

解説

弱電離プラズマの電子衝突断面積とその最近の話題

酒井 洋 輔

(北海道大学大学院工学研究科)

Electron Collision Cross Section Data Base for Low Temperature Plasma and Related Recent Topics

SAKAI Yosuke

Graduate School of Engineering, Hokkaido University, Sapporo 060-8628, Japan

(Received 25 November 1998)

Abstract

An electron collision cross section data base for low temperature plasmas is strongly needed in various fields of plasma technologies such as gas insulation, discharge lamp, plasma processing for etching and deposition, pollution control using plasma and others. This article reports the current state of electron and ion collision physics, and describes a self-consistent set of gases needed for modeling plasma devices based on the technical report "Electron Collision Cross Section Data Base for Low Temperature Plasma" published by The Institute of Electrical Engineering of Japan.

Keywords:

cross section, electron collision, data base, Boltzmann equation, discharge plasma

1. はじめに

近年、電力機器のガス絶縁、放電灯、ガスレーザー、オゾナイザ、プラズマプロセスによる薄膜堆積やエッチング、汚染ガス分解除去等、気体放電や弱電離プラズマが関連する技術の進歩は著しい。これらの技術の基礎として重要なことは、電子・イオン・励起粒子と構成ガス粒子間、ならびに電子・イオン・励起粒子と電極面や容器表面を含む固体表面との相互作用等、放電（弱電離）プラズマ中で生じる電子・イオンの素過程、ならびにそれら粒子の集団としての性質（電子エネルギー分布や反応定数等）を理解することである。その後、個々の技術にとって最適なプラズマ特性をめざした制御が可能になる。そのためプラズマの巨視特性を与える自己矛盾のない一組の電子衝突断面積（運動量変換、回転、振動、電子励起、電離、電子付着、解離等）データの整備が強

author's e-mail: sakaiy@eng.hokudai.ac.jp

く望まれている。現在、電子衝突断面積データの情報はWWWを通して得ることも可能となっているが、一組の断面積データとしては提供されていない。

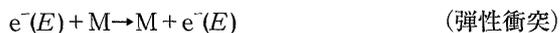
このような背景のなかで、1995年4月から電気学会・基礎材料部門に属する放電技術委員会に“放電プラズマ電子衝突断面積調査専門委員会”が発足し、放電プラズマ中での電子（イオン）とガス分子間の衝突の物理ならびに自己矛盾のない一組の電子衝突断面積データの現状を調査し、その成果を“低エネルギー電子・イオンダイナミクスとシミュレーション技法；技術報告書（第691号）”としてまとめた[1]。特に、いくつかのガス（二種混合ガスを含む）に対しては一組の電子衝突断面積データから放電プラズマ巨視量を算出するボルツマン方程式(BE)解析コードを電子ファイル形式で提供した。また、近年話題となっている反応性プラズマ（エッチン

グや薄膜堆積プロセス、環境汚染ガスの無害化)や光源(プラズマディスプレイ、ガスレーザー等)においては、ラジカルや励起粒子が直接装置の性能を決定するが、これら粒子の反応や断面積についても触れている。

本稿では、本報告書に沿って弱電離プラズマをモデリングする上で必要になる電子(イオン)過程、ならびに自己矛盾のない一組の電子衝突断面積の現状とその評価について述べる。

2. 電子衝突[2-8]

放電プラズマ中には電子とイオンだけでなく、中性粒子やラジカル(中性励起種)など様々な粒子が存在しており、それらの間の2体、3体衝突過程の様々なものが含まれているが、ここでは主に電子と基底状態原子(分子)間の衝突について扱う。電子と原子Mとの衝突は、次のように弾性衝突と非弾性衝突に分けられる。



弾性衝突とは、重心系で観察した場合両粒子の衝突前後の運動エネルギーが不変である場合をいうが、これを実験室系に直した場合にはMの実験室速度の変化分だけのわずかなエネルギー移行(運動量移行)が残る。非弾性衝突では、衝突前後で電子の並進運動に有意のエネルギー損失 $\Delta E = E - E'$ が生じており、これがMの内部状態の変化($M \rightarrow M^*$)に対応する。

非弾性衝突は、生成した M^* の状態に依存して、



の2つの場合に分けられる。

分子ABとの衝突の場合には、励起・電離に伴い、下記のような分子の解離が後続して起こる場合がしばしばある。



このうち、電離には、電子が直接的に連続的なエネルギー

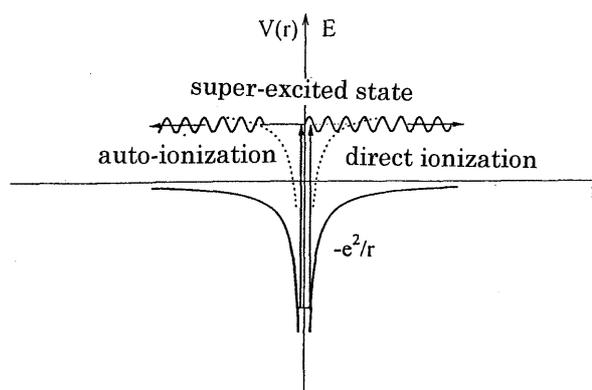


Fig. 1 Direct ionization and auto-ionization through excited level.

準位に遷移する直接電離と、いったん励起準位に遷移した後、この状態が自発的に電子放出する自動電離の2つの場合があり、後者の場合は電離エネルギーを上回る内部エネルギーをもつ励起状態(超励起状態)への励起とその自発的な電子放出(自動電離)とが結合して起こる(Fig. 1参照)。分子の内部エネルギーには電子励起によるものだけでなく振動・回転という分子を構成する原子の運動状態の変化によるものがある。

弱電離プラズマ中ではほとんどの原子・分子は中性の基底状態にあるため、一般に非弾性衝突は原子・分子の励起に対応し、電子エネルギーを損失させる。しかし、室温程度であっても分子には回転励起状態があり、振動励起状態も若干ながら存在する。超弾性散乱はこれら励起分子が電子と衝突して脱励起することに対応しており、このため衝突後の電子のエネルギーは増加する。原子の場合には電子の軌道状態の違いのみが内部状態の違いとなる。通常基底状態と第一励起状態間のエネルギー差は数eVから20eVもあり、ボルツマン分布で考えると室温では励起状態が存在する確率は皆無であるが、電離度が増大するに従い励起状態の密度も上昇するため超弾性散乱が現れるようになる。また、電子とイオンとの衝突も無視できなくなる。イオンによる電子の瞬時的な捕獲による共鳴ということで再結合反応も理解することができる。

3. 衝突断面積[2-8]

電子と原子・分子との衝突の起こりやすさは、衝突断面積で表される。分子間衝突の場合には、断面積は衝突する2粒子の幾何学的な大きさ(衝突直径)の平均を半径とする円の面積と考えてそれほど間違いではない。しかし電子の場合には古典的な概念としての粒子の大きさ

がないため、量子力学によって考えることが必要である。まずここでは、衝突の前後において断面積がどのように定義されているかを概観しておこう。Fig. 2において左方向から電子が J のフラックスをもって分子 M に衝突し、もとの進行方向に対して散乱角 θ の方向において検出器で検出される場合を考える。検出器が $d\Omega$ の立体角を見込んでいるとすると、この検出器で検出される電子数 I は次式のように表される。

$$I = q(\theta)nJd\Omega \quad (1)$$

ここで、 n は分子の密度である。このとき面積の次元をもつ係数 $q(\theta)$ を微分断面積と呼ぶ。微分断面積を角度で積分したものが全断面積 σ である。

$$\sigma = \int q(\theta)d\Omega \quad (2)$$

スウォームパラメータ決定の際重要な運動量移行断面積 σ_M は、

$$\sigma_M = \int q(\theta)(1 - \cos\theta)d\Omega \quad (3)$$

と定義される量である。 σ_M を用いると、弾性衝突の場合分子の反跳による微少なエネルギー損失が評価できる。すなわち、電子エネルギー ε のときの弾性散乱における平均のエネルギー損失 $\Delta\varepsilon$ は

$$\Delta\varepsilon = (2m_e/M)\varepsilon(\sigma_M/\sigma) \quad (4)$$

と書ける。ここで m_e/M は電子と分子の質量比である。

以上のような衝突断面積は、弾性衝突、非弾性衝突を問わず成り立つ考え方である。非弾性衝突によって分子の励起が誘起される場合を考えると、古典的には、ある散乱角が指定された衝突が起こり、そのうちの一部が

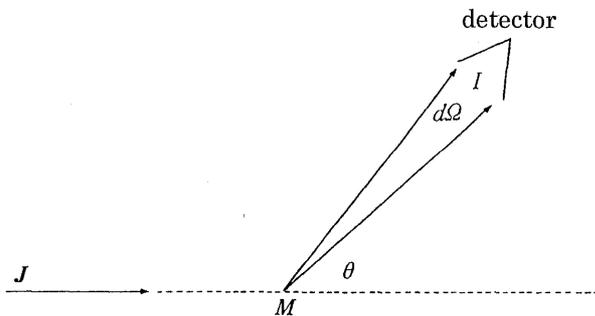


Fig. 2 Schematic diagram of electron scattering.

という非弾性（励起）過程に寄与することになる。すなわち、非弾性衝突微分断面積 $q(\theta)_{inel}$ は非弾性衝突となる確率 $P_i(\theta)$ を用いて、 $q(\theta)_{inel} = P_i(\theta)q(\theta)$ と書ける。 $P_i(\theta)$ は、それぞれの非弾性過程に対しても、遷移する電子の軌道によっても θ に依存するため、非弾性衝突断面積 σ_{inel}^i は、

$$\sigma_{inel}^i = \int P_i(\theta)q(\theta)d\Omega \quad (5)$$

となり、先に定義した衝突断面積とは意味するところが異なる。すなわち、ここでは最近接した2つの粒子の中心間距離を半径とする円の面積というようなとらえ方は意味をもたない。むしろ分子内の電子の存在確率に対応した微分断面積の総和と考える方がより現実的である。

4. 励起粒子の衝突

4.1 分子間エネルギー移動断面積

弱電離プラズマ中には非弾性電子散乱によって電子的に励起した多くの粒子が生じている。これらの粒子と他の原子分子とのエネルギー移動過程は、原子・分子を仲介としたエネルギー輸送現象としてプラズマ現象の理解に重要であり、種々の活性なイオンやラジカルを生成する化学反応を引き起こす。したがって、電子衝突断面積だけでなく、励起粒子と原子・分子間との反応断面積あるいは反応速度定数を理解しておくことが重要である。

4.2 希ガスプラズマ中の励起原子 [9-13]

一般に電子衝突による原子・分子の励起には選択性がないため、希ガスプラズマ中には異なる様々の量子状態の励起原子が生成する。

準安定励起状態は電子的最低励起状態でかつ基底状態への光学的遷移が禁制であるため、ミリ秒～分という極めて長い自然寿命を持つ。準安定原子は放電による直接励起だけでなく、様々な上準位からの発光遷移によっても生成しアフターグロー領域でもかなりの濃度が残存する。しかし実際には他の原子・分子や不純物などとの衝突脱励起が起こるため自然寿命よりはるかに速やかに消滅する。光学的許容状態の自然寿命は極めて短時間（ナノ・マイクロ秒）であるが、プラズマ中ではその発光は周囲の同種原子によって効率よく（自己）吸収され、発光と吸収を繰り返すことにより見かけ上の有効寿命が著しく長くなり、母ガス濃度や反応容器の大きさにも依存するが、準安定原子と同程度になることは珍しくない。

4.3 励起原子の種類と脱励起断面積

励起原子 A^* がある相対速度 v_0 で他の原子・分子 B

と衝突して電子的エネルギー移動を行う。



ここで、 B^* は必ずしも励起状態のみを指すのではなく、エネルギーの大小や B の種類に応じて次のようなものを含む。



大切なことは A^* と B との接近により、両者の電子の運動状態が相互の電子と原子核電荷からのクーロン斥力(引力)という外力に応答して変化するということである。外力に対する応答が弱ければ、衝突後元の分布に戻り反応は起こらない。しかし衝突後も電子の空間的分布が変化したままならば反応が起こったことになる。電気的外力に対する電子分布の変化は、原子・分子の分極でありその程度は分極率、誘起双極子モーメントで表される。

準安定原子や光学的許容原子の電子は数eV程度のエネルギーで束縛されているため、衝突脱励起は主としてペニング電離あるいは励起移動である。光学的許容原子 $\text{He}(2^1\text{P})$ の衝突脱励起断面積をFig. 3に示す[14]。Neとの衝突は励起移動のみである。Ar, Kr, Xeとではペニング電離が主であり、相手粒子 B の種類によって反応プロセスが異なるのみでなく、断面積の大きさならびに衝突エネルギー依存性も異なっている。しかし A^* と B 両者の相互作用断面積は A^* の電子状態にも依存す

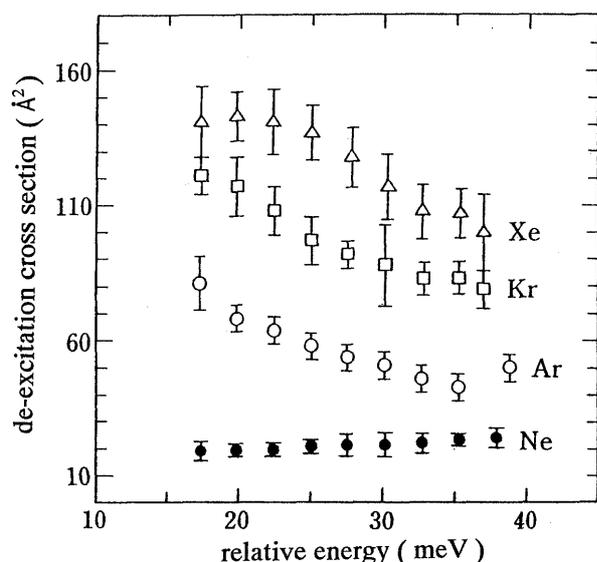


Fig. 3 De-excitation cross section of $\text{He}(2^1\text{P})$ by Ne, Ar, Kr and Xe.

る。異なる希ガス原子ではもちろんその性質は異なるが、同種の希ガス原子でも異なる励起状態では電子の運動状態は異なるため、その反応特性も異なる。 $\text{He}(2^1\text{P})$ と準安定原子 $\text{He}(2^1\text{S})$, $\text{He}(2^3\text{S})$ のNeによる脱励起断面積をFig. 4に示す[14]。準安定原子の脱励起断面積は $\text{He}(2^1\text{S})$ では一桁、 $\text{He}(2^3\text{S})$ ではそれ以上に光学的許容原子 $\text{He}(2^1\text{P})$ のものより小さく、プラズマ中の励起原子をすべて準安定原子で代表させることは極めて危険であることを示している。

5. イオン衝突

弱電離プラズマ中のイオンは高エネルギー電子と中性分子との衝突電離過程や解離付着過程などにより生じ、素反応過程を通して様々な化学種へと変化していく。その並進エネルギーは、シース内の高電界領域を除いてほぼ気体温度で決まる熱エネルギーであるといつてよい。また、中性分子は高エネルギー電子との衝突によって、ラジカルや励起原子・分子などのいわゆる活性中性種となり、イオンと同様に熱平衡状態でプラズマ内を飛び回っている。したがってイオンはこれら活性種を含む中性分子と熱平衡下での様々な衝突過程を経験することになる。イオンの質量は中性分子のそれと同じオーダーなので、衝突時には運動量やエネルギーの輸送が効率的に行われる。この結果、プラズマ中ではイオンのドリフト・拡散過程と、電荷交換、再結合、イオン/分子反応など多様な化学反応が同時に進行することになる。本理由により、

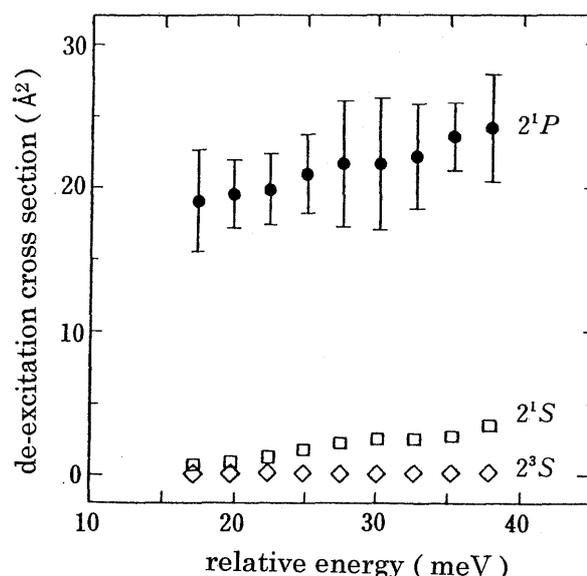


Fig. 4 De-excitation cross section of $\text{He}(2^1\text{P})$, $\text{He}(2^1\text{S})$ and $\text{He}(2^3\text{S})$ by Ne.

モデリングにおいては、イオンに対し熱平衡状態の輸送係数や反応定数を用いることが多い。

5.1 イオンの輸送係数

移動度 K_0

流動平衡状態下でのイオンの換算移動度 K_0 は、次式に示す運動量移行理論[15] (有効な近似理論の一つ) を用いるのが便利である。

$$K_0 = 2.27 \times 10^4 / [(\mu T_{\text{eff}})^{1/2} \sigma_{\text{mt}}(T_{\text{eff}})] \quad (6)$$

ここで、 μ はイオンと中性分子の換算質量、 σ_{mt} は運動量移行断面積、 T_{eff} はイオンの並進エネルギーを温度へ換算した換算温度で、

$$1.5 k T_{\text{eff}} = 0.5 k T + 1.5 M v_d^2 \quad (7)$$

から決定される。ここで、 k はボルツマン定数、 T は気体温度、 M は中性粒子質量、 v_d はイオンの移動速度。

拡散係数 $D(0)$

イオンの拡散係数の直接測定は移動度の測定に比べて少ない。その理由はイオンスオームの広がりイオン数密度や浮遊電場により影響を受け、測定精度が移動度ほどは期待できないためである。このことから拡散係数は以下に述べる関係式を用いて移動度から評価されることが多い[15]。零電界への極限としての熱平衡下では有名な Nernst-Townsend-Einstein 関係式が厳密に成立する。

$$qD(0) = kTK(0) \quad (8)$$

ここで、 $D(0)$ 、 $K(0)$ は $E/N \rightarrow 0$ の極限でのそれぞれ拡散係数と移動度、 q はイオンの電荷量である。

混合ガス中での移動度 K_{mix}

$E/N \rightarrow 0$ の熱平衡下における混合ガス中のイオン移動度 K_{mix} は、運動量移送断面積の加算性を仮定することによって、 j 種の純ガス中の移動度 K_j と以下のように関係づけられる (Blanc の法則[16])。

$$(K_{\text{mix}})^{-1} = \sum x_j (K_j)^{-1} \quad (9)$$

ここで、 x_j は j 種気体のモル分率。本関係は、混合ガスを構成する分子質量 M_j が大幅に異なったり ($\sigma_{\text{mt}j}$ が異なる)、 T_{eff} が大きいときには、検討を要する[17]。

5.2 反応断面積と反応速度定数

電界 (換算電界 E/N) 下でイオンの反応速度定数 $k_R(T, E/N)$ は反応断面積 $\sigma_R(\epsilon)$ を用いて

$$k_R(T, E/N) = \iint f(v, T, E/N) F(V, T) |v - V| \sigma_R(\epsilon) dv dV \quad (10)$$

と表現される。ここに v はイオンの速度、 V は中性分子の速度、 $f(v, T, E/N)$ はイオンの速度分布関数、 $F(V, T)$ は中性粒子の速度分布関数。

5.3 電荷交換反応と断面積

電荷交換反応は、一般的に



と表される。イオンと分子が同種類の場合を対称電荷交換、異種類の場合を非対称電荷交換という。

イオンと分子間の相対速度 v_R が $10^5 \sim 10^8$ cm/s の範囲における対称電荷交換反応断面積 σ_{SCT} は、Rapp-Francis 理論により

$$\sigma_{\text{SCT}}^{1/2} = a - b \ln(v_R) \quad (11)$$

のように近似できる[18]。

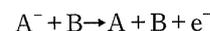
非対称電荷交換反応では、統一的な理論はまだ確立されておらず、経験的な近似式に頼らざるを得ないのが現状である。例えばイオンシース中の非対称電荷交換反応断面積 σ_{ACT} に関して、Haaland は半径 R_{HS} の剛体球モデルを使って

$$\sigma_{\text{ACT}} = \pi R_{\text{HS}}^2 \quad (12)$$

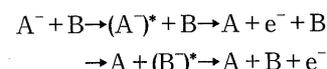
とし、希ガスイオン/シラン系の解析を行った[19]。

5.4 負イオンからの電子離脱過程

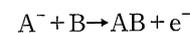
負イオンは一般に束縛エネルギーの小さな電子が付着している粒子なので、衝突によって電子が脱離しやすい。



この過程には、衝突時の A^- から低エネルギーの電子が離脱する直接離脱 (単純離脱) のほかに、



のように自動離脱状態への励起や電荷移行による電子離脱、あるいは結合性離脱、

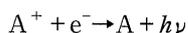


などいくつかの種類がある。

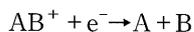
電子衝突や光による負イオンからの電子脱離過程は、電子や光子のエネルギーが中性分子の電子親和力 (E_A) よりも大きい場合に起こりやすい。

5.5 再結合反応と断面積

弱電離プラズマ中の電子・イオン再結合過程は、放射再結合過程、



と解離再結合過程,



が重要であると考えられている。また、イオン・イオン再結合過程,



については多くの実験といくつかの理論解析があるが、再結合係数 k_{II} のほとんどがイオン温度 T_i の $1/2$ 乗に逆比例し,

$$k_{II} = 10^{-8} C_0 (T_i/300)^{-1/2} \quad (13)$$

となることが実験で判明している [20, 21].

5.6 イオン/分子反応

イオンと中性分子が接近すると、イオンのクーロン場とそれにより誘起する中性分子の双極子場の間で強い静電相互作用が生じる。その結果イオンと分子は互いに引きつけあってクラスターイオンを生成したり、それに引き続く様々な再配列反応が進行する。この反応は静電引力による結合反応であり、通常の中性化学反応に比べてかなり高速であることが知られている [22].

6. 電子衝突断面積データベース

電子衝突断面積のデータベースの構築が盛んである [23]. WWW を介してアクセス可能なデータベースを用意しているサイトには以下のようなものがある [23].

- <http://gaphyor.lpgp.u-psud.fr/> ; 原子, 分子, 中性気体, 電子気体の物理化学的性質に関し 495,000 項目と 18,000 の数値データ (1997年6月現在) を収録.
- <http://physics.nist.gov/> ; プロセス用気体の電子衝突断面積データを収集中.
- <http://physics.nist.gov/PhysRefData/Ionization/Xsection.html> ; 電離断面積のデータベース.
- <http://dbshino.nifs.ac.jp/> ; この下に AMDS (電子による電離と励起の断面積), CHART (原子とイオンの電荷移行断面積), SPUTY (単原子固体からのスパッタリング率), BACKS (軽イオンの後方散乱係数) の4つのデータベースを含む.

このほかに、未確認ではあるが、CERN にも断面積データを独自に評価した上で収集しているデータベースが存在するようである [22].

7. 断面積データの現状

弱電離プラズマの巨視的特性を理解するにはプラズマを構成する原子・分子のすべての衝突過程に対する断面積の揃っていることが望ましい。電子衝突過程の断面積データは基本的にはエネルギーを正確に制御した電子ビームの散乱特性を測定する電子ビーム法により与えられる。しかし、どの原子・分子についても、実際には、①すべての電子衝突過程の断面積が測定されていることはありえず (特に励起過程が不十分), また②すべての測定結果には固有の測定誤差を伴う (電子ビーム法による測定にはエネルギー下限 (現状の典型値は約 0.5 eV) があり, 分子の回転励起断面積はもとより, 例外を除いて振動励起断面積についてもしきいエネルギー近傍の測定は困難). したがって, モデリングには入手可能なすべての衝突過程の断面積データを集め, それ以外の過程に関しては“なんらかの基準”に基づく外挿もしくは推定 (実効断面積として導入) を迫られることになる。現在の断面積セットもこのようにして決定されている。具体的には, 種々の出典から収集した断面積データセットをもとにしてボルツマン方程式解析などを通して電子輸送係数を算出し, それを測定結果 (電子移動速度, 拡散係数, 電離係数, 電子付着係数, 励起係数等) と比較することにより, 確認もしくは必要に応じて断面積データに修正を加えるという手順で決められている。しかし, 現状では特に反応性ガスに対しては必ずしも十分な種類の電子輸送係数 (また十分な E/N 範囲) が測定されてはならず, これが断面積の整備を遅らせる一因ともなっている。現在, 半導体や薄膜堆積プロセス技術や環境汚染ガス除去技術における分野で断面積の整備を強く望んでいるが, 前者においては SiH_4 や有機シラン (例えば, $\text{Si}(\text{C}_2\text{H}_5\text{O})_4$), 有機金属, またエッチングガスとしての F や Cl を含む化学的に活性なガスがあげられる。これらのガスにとって断面積の測定のみならず, 電子スウォームパラメータの測定も必ずしも容易ではない。しかし, 最近, CH_4 , CF_4 , CHF_3 , SiH_4 , SiF_4 , SF_6 , C_4F_8 等の解離断面積が, デュアルビーム出現質量分析法 [25] により測定されており, すでに得られている一組の断面積の改訂版を与える資料として, また新たに一組の断面積を用意するガスに対しては貴重なデータとなっている。

環境問題で取り上げられることの多い, 窒素酸化物, イオウ酸化物, フロン系ガス, フルオロカーボン, 揮発性有機ガス等を放電プラズマで処理する上で断面積のセットの確立が望まれている。その中で最近 CCl_2F_2 の電子衝突断面積セットが発表された [26]. また, メタン

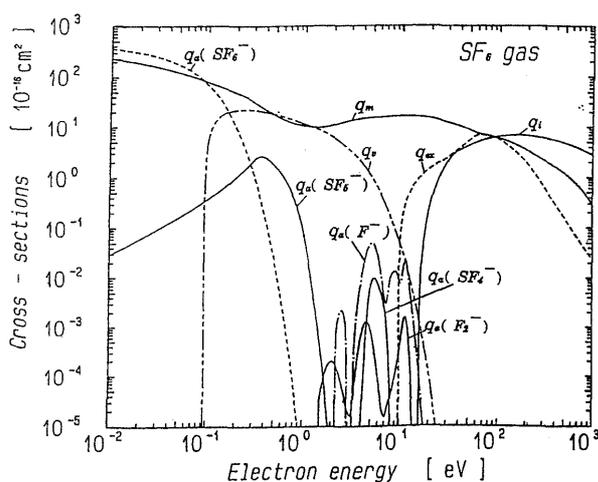


Fig. 5 A set of electron collision cross sections of SF₆.

の F, Cl, Br, I, SH などの置換体からなるガスの全衝突断面積の絶対値測定が試みられている。CH₃SH は大気中の悪臭源の一つとして知られている。

また、最近の話題として PDP (プラズマディスプレイパネル) の効率と輝度の向上をめざして、希ガスの励起断面積や励起エネルギー移行機構の解明、混合ガス (例えば Xe/Ne, Xe/He) 効果等の検討が行われる [27] と同時になお一層のデータの蓄積が望まれている。

以上のような背景のもとで、電気学会技術資料 “低エネルギー電子・イオンダイナミクスとシミュレーション技法; 技術報告書 (第691号)” には、委員自らが評価検討した 9 種類のガス, He, Ne, Ar, Kr, Xe, N₂, SF₆, CF₄, c-C₄F₈ に対する一組の電子衝突断面積 [28] (信頼性の高いものの一例として SF₆ の断面積を Fig. 5 に示す) ならびに励起粒子を介して生じるペニング電離過程を含めた 5 組の混合ガス, Ar/Ne, Hg/Ar, Xe/Ne, Kr/Ne, Xe/He に対する一組の断面積データ [29], および BE コード (ルジャンドル多項式二項展開近似ボルツマン方程式) を電子ファイル形式で提供した。

これらのほかにも、検討が必ずしも十分ではないが、O₂, CO₂, SiH₄, CCl₂F₂, F₂, HCl, Cl ガスの一組の断面積が報告されており、引き続き発足した調査委員会で十分検討され新たなデータベースとして積み上げられようとしている。

8. おわりに

弱電離プラズマを利用した技術を一層発展させるために、その基礎となる電子衝突断面積 (プラズマを解析する上で矛盾のない一組) を調査検討した。希ガスや自然

界に存在するガスの電子衝突断面積は電子特性を理解する上ではかなり揃っているといえよう。しかし、発光特性に関しては励起断面積の信頼性に問題があり十分な理解は得られていない。反応性分子ガスに至っては、断面積データ自体が十分ではないが、現在着実に検討されてきている。

1998年6月には電気学会のもとに断面積を調査する委員会が新たに発足した。本委員会が3年後をめざし、数多くのガスに対して一組の電子衝突断面積データを収録することを期待したい。

謝辞

最後に、電気学会 “放電プラズマ電子衝突断面積調査委員会” 委員、特に本稿の作成にあたり、電子衝突理論に関して鶴飼正敏氏; 東京農工大学 (本稿, 2, 3, 4 章), 同測定法に関して豊田浩孝氏; 名古屋大学, イオン輸送に関し飯沼恒一氏; 東北大学 (本稿, 5 章), 断面積データベースに関して中村義春氏; 慶応義塾大学 (本稿, 6 章), ボルツマン方程式に関し伊藤秀範氏 (室蘭工業大学), また全般を通し伊藤晴雄氏 (千葉工業大学) に執筆ならびにご教示いただき深く感謝いたします。

参考文献

- [1] 電気学会技術報告第691号低エネルギー電子・イオンダイナミクスとシミュレーション技法(1998).
- [2] 高柳和夫: 電子・原子・分子の衝突, 第2版 (培風館, 1997).
- [3] N.F. Mott and H.S. Massey, *Theory of Atomic Collisions*, 3rd edition (Oxford, 1965).
- [4] H.S.W. Massey and E.H.S. Burhop, Vols. 1 & 2 (Oxford, 1969).
- [5] J.B. Hasted, *Physics of Atomic Collisions* (American Elsevier, New York, 1972).
- [6] I. Shimamura and K. Takayanagi (eds), *Electron-Molecule Collisions* (Plenum, New York, 1984).
- [7] L.G. Christophorou ed., *Electron-Molecule Interactions and their Applications*, Vols. 1 & 2, (Academic, Orlando, 1984).
- [8] E.W. McDaniel, *Atomic Collisions: Electron and Photon Projectiles* (Wiley, New York, 1989).
- [9] 鶴飼正敏: 電気学会誌 **116**, 223 (1996).
- [10] A. Niehaus, *Adv. Chem. Phys.* **45**, 399 (1981).
- [11] A. Yenchu, *Electron Spectroscopy, — Theory, Techniques and Applications —*, Vol.5, (Academic, New York, 1984) p.197.
- [12] P.E. Siska, *Rev. Mod. Phys.* **65**, 337 (1993).
- [13] M. Ukai and Y. Hatano, *Gaseous Electronics and Its*

- Applications* (KTK Scientific, Tokyo, 1991) p.51.
- [14] M. Kitajima, K. Hidaka, H. Kusumori, M. Ukai, N. Kouchi and Y. Hatano, *J. Chem. Phys.* **100**, 8072 (1994).
- [15] E.A. Mason and E.W. McDaniel, *Transport Properties of Ions in Gases* (Wiley, New York, 1988).
- [16] K. Inuma, E.A. Mason and L.A. Viehland, *Mol. Phys.* **61**, 1131 (1987).
- [17] J.B. Hasted, *Physics of Atomic Collisions* (Butterworth, London, 1972).
- [18] J. Perrin, O. Leroy and M.C. Bordage, *Contrib. Plasma Phys.* **36**, 3 (1996).
- [19] D. Smith, M. J. Church and T. M. Miller, *J. Chem. Phys.* **68**, 1224 (1978).
- [20] A. P. Hickman, *J. Chem. Phys.* **70**, 4872 (1979).
- [21] 小谷野猪之助, 田中健一郎, : プラズマ反応による物質合成と材料処理 (理化学研究所監修, アイオニクス, 1984).
- [22] Program and Abstracts of International Conference on Atomic and Molecular Data and Their Applications (ICAMDATA), Sep.29-Oct.2, 1997, NIST, Gaithersburg, MD., USA.
- [23] S.F. Biagi, *private communication*.
- [24] T. Nakano, H. Toyoda and H. Sugai, *Jpn. J. Appl. Phys.* **30**, 2908, 2912 (1991); T. Nakano and H. Sugai, *Jpn. J. Appl. Phys.* **31**, 2919 (1992); T. Nakano and H. Sugai, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **26**, 1909 (1993); M. Iio, M. Goto, H. Toyoda and H. Sugai, *Contrib. Plasma Phys.* **35**, 405 (1995); H. Sugai, H. Toyoda, T. Nakano and M. Goto, *Contrib. Plasma Phys.* **35**, 415 (1995); H. Toyoda, M. Iio and H. Sugai, *Jpn. J. Appl. Phys.* **36**, 3730 (1997).
- [25] 深谷昌史, 菅原広剛, 酒井洋輔, 電気学会放電研究会資料 ED-98-213 (1998).
- [26] 内田論, 菅原広剛, P.L.G. Ventzek, 酒井洋輔: 電気学会論文誌 **118-A**, 622(1998).
- [27] H.Itoh *et al.*, *J. Phys. D* **26**, 1975 (1993); H. Itoh *et al.*, 電気学会論文誌 **116-A**, 328 (1996); H. Itoh *et al.*, *J. Phys. D* **24**, 277 (1991).
- [28] Y. Sakai *et al.*, *J. Phys. D* **19**, 1741, 2393 (1986); 澤田貞夫, 酒井洋輔他, 照明学会誌 **71**, (1987); Y. Sakai, S. Sawada *et al.*, *J. Phys. D* **22**, 276, 282 (1989); 澤田貞夫, 酒井洋輔 他, 照明学会誌 **74**, 80 (1990); Y. Sakai, S. Sawada *et al.*, *J. Phys. D* **24**, 283 (1991); 酒井洋輔, 澤田貞夫 他, 照明学会誌 **76**, 74 (1992).