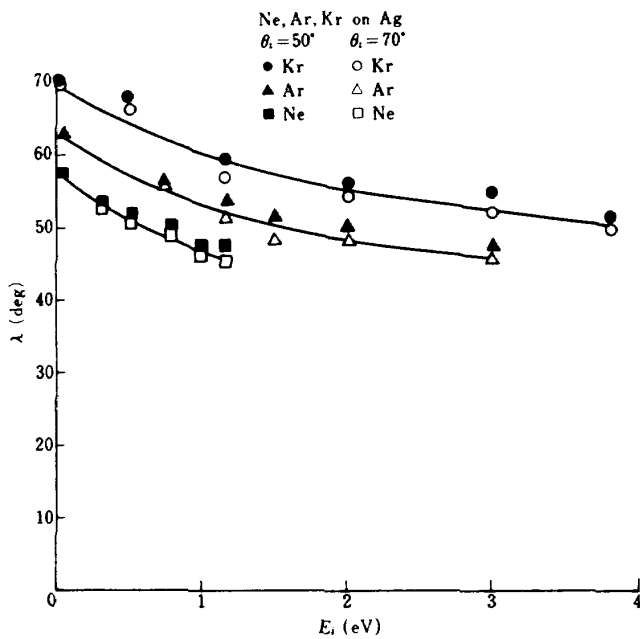


図 26 三種の入射気体に対する λ と E_i の関係 (A_g)

は λ の大きさの順は N_i , P_i , A_g となっているが, 3.8eV では P_i , A_g , N_i となっている。これは清純面における順と全く同じである。

第四章 吸着物質について

今回の実験に使用した表面はすべて大気にさらしたものをそのまま真空槽内に入れてだけで表面処理の手段は全くなされなかった。また表面分析計等の表面解析の手段がないため, どのような物質が吸着しているのかは全くわかっていない。ただ同一の実験を数回くりかえし行なって再現性が十分よいことをたしかめたにすぎない。表面に吸着する物質が異なれば散乱の様相も変化する可能性がある。一例としてタングステンの表面にポタシウムが吸着すると適応係数が大きく変化することが知られている⁶⁾。ただこの場合は化学吸着とよばれるもので表面格子の状態まで変化した場合である。

吸着層を構成する物質が変わるとき散乱分布も変化するか否かを調べるために次のような試験を行なった。固体表面を真空槽内(圧力 10^{-8} Torr 程度)で約一時間 800°C まで加熱してガス出しを行なった後, 真空槽内に特別の気体を導入し圧力約 3×10^{-7} Torr の下で約 30 分間放置した。導入した気体は N_2 , He , H_2O , CO_2 および O_2 で吸着の可能性のあるもの

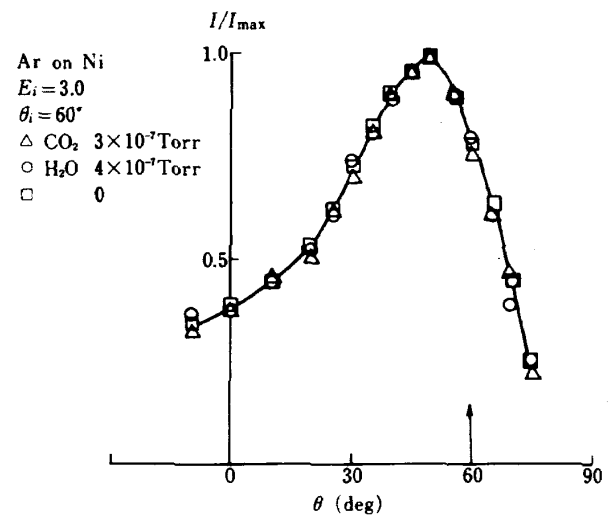


図 27 H_2O , CO_2 にさらした表面の散乱分布

よび吸着しやすいものを選んだ。この方法によって表面の吸着物質を変えてから今までと同様の実験を行なってそれぞれの結果を比較してみた。図 27 はその一例で N_i 面の場合である。□印は大気にさらしたまま何等の処理もなされない場合である。 CO_2 および H_2O を導入した場合の分布形状との間に差異は認められない。現在までの試験では O_2 以外の気体を導入しても散乱分布に変化は認められていない。散乱分布形状が変わらないことは吸着層が散乱に与える影響が変わらないことを意味する。 O_2 を導入した場合には多少変化がみられるがこれについてはさらに実験を続行中である。未だ断定はできないが O_2 の吸着エネルギーが他の気体に比較してかなり大きく固体との結合が強く表面格子の性質まで変わってくるためではないかと考えている。一方 CO_2 , H_2O 等の吸着は結合が弱い物理吸着で, ある程度は自由に入射エネルギーを吸収しやすい状態にある。このような吸着の場合には吸着物質が変わっても散乱に与える影響はあまり変わらないと考えられる。

第五章 むすび

吸着層が存在する場合の散乱分布の性質を清純面の結果と比較しながら調べた。一般に E_i , θ_i および入射気体の質量差による分布形状の変化は, 清純面の場合の熱的散乱領域での性質とほぼ同一の傾向をもっている。ただ清純面の場合に比較すると θ および λ の値はかなり大きい。吸着層の存在により散

乱分布はより幅がひろくなり、また最大強度の方向も垂直方向に移動する。固体表面の種類による差異は E_i が低い場合は清純面の場合と一致しないが E_i の増大とともに次第にそれに近づいてゆく。

A_g 面の場合には常に方向性分布をもつので低エネルギーからくわしく調べたが熱的散乱から構造的散乱に移行するような現象は認められなかった。実験範囲内では $\Delta\theta$ も λ もともに単調でゆるやかに減少する。 $\Delta\theta$ の θ_i による変化に極小値が存在するのは清純面において E_i が低いときにみられる現象であるが、これが比較的高い E_i の値で見出されたのは興味深い。清純面において E_i が減少するかあるいは固体表面の温度が上昇すると分布の幅が広がりPeakも垂直方向に移動するから、吸着層の存在はみかけ上 E_i を減少させ表面温度を上昇させたのと同様の働きをしている。もちろん実際の衝突のメカニズムは複雑であるが模型的には吸着層が入射気体分子のエネルギーの一部を吸収し、これにともなって表面温度が上昇した状態で散乱が行なわれたと考えることは可能である。

P_i および N_i 面の場合には吸着層の影響が強く低エネルギーでは拡散反射になるが $E_i=1\text{eV}$ 程度でも $\Delta\theta$ や λ の値は A_g に比較するとかなり大きい。しかしながら E_i が増大するとこれらの特性量は急激に減少する。とくに K_r , $E_i=3.8\text{eV}$ での N_i 面に対する λ の値は対応する A_g 面の値よりも小さく清純面の場合の大きさの順序と同じになっている。Liu, Rodger and Knuthの実験⁷⁾では吸着層をもつ A_g 面に A_r 分子線を入射させた後にHeの散乱分布を測定し、 A_r 分子線のエネルギーが1~2eVを越えるとHeの散乱分布の幅が急激に減少することを報告している。これは A_r 分子線による表面吸着分子の叩き出しが開始されるためである。これと先にのべたKnuthの実験⁵⁾(20eVでは清純面も吸着層をもつ面も同一散乱分布になる)を併せ考えるとき E_i および N_i 面での急激な変化は一部吸着分子の叩き出しが開始されたためと考えられる。

構造的散乱が認められなかったのは、入射エネルギーが一部吸着層に吸収されるため構造的散乱を生ずるにはより高い入射エネルギーが必要なことおよびこのような高い入射エネルギーでは叩き出しによる影響が強く $\Delta\theta$ および λ は単調に減少するためと考えられる。

参 考 文 献

- 1) 恩地 瑛、津田尚一；吸着層をもつ金属表面での稀ガスの散乱、航技研報告 TR-723 (1982)
- 2) H.Saltzburg & J.N.Smith, Jr. ; Molecular Beam Scattering from the (111) Plane of Silver, J.Chem. Phys. Vol.45, No.6 (1966)
- 3) M.J.Romney & J.B.Anderson ; Scattering of 0.05-5-eV Argon from the (111) Plane of Silver, J.Chem. Phys. Vol.51, No.6 (1969)
- 4) D.R.Miller & R.B.Subbarao ; Scattering of 0.06-2.5-eV Neon and Argon Atoms from Silver (111) Crystal. J.Chem. Phys. Vol.52, No.1 (1970)
- 5) W.Hays, W.Rodgers & E.Knuth ; Scattering of Argon Beams with Incident Energies up to 20 eV from a (111) Silver Plane, J. Chem. Phys. Vol.56, No.4 (1972)
- 6) R.E.Stickney ; Qualitative Considerations of Energy Accommodation for Clean Surfaces and Adsorbed Monolayers, Proc. 4th Intern. Symp. Rarefied Gas Dynamics (1964)
- 7) S.M.Liu, W.E.Rodgers & E.L.Knuth ; Interactions of Hyperthermal Atomic Beams with Solid Surfaces, J.Chem. Phys. Vol.61, No.3 (1974)

航空宇宙技術研究所報告761号

昭和58年5月発行

発行所 航空宇宙技術研究所
東京都調布市深大寺町1880
電話武蔵野三鷹(0422)47-5911(大代表)〒182
印刷所 株式会社三興印刷
東京都新宿区信濃町12三河ビル
