

解 説

クラスタービームと固体との相互作用

富田成夫

筑波大学数理物質系理工学域 〒305-8573 茨城県つくば市天王台 1-1-1

tomita@bk.tsukuba.ac.jp

平成 25 年 3 月 15 日原稿受付

高速クラスターを固体表面に入射した際、ごく近接した位置にほぼ同時刻に複数の原子が入射することによって種々の観測量に単原子入射の場合との相違が現れる。これを総じてクラスター効果という。クラスター効果は阻止能、スパッタリング収量、2次電子収量、半導体検出器の波高欠損などいろいろなところで表れるが、本解説では高速クラスター照射における固体内電子の応答に注目し、筑波大学での実験結果を中心に平衡電荷、阻止能、2次電子収量、コンボイ電子収量におけるクラスター効果について述べる。

1. はじめに

ボア速度と同程度かそれ以上の速度を持つ分子イオン、いわゆる高速クラスターイオンが固体表面に入射すると、クラスターを構成している原子は入射直後に電離によって分離され、個々のイオンとして固体内を進行する。これらのイオンの持つ電荷は固体内での電離と電子捕獲により、固体中を進むにつれて平衡電荷へと近づき、個々のイオン間の距離はクーロン反発によって大きくなる。固体に入射してから十分に浅い深さでは、クラスターとして同時に入射した個々のイオン間の距離は短く、(個々のイオンによる寄与に分けて扱うのこのできない)複数のイオンによる影響が種々の観測量に現れることが考えられる。このような、クラスター照射の場合にあらわれる特有の現象を総じてクラスター効果という。

クラスター効果のうちクラスターサイズの最も小さい場合は2原子分子の場合であり、最初の報告は1974年のBrandtら[1]による。Brandtらは100 keV/uの H^+ 、 H_2^+ 、および H_3^+ を炭素薄膜に透過させたときの1原子あたりの運動エネルギーの減少量(エネルギー損失)が異なることを実験的に示し、さらに、後述する近接効果に

よって説明できることを示した。その後、2原子分子を中心に盛んに研究が行われ、エネルギー損失のみではなく、2次電子収量[2]、コンボイ電子生成[3, 4]、Auger電子生成[5]など、多くの現象について分子入射の研究が行われた。1990年代に入ると、研究対象はより大きな分子である H_n^+ や B_n^+ 、 C_n^+ 、 Au_n^+ などに代表されるクラスター入射の場合に拡張される。クラスター効果は平衡電荷[6]、エネルギー損失[7, 8, 9, 10, 11]、2次電子収量[12, 13, 14]、スパッタリング収量[15]、半導体検出器における波高欠損[8, 16]など種々の現象について報告されている[17]。

このようにクラスター効果は非常に多くの現象において確認されているが、クラスター入射の場合、絶縁体標的の帯電を抑制することができることが近年、応用面からも注目されている。通常、イオンビームを絶縁体に照射すると、絶縁体は電気を流さないため、イオンとして表面に注入された電荷は移動することができずその場にとどまり、その結果、徐々に標的表面が帯電する。帯電に伴い、電位が上昇し放電を引き起こす。この、標的表面における電位変化はイオンビームを用いた物質分析においてしばしば問題を引き起こすことが知られている。入射イオ

ンとして、クラスターイオンを用いるとクラスター効果によって2次電子放出が抑制され、電位上昇が軽減される方向に寄与するとともに、標的固体を形成している原子が表面から放出されるスパッタリング収量が単原子入射の場合に比べて高いため、ビーム照射によって注入される電荷量と等しい量の陽イオンの放出が可能となり、結果として絶縁体標的の帯電が抑制される。平田ら [18] はこれを絶縁体試料の2次イオン分析技術に応用し、有用な技術であることを示した。この高速クラスター特有の帯電抑制現象は現時点では主に低エネルギーで行われている有機物標的に対するクラスターイオンを用いた2次イオン分析 [19] をさらに発展させる技術として期待されている。

本解説では高速クラスター照射において最も重要である固体内電子の応答に注目し、平衡電荷、エネルギー損失、および2次電子放出におけるクラスター効果についての解説を行い、さらに現在進行中であるクラスター照射における電子分光について今後の展望を述べることにする。

2. 平衡電荷におけるクラスター効果

前述のように高速クラスターが固体内に入射した場合、個々のイオンとして固体内を進行し、その電荷は平衡電荷に近づく。クラスター入射の場合の平衡電荷は単原子入射の場合に比べて小さくなることが報告されている [6]。金子 [20] はこれを近接した位置に他の原子が存在することによって周囲の電子がより深いポテンシャルによって束縛されることによるものと解釈した。図1に2 MeV/atomの C_n^+ を膜厚 $2.2 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ の炭素薄膜¹に入射した場合の金子の計算結果を実験結果 [6] とともに示す。多少の系統的な差はあるものの、大まかな傾向は非常によく再現されている。

近年、炭素クラスター照射における平衡電荷

¹放射線物理において薄膜の厚さはしばしば $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ の単位を用いて表される。これは標的表面積あたりの標的物質の重さであり、炭素薄膜の密度を $2.25 \text{ g}/\text{cm}^3$ とすると、 $2.2 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ はおおよそ10 nmに相当する。

に関して、千葉ら [21] は炭素薄膜に入射したクラスターイオンの立体形状をクーロン爆発法を用いて特定し、これと平衡電荷の測定を組み合わせることにより入射するクラスターの形状によって、平衡電荷が異なることが明らかにした。これらの研究は従来の配向や形状についての平均値しか見えなかった実験に比べて、理論による検証をより明らかにすることが可能になることから、さらなる進展が期待される。

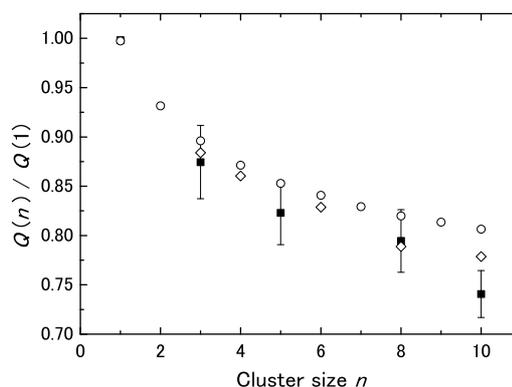


図1: C_n^+ (2 MeV/atom) を $2.2 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ 炭素薄膜に入射した際の、出射電荷の平均値 $Q(n)$ の単原子入射の場合との比 $Q(n)/Q(1)$. Open circle および Open diamond は金子 [20] による計算値であり、それぞれ直鎖構造および環構造に対応する。Solid square は Brunelle ら [6] による実験値である。

3. エネルギー損失におけるクラスター効果

高速クラスターイオンを薄膜に入射し、透過させた際の運動エネルギーの減少(エネルギー損失)は単原子入射の場合に比べて変化することが知られている。ここでは便宜的にエネルギー損失が単原子入射の場合に比べて大きくなる場合を正のクラスター効果、逆の場合を負のクラスター効果と呼ぶことにする。高速荷電粒子のエネルギー損失は標的固体中での荷電粒子の電荷に依存する。前節に述べたようにクラスター入射の場合は平衡電荷が小さくなるので、単純に考えるとエネルギー損失には負のクラスター効

果が表れることになる。しかし、実際には平衡電荷による寄与の他に誘電応答における干渉効果があり、エネルギー損失におけるクラスター効果は場合によって正にも負にも表れる。この誘電応答の干渉による効果は Brandt ら [1] によって報告され、近接効果 (Vicinity Effect) と呼ばれる。

エネルギー損失における近接効果によるクラスター効果は

$$S = \frac{2}{\pi V^2} \int_0^\infty \frac{dk}{k} \int_0^{kV} d\omega \omega \text{Im} \left[\frac{-1}{\epsilon(k, \omega)} \right] \left\langle \left| \rho_{\text{ext}}(\vec{k}) \right|^2 \right\rangle \quad (1)$$

と表される [20]。ここで V は入射クラスターの速度、 $\epsilon(k, \omega)$ は固体の誘電関数、 $\rho_{\text{ext}}(\vec{k})$ はクラスターの電荷分布 $\rho_{\text{ext}}(\vec{r}) = e \sum_i [Z \delta(\vec{r} - \vec{R}_i) - \rho_i(\vec{r} - \vec{R}_i)]$ のフーリエ変換である。さらに $\left| \rho_{\text{ext}}(\vec{k}) \right|^2$ は方向についての平均をとると、

$$\left\langle \left| \rho_{\text{ext}}(\vec{k}) \right|^2 \right\rangle = e^2 \sum_i \left[\left\{ Z_i - \rho_i(\vec{k}) \right\}^2 + \sum_{i \neq j} \left\{ Z_i - \rho_i(\vec{k}) \right\} \left\{ Z_j - \rho_j(\vec{k}) \right\} \frac{\sin(kR_{ij})}{kR_{ij}} \right] \quad (2)$$

のように表すことができる。ここで R_{ij} はクラスターを形成する i 番目と j 番目の原子の間隔であり、 $\rho_i(\vec{k})$ は平均化された電荷密度 $\rho_i(\vec{r})$ のフーリエ変換である。第 2 項に現れる \sin 関数が干渉による効果を表す。

図 2 に C_n^+ を炭素薄膜に入射した際に得られるエネルギー損失におけるクラスター効果を示す [11]。 C_n^+ を入射した場合のクラスターイオン全体のエネルギー損失を $\Delta E(C_n^+)$ とし、入射原子数あたりのエネルギー損失と単原子入射の場合のエネルギー損失の差 $\Delta E(C_n^+)/n - \Delta E(C^+)$ でクラスター効果を表している。これは冒頭に述べたようにクラスター効果は入射直後に現れることが予想され、比で表した場合、クラスター効果が膜厚に依存する量になってしまうため

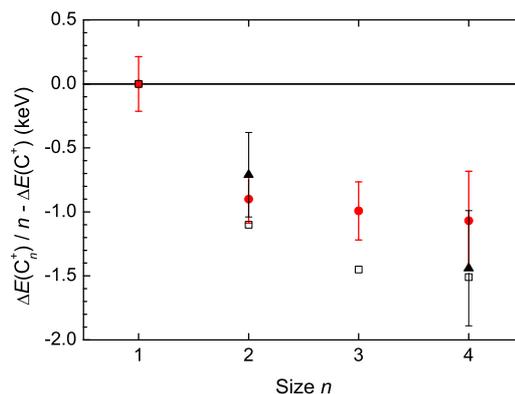


図 2: 炭素薄膜に 0.5 MeV/atom の C_n^+ を入射したときの薄膜透過によるエネルギー損失におけるクラスター効果。Solid Circle および Solid triangle はそれぞれ膜厚 5.7 および 18.4 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ の実験結果 [11]。Open square は金子氏による計算結果である。

ある。われわれの実験結果ではクラスター入射 2 種類の膜厚 5.7 および 18.4 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ における実験結果はほぼ一致している。逆にいえばこの実験結果からエネルギー損失におけるクラスター効果は 5.7 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ までにはほぼ完結していることが示される。図中の計算結果は前述の平衡電荷におけるクラスター効果と近接効果によるエネルギー損失を組み合わせた計算結果である。多少の系統的なずれは見られるものの、傾向をよく再現しており、両者の効果がエネルギー損失のクラスター効果において大きな役割を担っていることが分かる。

つぎに図 3 に C_4^+ を入射したときに得られるクラスター効果のエネルギー依存性の実験結果 [8, 6, 9, 11] を理論計算 [20] とともに示す。過去の実験ではエネルギーの高いところではクラスター入射の際のエネルギー損失は同速の単原子入射の場合に比べて大きくなることが分かっている。これは平衡電荷が減少するのとは逆の効果であり、式 2 によって表される近接効果が強く表れたものであると考えられる。また、エネルギーを低くした場合に効果が逆転することがあり得るのかは近年までの議論 [22] であったが、2010 年の筑波大による報告 [11] により、0.5 MeV/atom ではクラスター効果が逆転することが実験的に

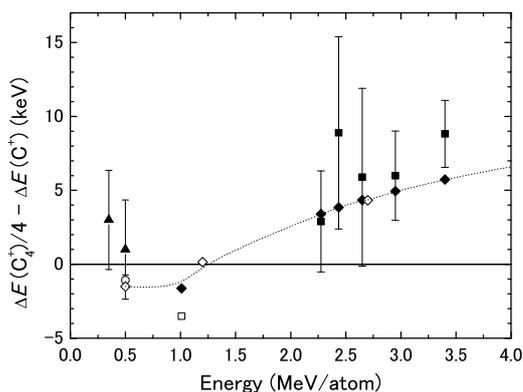


図 3: 炭素薄膜に C_4^+ を入射したときの薄膜透過によるエネルギー損失におけるクラスター効果のエネルギー依存性. Open diamond は金子 [20] の理論計算の結果を示し, その他は Baudin ら [8](filled squares), Brunelle ら [6](Open squares), Tomaschko ら [9](filled triangles), そして筑波大グループ [11](open circle) による実験結果である.

確認された. このようなエネルギー損失におけるクラスター効果の反転現象は炭素クラスター以外のクラスターについても理論計算がなされているが [23], ほかのクラスターについては実験的な結果は得られていない. 系統的な実験的研究も期待されるところである.

4. 2次電子放出におけるクラスター効果

2次電子放出におけるクラスター効果は Au_n^+ [24], H_n^+ [13, 12], Al_n^+ [14] や C_n^+ [14, 25, 26] について報告されている. 図4および図5に筑波大によって得られた炭素クラスターを HOPG および KCl に入射した場合の結果を示す [25]. 図から明らかなようにクラスター照射による2次電子収量は単原子入射の場合に比べて抑制される. この傾向はターゲット材料によらず, HOPG, Si, Cu さらには絶縁体である KCl に照射してもほぼ同様の傾向がみられる [25, 14]. また, 興味深いことに2次電子収量のクラスターサイズ依存性はほぼ直線的な振る舞いを示す. この振る舞いは Au_n^+ や H_n^+ でも観測されているので, 炭素クラスターが直鎖状の形状や, 水素クラスター

H_3^+ (H_2) $_n$ のように電荷が局在することに由来するものではない. なにかしらの普遍的な理由が背景にあるものと考えられるがその原因は明らかではない. 金子らは前述の誘電応答における近接効果を用いて2次電子収量についても計算を行ったが, 実験結果を再現することはできていない [26]. また, 炭素薄膜を用いた実験から, 膜厚を厚くしても2次電子収量に現れるクラスター効果には変化が少なく膜厚が $20 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ になっても効果はほぼ変わらない [27]. 高橋らの実験では膜厚 $100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ 付近でもクラスター効果が現れており [28], 前述のエネルギー損失におけるクラスター効果が $5.7 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ 程度で完結しているのに対して明らかに別の機構が働いていることを示している.

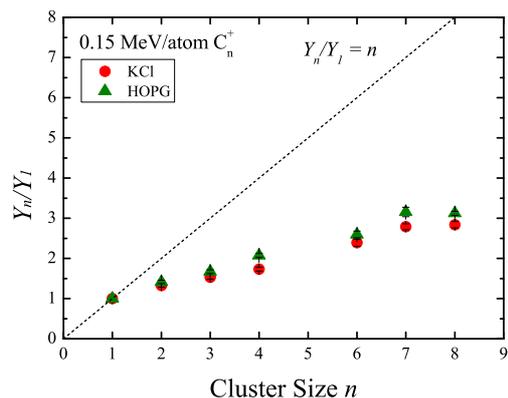


図 4: $0.15 \text{ MeV}/\text{atom}$ の C_n^+ を HOPG および KCl に入射した場合の2次電子収量 [25]. 点線はクラスター効果がなかった場合の収量を示す.

2次電子放出のメカニズムは通常, 以下の3段階によるものと解釈されている. (1) 固体内を透過する荷電粒子による電離過程によって, 固体内に散乱電子が生成され (生成過程), (2) その生成された散乱電子が固体内で散乱を繰り返しながら表面に到達し (輸送過程), そして, (3) 表面の仕事関数を乗り越えたものが固体表面から放出される (脱出過程). このように考えると2次電子収量は生成過程の直接的な原因である電子の阻止能と深く関わっており, そのため, 通

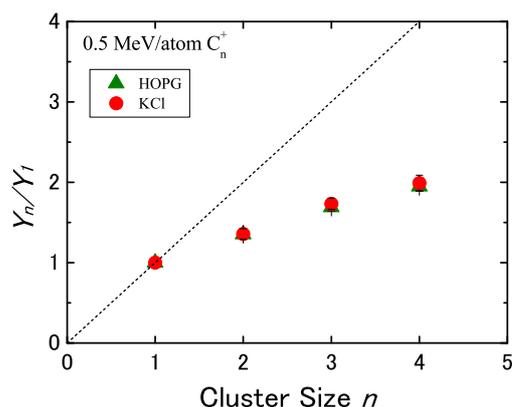


図 5: 0.50 MeV/atom の C_n^+ を HOPG および KCl に入射した場合の 2 次電子収量 [25]. 点線はクラスター効果がなかった場合の収量を示す。

常の単原子入射の場合は 2 次電子収量 Y と入射イオンの阻止能 dE/dx の間には

$$Y = \gamma \frac{dE}{dx} \quad (3)$$

の関係がある [29]. 前節で述べたようにクラスター照射の場合, 阻止能自体にもクラスター効果があるが, 筑波大での実験では阻止能におけるクラスター効果は 2 次電子の脱出長である $10 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ 程度までの膜厚において高々数%であるのに対し, 2 次電子収量における抑制効果は 50 %近いものである. このことから考えても, 2 次電子放出におけるクラスター効果は生成過程におけるものであるとは考えにくい.

脱出過程における効果としては, トラックポテンシャルの形成による効果が考えられる. トラックポテンシャルは固体内に荷電粒子が入射した際, 荷電粒子による固体内電子の散乱によってイオンのトラックに沿った電子密度が低くなり, その結果, 誘起されるポテンシャルである. 従来, 高エネルギー重イオン入射の際の非常に大きな阻止能での式 3 からのずれを説明するものとして導入されたアイデアである [30, 31]. 絶縁体でも同様の効果があり, KCl 標的からの 2 次電子収量の減少 [32] が報告されている. クラスター入射の場合, その阻止能はクラスターサイズにほぼ比例して大きくなるので, トラックポ

テンシャルが形成されていれば, 当然, 収量はクラスターサイズに依存することになる. 図 4,5 に筑波大による HOPG, および KCl 標的に対する 2 次電子収量を示した. 絶縁体である KCl による 2 次電子収量の絶対値は HOPG によるものに比べて増加するが, 相対的な量としてクラスター効果を見た場合, 大きな違いは表れていない. この結果から考えると, 2 次電子収量におけるクラスター効果はトラックポテンシャルによるものだと現状では考えにくい.

以上から, 現状では 2 次電子収量におけるクラスター効果は生成過程や脱出過程によるものではなく固体中での散乱電子の輸送過程にあるのではないかと考えられる. 固体中を荷電粒子が透過することによる, 固体内電子の誘電応答によって, ポテンシャルが形成される. このポテンシャルをウェイクポテンシャルという. ウェイクポテンシャルによって生成された電場が荷電粒子に働く場合, 電子的阻止能となって現れる. エネルギー損失におけるクラスター効果のように高速クラスター入射における誘電応答には干渉効果があり, 当然ウェイクポテンシャルにもクラスター入射特有の干渉による効果が現れる. 散乱電子の固体内での移動がウェイクポテンシャルによる影響をうけているとすれば, 結果として輸送過程にクラスター効果が表れるという考えられる. しかし, ウェイクを含めた固体内電子の輸送現象は複雑であり, いまだ定量的な考察には至っていない.

5. クラスター照射による固体内電子の応答

クラスター照射における固体内電子の応答をさらに研究するには散乱電子のエネルギー分光が欠かせない. 図 6 に筑波大によって得られた, クラスター照射時の Si 表面からの 2 次電子のエネルギー分布を示す. 電子の収量は入射原子数あたりで規格化してある. 図から明らかのように 2 次電子におけるクラスター効果は広いエネルギー領域でおきており, 特定のエネルギーによ

るものではない。効果が顕著に表れるのは電子収量のもっとも多い数 eV のピーク付近であり、エネルギーが上がると徐々に効果は弱くなる。クラスター効果はバイナリー電子 (約 44 eV) まで続いており、その後は徐々に弱くなり、単原子入射にほぼ一致する。バイナリー電子は固体内の電子を自由電子と考え、入射イオンとの二体衝突と考えた場合の最大エネルギー移行を伴う場合のエネルギーを持つ電子である。バイナリー電子よりも高いエネルギーの電子は入射イオンによる散乱を受ける前に十分な運動エネルギーを持っていた電子による寄与であり、主に内殻電離をとまう近接散乱によるものである。このような近接散乱においては標的原子と入射したイオンの最近接距離がクラスターを構成する原子間の距離に比べて短くなるであろうから、クラスター効果は表れにくいと考えることもできるが、この考えは前節で述べた 2 次電子におけるクラスター効果は生成過程によるものではないという考えと矛盾する。以上から、固体内の高速電子はウェイクポテンシャルによる寄与を受けにくく、クラスター効果が表れにくいと考える方が妥当であると思われる。

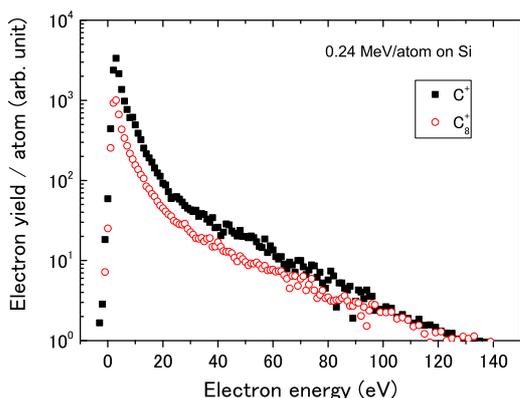


図 6: 0.24 MeV/atom の C^+ および C_8^+ を Si 表面に入射した際に得られた 2 次電子のエネルギー分布。収量は入射原子数によって規格化されている。

図 7 は図 6 同様にクラスター照射時の 2 次電子のエネルギースペクトルであるが、実験に炭

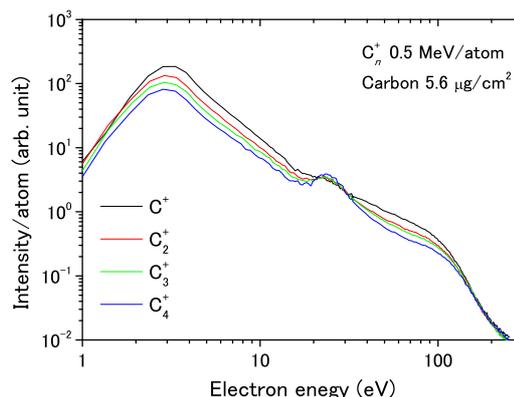


図 7: 0.5 MeV/atom の C_n^+ を炭素薄膜に入射した際のビーム透過方向での 2 次電子のエネルギースペクトル [27].

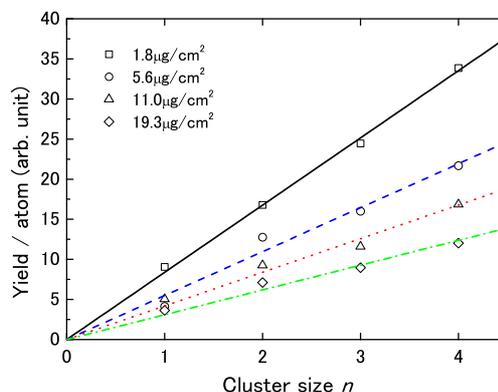


図 8: 0.5 MeV/atom の C_n^+ を炭素薄膜に照射した際のコンボイ電子収量 [27].

素薄膜を用い、クラスター透過方向での 2 次電子のものである。ビーム透過方向では図 6 同様のスペクトルの他に 23 eV 付近にコンボイ電子によるピークが現れる。コンボイ電子はビームと同速、同方向に進む電子であり、いわばビームである荷電粒子の非束縛状態に捕獲された電子である。面白いことに、図から明らかのようにコンボイ電子のピーク付近での収量は単原子入射とクラスター入射で収量が逆転しており、クラスター入射の際にはその収量が増大している。

図 8 にはこのコンボイ電子収量のクラスターサイズ依存性を膜厚を変えて測定した結果を示す。コンボイ電子収量のクラスターサイズ依存性はほぼ直線的な傾向を示すことが見て取れる。膜

厚を変えても収量は変化するもののクラスターサイズに対しての直線的な振る舞いは変わらない。つまり、このコンボイ電子に対するクラスター効果は2次電子放出と同様に原子間隔の変化に大きくは依存しないものと思われる。

コンボイ電子収量のクラスターサイズに対する直線性は free electron transfer to the projectile continuum (FETC) process[5] によるものだと考えると理解しやすい。つまり、標的から脱出する際に入射粒子とほぼ同速で進む散乱電子を連続状態に捕獲するという過程である。固体内の散乱電子の生成は阻止能に比例し、前述のように阻止能におけるクラスター効果は弱いものである。固体内の散乱電子の量は入射クラスターサイズにほぼ比例して増加する。この散乱電子を捕獲するので当然、捕獲される電子数はやはりクラスターサイズに比例して増加され、最終的にはコンボイ電子の収量に反映されるものと考えられる。

6. 0度電子分光 - 今後に向けて -

しかし、前述の定性的な説明は次の疑問を生じさせる。固体内で生成された散乱電子のうちコンボイ電子の生成に寄与するものは他の2次電子のように固体内での輸送中に抑制されることはないのだろうか。また、同様に薄膜を脱出するときに形成されると考えられるほかの励起状態の生成においてはクラスター効果はどのように表れるのであろうか。これらの疑問に対して更なる知見を得るために筑波大のグループでは現在、原子力研究開発機構の東海タンデムを用いて0度電子分光におけるクラスター効果について実験を始めている。図9に16 MeVの C_2^+ を炭素薄膜に入射した際に得られた0度電子分光の結果を示す。0.4 keV付近のコンボイ電子のほかに、1.15 keV付近に入射炭素原子によるKLL Auger電子のピークが確認できる。また、さらにコンボイピークの両側には1s2s2pnlから1s(2s)2elへのコストークロニツヒ遷移にともなうピークが確認できる。今後これらの収量

に対するクラスター効果について実験を重ね、固体内電子のクラスター照射にともなう応答について更なる知見を得る予定である。

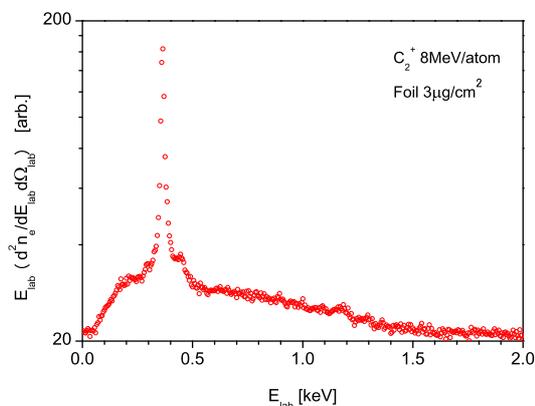


図9: 16 MeVの C_2^+ 照射時の0度電子エネルギースペクトル。

謝辞

筑波大学でのクラスター効果に関する実験は工藤先生によってはじめられており、今回紹介させていただいた結果の殆どは工藤先生と一緒に実験をして得られたものである。また、筑波大の実験は研究基盤総合センターの1MVタンデトロンを用いており、笹先生、および石井氏をはじめとする応用加速器部門のスタッフの協力なしには到底得られなかったものである。ここに謝意を表したい。

参考文献

- [1] W. Brandt, A. Ratkowski, and R. H. Ritchie, Phys. Rev. Lett. 33, 1325 (1974).
- [2] D. Hasselkamp and A. Scharmann, Phys. Lett. A 96, 259 (1983).
- [3] N. Oda, F. Nishimura, Y. Yamazaki, and S. Tsurubuchi, Nuclear Instruments and Methods 170, 571 (1980).
- [4] V. H. Ponce, E. G. Lepera, W. Meckbach, and I. B. Nemirovsky, Phys. Rev. Lett. 47, 572 (1981).
- [5] Y. Yamazaki and N. Oda, Phys. Rev.

- Lett. 52, 29 (1984).
- [6] A. Brunelle, S. Della-Negra, J. Depauw, D. Jacquet, Y. Le Beyec, and M. Pautrat, *Phys. Rev. A* 59, 4456 (1999).
- [7] E. Ray, R. Kirsch, H. H. Mikkelsen, J. C. Poizat, and J. Remillieux, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. B* 69, 133 (1992).
- [8] K. Baudin, A. Brunelle, M. Chabot, S. Della-Negra, J. Depauw, D. Gardès, P. Håkansson, Y. Le Beyec, A. Billebaud, M. Fallavier, et al., *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Section B* 94, 341 (1994).
- [9] C. Tomaschko, D. Brandl, R. Kügler, M. Schurr, and H. Voit, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Section B* 103, 407 (1995).
- [10] K. Narumi, K. Nakajima, K. Kimura, M.-h. Mannami, Y. Saitoh, S. Yamamoto, Y. Aoki, and H. Naramoto, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Section B* 135, 77 (1998).
- [11] S. Tomita, M. Murakami, N. Sakamoto, S. Ishii, K. Sasa, T. Kaneko, and H. Kudo, *Phys. Rev. A* 82, 044901 (2010).
- [12] N. V. de Castro Faria, B. Farizon Mazuy, M. Farizon, M. J. Gaillard, G. Jalbert, S. Ouaskit, A. Clouvas, and A. Katsanos, *Phys. Rev. A* 46, R3594 (1992).
- [13] A. Billebaud, D. Dauvergne, M. Fallavier, R. Kirsch, J. C. Poizat, J. Remillieux, H. Rothard, and J. P. Thomas, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Section B* 112, 79 (1996).
- [14] H. Kudo, W. Iwazaki, R. Uchiyama, S. Tomita, K. Shima, K. Sasa, S. Ishii, K. Narumi, H. Naramoto, Y. Saitoh, et al., *Jpn. J. Appl. Phys.* 45, L565 (2006).
- [15] A. Brunelle, S. Della-Negra, J. Depauw, D. Jacquet, Y. Le Beyec, M. Pautrat, K. Baudin, and H. H. Andersen, *Phys. Rev. A* 63, 022902 (2001).
- [16] M. Seidl, H. Voit, S. Bouneau, A. Brunelle, S. Della-Negra, J. Depauw, D. Jacquet, Y. Le Beyec, and M. Pautrat, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Section B* 183, 502 (2001).
- [17] D. Jacquet and Y. Le Beyec, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Section B* 193, 227 (2002).
- [18] K. Hirata, Y. Saitoh, A. Chiba, K. Narumi, Y. Kobayashi, and K. Arakawa, *Appl. Phys. Lett.* 83, 4872 (2003).
- [19] D. Touboul, F. Halgand, A. Brunelle, R. Kersting, E. Tallarek, B. Hagenhoff, and O. Laprèvote, *Anal. Chem.* 76, 1550 (2004).
- [20] T. Kaneko, *Phys. Rev. A* 66, 052901 (2002).
- [21] A. Chiba, Y. Saitoh, K. Narumi, M. Adachi, and T. Kaneko, *Phys. Rev. A* 76, 063201 (2007).
- [22] S. Heredia-Avalos, R. Garcia-Molina, and I. Abril, *Phys. Rev. A* 76, 012901 (2007).
- [23] T. Kaneko, *Phys. Rev. A* 86, 012901 (2012).
- [24] M. Fallavier, R. Kirsch, J. C. Poizat, J. Remillieux, and J. P. Thomas, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Section B* 164-165, 920 (2000).
- [25] H. Arai, H. Kudo, S. Tomita, and S. Ishii, *J. Phys. Soc. Jpn.* 78, 104301 (2009).
- [26] T. Kaneko, H. Kudo, S. Tomita, and R. Uchiyama, *J. Phys. Soc. Jpn.* 75, 034717 (2006).
- [27] S. Tomita, S. Yoda, R. Uchiyama, S. Ishii, K. Sasa, T. Kaneko, and H. Kudo, *Phys. Rev. A* 73, 060901 (2006).
- [28] Y. Takahashi, K. Narumi, A. Chiba, Y. Saitoh, K. Yamada, N. Ishikawa,

- H. Sugai, and Y. Maeda, EPL (Europhysics Letters) p. 63001 (2009).
- [29] H. Rothard, K. Kroneberger, A. Clouvas, E. Veje, P. Lorenzen, N. Keller, J. Kemmler, W. Meckbach, and K.-O. Groeneveld, Phys. Rev. A 41, 2521 (1990).
- [30] J. E. Borovsky and D. M. Suszcynsky, Phys. Rev. A 43, 1433 (1991).
- [31] H. Rothard, M. Jung, J. P. Grandin, B. Gervais, M. Caron, A. Billebaud, A. Clouvas, R. Wnsch, C. Thierfelder, and K. O. Groeneveld, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Section B 125, 35 (1997).
- [32] K. Kimura, S. Usui, K. Maeda, and K. Nakajima, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Section B 193, 661 (2002).