

モリブデン(110)面から散乱した低速電子線 エネルギー損失の微細構造

Fine Structure in Energy Loss Spectra of Slow Electrons Scattered from Molybdenum (110) Surface

三浦忠男*・辻泰*
Tadao MIURA and Yutaka TUZI

固体表面を電子衝撃する場合に、放出される二次電子は、その性質により二種類に分けられる。一方は、一次電子の加速エネルギーとは、独立なエネルギーを有する電子で、その大部分は真性二次電子と呼ばれる。真性二次電子のエネルギー分布は数 eV に最大を有し、高エネルギー側へ緩い傾斜をもって拡がっている。物質固有のエネルギーを有するオージェ電子は、この傾斜上に出現する^{1~5)}。他方は、弾性散乱電子、および固体内でエネルギー損失を受け、弾性散乱電子から一定のエネルギー差を有する電子である。エネルギー損失はプラズマ振動の励起、内殻準位のイオン化、バンド間遷移の励起などによって生ずる^{4~7)}。これらのうち、エネルギー分布曲線に顕著に現われるものは、プラズマ振動の励起による損失ピークで、体積プラズマ損失と表面プラズマ損失によるピークが観測される。

二次電子の測定は、オージェ電子分析に関連しては、加速電圧 1~2kV の電子衝撃によって行なわれているが^{1~7)}、一次電子の加速電圧を低くしてゆくと、内殻準位はイオン化されぬようになり、したがって内殻準位の関与するオージェ電子は発生しなくなる。この場合の二次電子エネルギー分布は、真性二次電子ピークの高エネルギー側の緩い傾斜上に、浅い準位のみが関与するオージェ電子ピーク、プラズマ損失ピークが現われ、弾性散乱電子ピークと共に観測される。

筆者らは、加速電圧 30~50V の一次電子で、原子的に清浄なモリブデン(110)面を衝撃し、その場合の二次電子エネルギー分布を測定したが、分析器の分解能を上げると、プラズマ損失ピークの位置に微細構造が出現することを観測した。

1. 実験装置と測定方法

使用した装置は、4枚グリッド阻止電位型の LEED-AES 装置である⁸⁾。グリッド系は半球状で、試料は、その中心に置かれ、電子線はおよそ垂直入射である。試料から放出される二次電子の検出立体角は、 $\pi \sim 2\pi$ である。

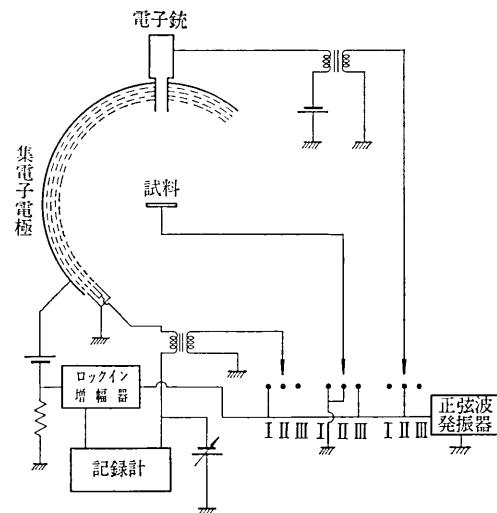


図1 変調方式(I, II, III)の説明図

二次電子の測定においては、一般に、エネルギー分布 $N(E)$ およびその微分形 dN/dE (慣習的にエネルギースペクトルといわれる) を求める。そのため、阻止電位型分析器では、阻止電圧に正弦波電圧を重畠し、集電子電極に到達する電流を変調する。そして、ロックイン増幅器により、変調周波数と同一周波数成分、および第2高調波成分を検出すれば、それぞれ $N(E)$ 、 dN/dE を得ることができる。ところが、この変調方式を以下のように変えると、前述の二種類の二次電子を分けて測定することが可能となる⁹⁾。図1には三種類の変調方式を示してある。Iは通常の方式である。IIは一次電子の加速電圧を変調し、阻止電圧を非変調とした場合で、弾性散乱ピークとそれに伴なうエネルギー損失ピークのみが変調を受け、検出される。IIIは一次電子の加速電圧を変調し、阻止電圧を非変調とした場合で、一次電子エネルギーに無関係なエネルギーを持つ二次電子のみが変調を受け、検出される。このように変調方式を変えて二次電子を検出することは、出現するピークの性質を知るのに有効である。

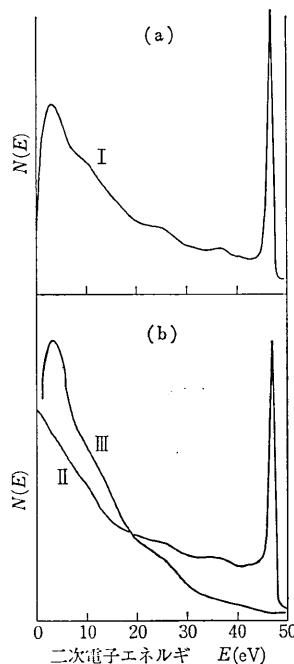
この実験ではエネルギー分析器の分解能を高めるため、変調電圧として $N(E)$ の場合には 0.1 Vr.m.s., dN/dE の場合には 0.5 Vr.m.s. を印加した。その結果、エネル

* 東京大学生産技術研究所 第1部

研究速報

ギ分布曲線で、加速電圧 30V の弾性散乱電子ピークの半値幅が 1V であった。また、エネルギースペクトルでは、ピークの最大値と最小値の間のエネルギー差が、同じく 1V であった。それ故、測定したエネルギー領域では、分解能は 1V 以下と考えてよいであろう。変調周波数は 600Hz を使用した。一次電子の加速電圧は 30~50V、試料電流は約 1μA で測定した。電子線の拡がりは 2 mmφ 弱であったから、電流密度は約 30 μA/cm² である。

2. 実験結果



低速電子線による二次電子のエネルギー分布の一例として、加速電圧 50V の電子線でモリブデン(110)面を衝撃した場合の結果を図 2 に示す。(a)は通常の方式、I の場合の結果で、II, III の変調方式を用いた場合には、(b)に示すようなエネルギー分布が得られた。弾性散乱電子ピークから 11V, 22V の位置に表面および体積プラズマ損失ピークが現われている。弾性散乱電子ピークの位置が 50V からずれているのは、電子銃の陰極と阻止電極電位の仕事関数の差によるものと考えられる。図 2 のエネルギー分布が得られた表面には、オージェ電子分析によれば炭素が残存し、表面は清浄ではない。

上記の表面を低圧の酸素と水素によって処理し、オージェ電子分析によって表面不純物がほとんど存在しないことが確認され、LEED によって固体の周期から予想される回折图形が得られて、表面の結晶性が十分良いことが確認される状態(原子的清浄表面)になると⁹⁾、

プラズマ損失ピークに重畠して、微細構造が観測されるようになる。この原子的に清浄なモリブデン(110)面を、 1×10^{-10} Torr の超高真空中で、加速電圧 30V の電子線で衝撃した場合のエネルギー分布とエネルギースペクトルを図 3 に示してある。I, II, III は図 1 に示してある変調

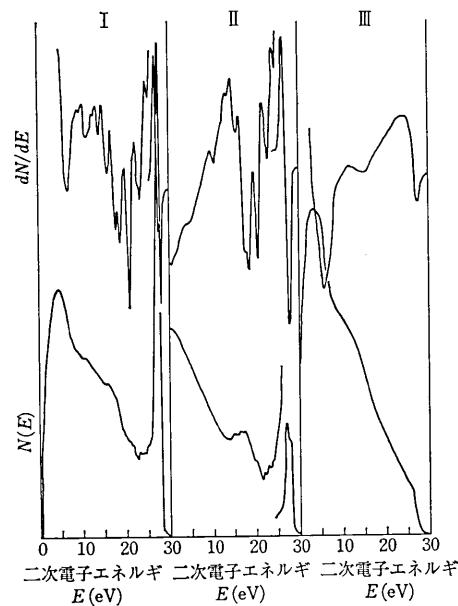


図 3 原子的に清浄なモリブデン(110)面からの二次電子エネルギー分布およびエネルギースペクトル。一次電子加速電圧 30V。I, II, III は変調方式を示す。

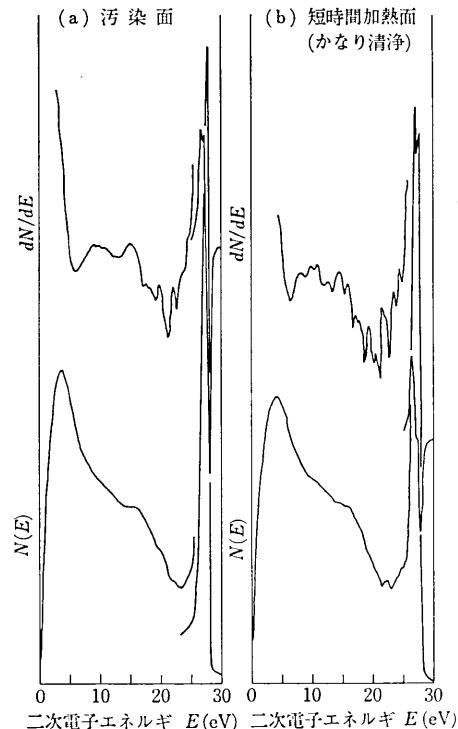


図 4 汚染面および短時間加熱したモリブデン(110)面からの二次電子エネルギー分布およびエネルギースペクトル。一次電子加速電圧: 30V。

方式(前述)に対応しており、III の変調方式では微細構造が現われていない。また、微細構造は、一次電子の加

速電圧を変えた場合には、弾性散乱電子ピークとの間隔を一定に保ちながら移動した。したがって、微細構造はエネルギー損失ピークと考えられる。

微細構造の出現は、表面の清浄度に関連がある。図4はその結果を示すもので、(a)は 10^{-10} Torrの超高真空中に半日ほど放置した汚染面における、二次電子エネルギー分布およびエネルギースペクトルである。(b)は、(a)の表面を約1200°Cで数秒間加熱し、吸着気体を脱離させた後の結果である。微細構造は清浄表面の方が顕著で、残留気体の吸着がある場合には不明瞭となることがわかる。また、結果を示してはいないが、結晶を 1×10^{-6} Torrの酸素雰囲気中で500°Cに加熱し、表面を酸化させた場合には、微細構造は極めて不明瞭となった。この表面のLEEDによる回折图形は表面の結晶性がよくなっていることを示していた。

図5は単結晶の支持に使用している、多結晶モリブデン板から放出された、二次電子の測定結果である。図4(a)と同様な程度に残留気体が吸着している汚染面(図5(a))でも、吸着気体を加熱脱離させた面(図5(b))でも、微細構造はほとんど現われなかった。すなわち、微細構造は結晶性のよい清浄な単結晶表面においてのみ出現するといえる。

条件をととのえさえすれば、微細構造は再現性良く現われた。また、微細構造のピークの大きさ、形状は各測定毎に必ずしも一致しないが、エネルギー値についてはかなり再現性がみられ、吸着気体が存在する面(図4(a))と清浄面の間でも、よく一致している。エネルギー値をまとめると、表1に示すようになる。値の不一致は、分解能が1V程度であることを考慮するならば、実験誤差の範囲内と考えてよいであろう。

3. 検討

二次電子のエネルギー損失ピークに微細構造が現われるという現象は、今までほとんど報告されていない。

したがって、実験の初期段階においては、この構造が本質的なものか、あるいは分析器に起因する測定誤差的なものであるかを慎重に判定する必要があった。しかし、微細構造が、単結晶試料の表面汚染により消失する点、多結晶表面では観測できない点、エネルギー損失ピークを

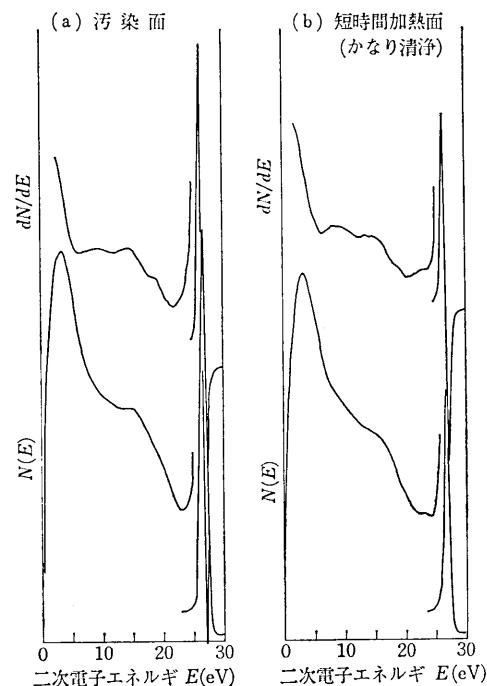


図5 多結晶モリブデンからの二次電子エネルギー分布およびエネルギースペクトル。加速電圧: 30V。

検出する変調法では明瞭に観測できるが、固体固有のエネルギーを持つピークのみを検出する変調法では観測にかかる点などから、その存在に確信を持てるようになった。

微細構造の発生機構については、明らかにするには至っていないが、以下のような可能性が考えられる。(1) プラズマ損失に微細構造がある。この考えはプラズマ損失ピークに重畠して、微細構造が存在するという事実に基づいている。プラズマ損失の値は散乱角に依存するため¹⁰⁾、僅かづつ異なるエネルギーを持つ電子が検出立体角の範囲に含まれており、分解能を上げることによって、微細構造として検出されるという考え方である。(2) 値電子帯が関与するバンド間遷移によるエネルギー損失ピーク。この場合には価電子帯の状態密度が反映していることが予想されるが、実際の微細構造のピークは10個以上あるので、状態密度の反映のしかたは複雑であろう。(3) 価電子帯内のバンド内遷移によるエネルギー損失ピー

表1 微細構造のエネルギー損失値

| エネルギー損失値* (eV) | | | | | | | | | | |
|----------------|-----|-----|-----|-----|-----|------|------|------|------|------|
| 図3 I | 3 | 4.5 | 5.5 | 7 | 9.2 | 10.2 | 12 | 14 | 15.3 | 17 |
| | II | 3 | 4.8 | 5.3 | 7.2 | 9.4 | 10.1 | 12 | 14.2 | 15.5 |
| 図4(a) | 3.2 | 4 | 5.3 | 7 | 7.5 | 9 | 10 | 11 | 15 | 15.8 |
| | (b) | 3 | 4 | 5.2 | 6.8 | 7.7 | 9.2 | 10.3 | 11.2 | 12.5 |
| | | | | | | | | | | |
| | | | | | | | | | | 17.7 |
| | | | | | | | | | | 19 |

* エネルギースペクトル ($dN/dE \sim E$ 曲線) で測定

研究速報

久。この可能性は、微細構造のエネルギー間隔が1~2eVであるところから考えられる。(4)結晶表面における二次元的周期性に起因する何らかのエネルギー損失、微細構造が結晶性の秀れた表面でのみ観測され、多結晶表面では観測されないという事実は、(1), (2), (3)の可能性では説明することが困難である。しかし、現在のことろ(4)に関しても、これ以上には議論をすすめるに至っていない。

(1972年7月28日受理)

参考文献

- 1) P.W. Palmberg: J. appl. Phys. 38 (1967) 2137

- 2) J.J. Lander: Phys. Rev. 91 (1953) 1382
- 3) G.A. Harrower: Phys. Rev. 102 (1956) 340
- 4) L.N. Tharp and E.J. Scheibner: J. appl. Phys. 38 (1967) 3320
- 5) L.A. Harris: J. appl. Phys. 39 (1968) 1419
- 6) H.E. Bishop and J.C. Rivière: Surface Sci. 24 (1971) 1
- 7) R.L. Gerlach, J.E. Houston and R.L. Park: Appl. Phys. Letters. 16 (1970) 179
- 8) 三浦忠男, 浅尾薰, 辻泰: 生産研究 23 (1971) 226
- 9) 三浦忠男, 辻泰: 真空, 投稿中。
- 10) H. Raether: Springer Tracts in Modern Physics, Vol. 38 (Springer-Verlag, Berlin, 1965) p. 84