

酸素原子と低エネルギー電子の衝突断面積

高柳和夫・恩田邦蔵*

Effective Cross Sections for Collision Processes between Atomic Oxygen and Slow Electrons

By

KAZUO TAKAYANAGI and KUNIZO ONDA

Abstract: Effective cross sections have been compiled for collision processes between atomic oxygen and electrons with energy below 100 eV. The cross section of optically allowed excitations has been studied very little in the past in spite of importance of these processes. In this paper, the effective cross section has been estimated for some of these excitations with help of known values of the optical oscillator strength.

概 要

既に報告した N_2 , O_2 につづき, ここでは O 原子とおそい電子 (<100 eV) との衝突で起るすべての主要過程について有効断面積を調べた. とくに光学的に許された遷移に相当する励起は重要な非弾性衝突であるにもかかわらず, 従来ほとんど研究されていないので, 今回振動子強度を参考にしてその断面積を推定した.

1. 序 論

N_2 , O_2 とともに地球大気の主成分となっているものは O 原子である. 前 2 者とくらべて, O は振動・回転の自由度をもたない点ではるかに簡単である. しかし一方地上での酸素は通常分子状になっているため, 原子 O と他の粒子との衝突現象は実験的に研究しにくいという欠点がある. 最近ではビーム交差法などを用いて O と電子との衝突断面積を求める実験が行なわれているが, まだ測定値のばらつきが大きく, 今後さらに念入りな実測が望まれている. そんなわけで O と電子の衝突についてはいまのところ理論的な情報の方が多い. 理論計算の場合, 用いた近似法によって結果が著しく変わることがあるので注意を要する. 電子計算機の発達によって相当くわしい計算が行なわれてきていることはよろこばしい.

2. O 原子の諸性質

酸素原子核は 99.76% までが質量数 16 である. そのまわりに 8 個の電子がついているのが中性 O 原子である. 中性 O をはじめ O^+ , O^{++} , ..., O^{7+} などの各イオンのエネルギー準位は文献 [1] に示されている. これらのほかに負イオン O^- が存在する. この負イオンについては定常状態が一つ ($1s^2 2s^2 2p^5$, 2P) あるだけで, 余分の電子が $3s$ または $3p$ 軌道にはいるような結合状態はなさそうである [3].

O やそのイオンの基底状態における電子配置, 電離エネルギー (O^- では extra electron の結合エネルギー, つまり O の electron affinity) を第 1 表に示す. O^{++} , O^{4+} , O^{6+} 以外のイオ

* 研 究 生

第1表 酸素原子およびそのイオンの基底状態

電子配置**		電離エネルギー	文献	
O ⁻	1s ² 2s ² 2p ⁵	² P _{3/2}	1.465 ± 0.005 eV*	[4]
			1.461 ± 0.024	[5]
			1.478 ± 0.002	[6]
			1.48	[7]
O	1s ² 2s ² 2p ⁴	³ P ₂	13.614 eV	[1]
O ⁺	1s ² 2s ² 2p ³	⁴ S _{3/2}	35.146 eV	[1]
O ⁺⁺	1s ² 2s ² 2p ²	³ P ₀	54.934 eV	[1]
O ⁺⁺⁺	1s ² 2s ² 2p	² P _{1/2}	77.394 eV	[1]
O ⁴⁺	1s ² 2s ²	¹ S ₀	113.873 eV	[1]
O ⁵⁺	1s ² 2s	² S _{1/2}	138.080 eV	[1]
O ⁶⁺	1s ²	¹ S ₀	739.114 eV	[1]
O ⁷⁺	1s	² S _{1/2}	871.12 eV	[1]

* O の electron affinity

** ²P_{3/2}, ¹S₀ などと書いたのは角運動量状態を示すためによく用いられる記号で, 一般形^{2S+1}L_J である. こう書いたときの S はスピンの大きさを, L は軌道角運動量の大きさを, そして J は両者をベクトル的に合成して得られた全角運動量の大きさを表わす量子数である. いずれも原子内電子についてベクトル的に加えた結果である. 2S+1 を多重度と呼ぶ. また L は数字のままではなく, L=0, 1, 2, 3, … に応じ S, P, D, F, … という文字を用いるのが習慣になっている.

第2表 光学的に許される遷移で基底状態と結びつく状態

電子状態	励起エネルギー	波長	遷移確率	f [*]
core(1s ² 2s ²) は共通				
2p ³ (⁴ S) 3s ³ S	9.521 eV	1303.5 Å	3.8 × 10 ⁺⁸ sec ⁻¹	0.031
2p ³ (⁴ S) 4s ³ S	11.930	1040.1		
2p ³ (⁴ S) 3d ³ D	12.087	1026.6	0.39	0.010
2p ³ (² D) 3s ³ D	12.540	989.46	2.3	0.056
2p ³ (⁴ S) 5s ³ S	12.697	977.23		
2p ³ (² P) 3s ³ P	14.123	878.45	3.2	0.037
2p ³ (² D) 3d ³ P	15.290	811.37	0.78	0.0077

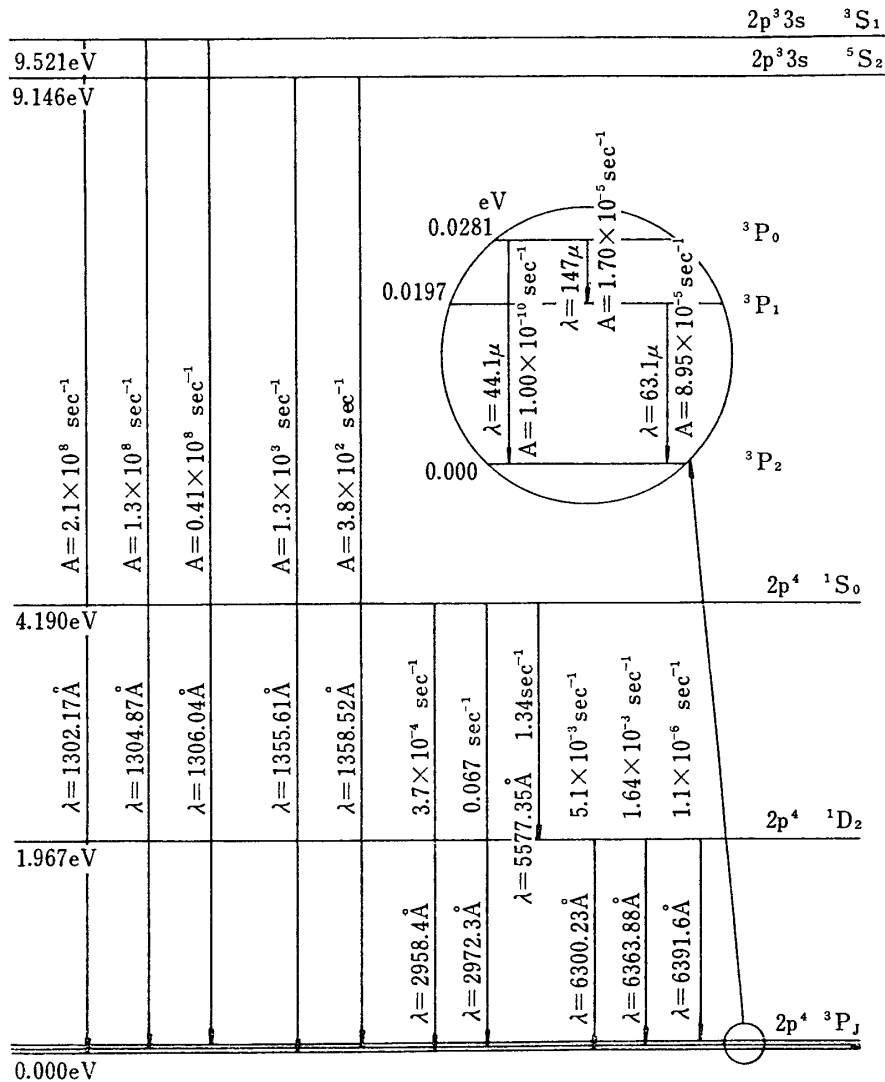
*) 振動子強度

第3表 O(³P) の電気的分極率 α (単位 Å³)

文献		α
理論計算	Dalgarno and Parkinson [9]	0.89
"	Kelly [10]	0.7827
"	Garrett and Jackson [66]	0.767
測定値	Alpher and White [11]	0.77 ± 0.02

ンの基底状態はスピン・軌道相互作用によって数個のエネルギー準位に分裂し微細構造を示す. たとえば O⁻ では²P が²P_{3/2} と²P_{1/2} とに分れ, その間隔は 0.0353 eV である [6]. 第1表に示した状態はそれぞれ微細構造のうちの最もエネルギーの低いものである.

中性原子 O で 10 eV 以下の励起エネルギーをもつ準位とそれらの間の遷移 (光の放出を



第 1 図 酸素原子のエネルギー準位とその間の遷移

伴う) の確率 A , そのとき出る光の波長 λ などを第 1 図に示す. これらの値は文献 [2] によっている. この文献には H から Ne までのすべての原子やそのイオンについて, 知られている光の放出の確率や波長を示してあって便利である.

第 1 図に示したものの以外で光学的に許された遷移によって基底状態と結びついている励起状態のいくつかを第 2 表に示す. ただしここに示した値は微細構造についての平均値である. 平均する前の値は文献 [2] を見ていただきたい.

電子との衝突で大切な性質の一つは電気的分極率 α である. 一般に電子を原子核から r の距離のところにおいたとすると, 電子が作る電場によって原子がゆがみ, それは電子が感じるポテンシャル場の変化として現われてくる. このようないわゆる分極力のポテンシャル $V_p(r)$ は r の関数であるが, とくに $r \rightarrow \infty$ の極限では

$$V_p(r) \rightarrow -\frac{\alpha e^2}{2r^4} \quad (1)$$

となる。測定および計算された α の値のいくつかを第3表に示す。近距離での $V_p(r)$ の関数形については、従来はくわしく計算をする手間をはぶいて

$$\frac{\alpha e^2(1-e^{-r/r_p})}{(r_p^2+r^2)^2} \quad (2)$$

とか、もっと簡単な式

$$-\frac{\alpha e^2}{(r_p^2+r^2)^2} \quad (3)$$

を用い、パラメタ r_p を散乱断面積や O^- のエネルギーの測定値に合うようにきめることが行なわれていた。最近では dipole polarization, または monopole, multipole polarization まで含めた V_p を直接計算して散乱断面積を求めることが多くなったが、酸素ではまだ dipole の項きり計算されていない。(次節参照)

中性 O 原子およびその正負イオンで、 $1s^2 2s^2 2p^m$ の形の電子配置をもつ各状態に対しての波動関数は、analytic SCF の近似で求められている [8].

電子衝突と縁の深い光電離 (O^- では photodetachment) とその逆



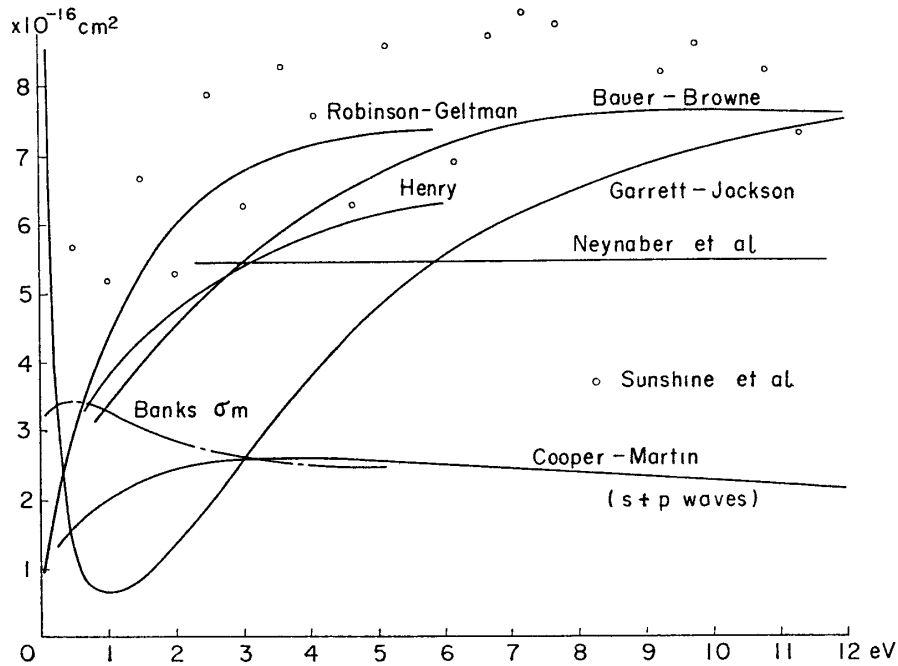
についての実験・理論の文献を [12]~[48] に掲げる。

3. 弾性散乱

弾性散乱の理論的計算および全断面積の実験的測定の文献を [49]~[68] に掲げる。入射電子エネルギーが 10 eV 以下では、非弾性散乱の断面積は全断面積の一割以下と思われるから、実測値はほぼ弾性散乱の確率を与えていると思ってよい。

初期の理論計算では電子交換や原子の分極の効果を全く無視して原子の作る静電場による散乱を扱ったものが多かった ([50][54][59][60] など)。しかしおそい電子の散乱では分極による力は重要である。そこで (2) または (3) の形のポテンシャルをもととの静電場に加えたものがしばしば用いられている ([51][53][56][62][65] など)。しかし (2) や (3) の式は根拠のある式ではないし、その中のパラメタ r_p のとり方にもあいまいさがある。もっと正確には、入射電子の位置を固定したときの原子の分極をまともに計算しなければならない。 $O+e$ については、摂動論を用い、いわゆる dipole 項だけをとり出した計算が行なわれている ([55][66][68])。つぎに交換効果についても、はじめは Slater [101] の提案した近似ポテンシャルを用いることが多く ([53][63][65][66])、まともに微積分方程式を解いた例は少ない ([55][67][68])。以上交換効果・分極効果の両方をかなりまともに扱ったのは最近の Henry の論文 [68] である。この場合においても分極ポテンシャルの monopole, multipole の項は無視されている。一方 Smith 達 [67] は酸素原子の 3P , 1D , 1S の三状態の間の遷移を考慮し、連立微積分方程式をとり弾性散乱や非弾性散乱の断面積を求めているが、分極効果は無視している。

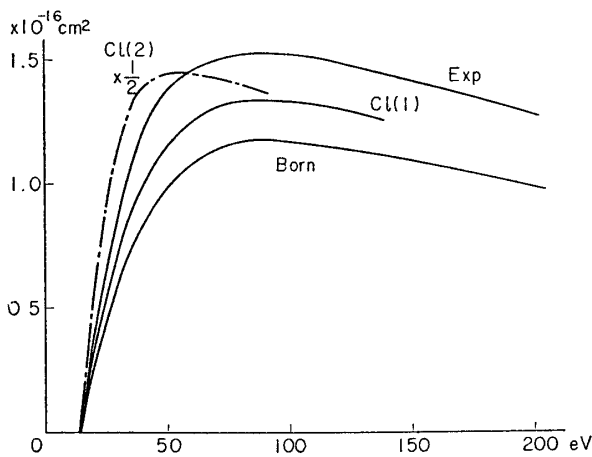
実験は解離した酸素原子のビームを作らなければいけないというやっかいな事情のため、最近の Sunshine 達の測定値もかなりばらついている。彼らの実測値、Neynaber 達の実測値やいくつかの理論曲線を第2図に示す。低エネルギー域での理論曲線が定性的にも一致して



第2図 O(3P) による電子の弾性散乱

いないことは、採用されたポテンシャルのわずかな差異が衝突断面積を大きく変えてしまうというよい例である。

なお、momentum transfer の断面積 σ_m については Tietz [59] の計算があるが Born 近似なので我々の扱っているエネルギー領域では不満足である。Banks [102] は Temkin [55] の s 波の phase shift, Cooper と Martin の出した p 波の phase shift を用いて σ_m を出している。十分正確とはいいがたいがその結果も第2図に示した。



第3図 酸素原子の電離断面積。Exp は文献 [69] [73] の実測, Born は Born 近似 [80], Cl(1) と Cl(2) は古典論による計算 (それぞれ [79][77])。

4. 電 離

電離については Fite と Brackmann [69] および Rothe 達 [73] の実測が 500 eV までの入射エネルギーについて報告されており、両者の一致は極めてよい。最近 Omidvar 達 [80] は Born 近似による電離断面積の計算をしている。実測値よりやや小さいがエネルギーの関数としての断面積の変化は実測曲線とよく似ている。このほか Gryzinsky 流の古典力学を用いた impulse approximation やそれを若干修正した方法による計算なども行なわれており、これらのいくつかを第3図に示す。電離についてその他の文献は [69]~[80] に掲げてあ

る。この中には、読者の便宜を考えて、酸素イオンの電離断面積に関する文献も収録してある。これらは天体物理学的な諸問題で必要になる量である。

5. 励 起

中性 O 原子は第1図に示すように基底状態が 3P で、そのエネルギー準位は3本に分れている。この微細構造の間の遷移で赤外線を放出することは、上層大気冷却の主要過程の一つである。さて電子衝突によるこれらの3状態の間の遷移の断面積は Breig と Lin [96] によって計算されており、その結果が第6図に示してある。

電子エネルギーが 2~20 eV のあたりで重要なものは 1D および 1S 状態の励起である。これらは基底状態と同じ電子配置 $1s^2 2s^2 2p^4$ で、ただ角運動量の合成され方が違うものである。大気中で太陽光線から生じた photoelectron が次第にエネルギーを失って熱電子になる過程で重要なもので、 $^1S \rightarrow ^1D$ の遷移から出るいわゆる green line (5577 Å) や $^1D \rightarrow ^3P$ から出る red line (6300 Å) は大気光の花形である。ただし、 1D 状態は光を出すまでの平均寿命が長いので、光を出す前に電子や他の原子分子との衝突によって deactivation を起してしまう可能性が大きく、このため 100 km あたりやそれ以下の大気中では red line が認められることは少ない。

上に述べた 3P , 1D , 1S 状態間の遷移を起す衝突断面積は、古くは Yamanouchi 達 [82] [85] によって計算されているが、その結果は理論的にきまる上限値をはるかにこえていることが後になって判明した。これは初期状態と最終状態の結びつきが強くて摂動論が使えないことを意味する。その後、結合の強いことを考慮して別の近似法で計算をした Seaton [86] [88] の結果が広く使われてきた。最近になって Smith 達 [100] は連立微積分方程式を数値的に解く方法によって 3P , 1D , 1S 間の遷移の断面積を求めている。摂動論を用いていないこと、電子交換効果がきちんととり入れられていることなどの点で満足なものであるが、低エネルギー電子の散乱で重要な分極力の効果がとり入れられていない点で今後改善の余地がある。Smith 達の計算とくらべると、Seaton の出した結果はそう悪くなく、とくに $^3P \rightarrow ^1D$, 1S の断面積は 15 eV くらいから下では 20% と違ってない。しかし、 $^1D \rightarrow ^1S$ の断面積については Seaton の値は factor 2 位小さい。Smith 達の論文には部分断面積の値が表になっているが、単位などの点で利用しにくいので、それらを書き直したものを第4, 5表に掲げる。第5表の $^1D \rightarrow ^3P$ の deactivation の断面積は、その逆過程の断面積から detailed balancing の関係で求めたものである。

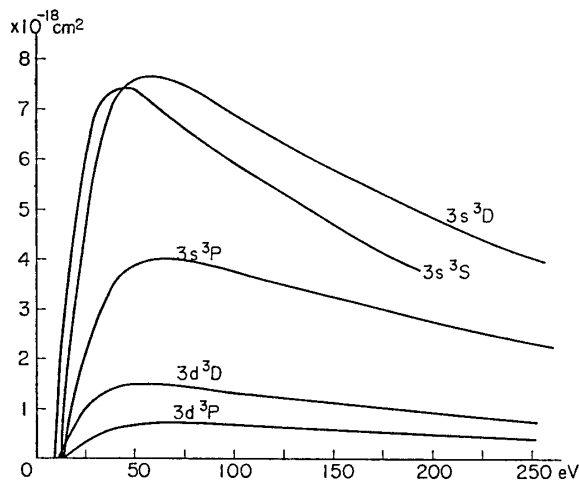
電子のエネルギーがもっと大きくなってくると、光学的にも許された遷移が起るようになってくる。光学的に許されているということは、電子衝突でも起りやすいことを意味し、応用上大切な過程に属するが、残念ながらいままでのところ実験的研究は全くなく、理論の方でも最近 Stauffer と McDowell [98] が impact parameter の近似法で計算したものがあるだけである。ところで光学的に許された励起に対しては、励起エネルギー ΔE と光学的振動子強度 f がわかれば近似的断面積が求められる。その方法の詳細は付録に示す。このやり方で第2表に示した f の判っている五つの状態の励起断面積を求めた結果を第4図に示す。 f が比較的小さいため、光学的に許された遷移としては励起断面積はそれほど大きくない。

第 4 表 $O(^3P)$ と電子の衝突断面積 [100]
単位は 10^{-16}cm^2

$E(\text{eV})$	$^3P \rightarrow ^3P$	$^3P \rightarrow ^1D$	$^3P \rightarrow ^1S$
1.361	8.21		
2.041	8.54		
2.721	8.66	0.141	
3.401	8.71	0.238	
4.082	8.70	0.299	
4.762		0.332	0.0088
5.442	8.55	0.342	0.018
6.803	8.38	0.339	0.092
8.16	8.05	0.320	0.033
10.88	7.48	0.278	0.033
13.61	7.06	0.246	0.032
20.41	6.07	0.186	0.026
27.21	5.35	0.150	0.022
34.01	4.80		
40.82	4.40	0.103	0.016
54.42	3.73	0.068	0.010

第 5 表 $O(^1D)$ と電子の衝突断面積 [100]
単位は 10^{-16}cm^2

$E(\text{eV})$	$^1D \rightarrow ^1D$	$^1D \rightarrow ^3P$	$^1D \rightarrow ^1S$
0.074	8.25		
0.754	7.41	0.92	
1.434	7.59	1.02	
2.115	7.80	1.04	
2.795		1.02	0.077
3.475	8.05	0.964	0.095
4.386	8.15	0.858	0.106
6.19	7.99	0.759	0.106
8.91	7.57	0.611	0.101
11.64	7.22	0.518	0.093
18.44	6.22	0.371	0.073
25.24	5.47	0.291	0.059
32.04	4.91		
38.85	4.48	0.195	0.036
45.65	4.13		
52.45	3.80	0.127	0.026

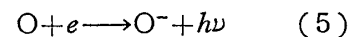
第 4 図 振動子強度を用いて計算された励起断面積
(いずれも第 2 表記載の状態の励起)

$1.4 \times 10^{-15} \text{cm}^2/\text{sec}$, E が増すとはじめ少し減少して $E=0.25 \text{eV}$ で $1.2 \times 10^{-15} \text{cm}^2/\text{sec}$ くらいの極小になりそのあとは増加し, 2eV あたりで $2.0 \times 10^{-15} \text{cm}^2/\text{sec}$ に達する. したがって 1eV あたりでの有効断面積は $2.5 \times 10^{-23} \text{cm}^2$ の程度できわめて小さい.

さて, O の励起状態のうち 1D 状態は 150sec もの長い寿命をもつ. Cadle [107] によると, 日中上層大気の $20 \sim 100 \text{km}$ で $10^4 \sim 10^5/\text{cm}^3$, $100 \sim 160 \text{km}$ で $10^6/\text{cm}^3$ 程度の $O(^1D)$ があるという. この励起状態にある O と電子の衝突断面積を前記の Smith らが計算した結

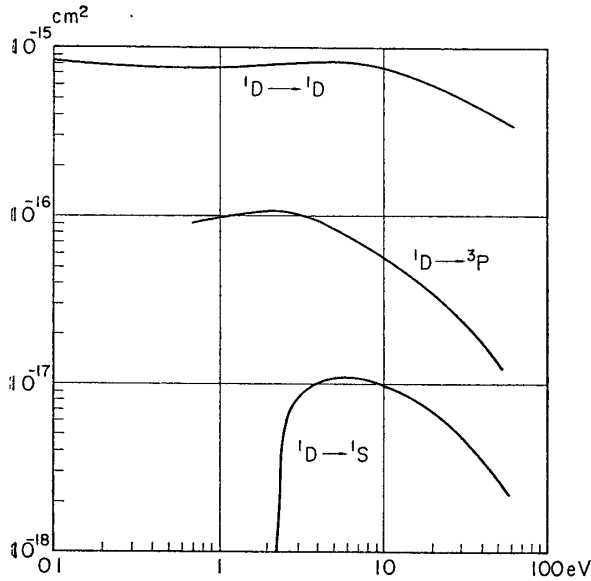
Stauffer 達は $2p^3(^4S) 3s^3S$ の励起断面積を計算しているが, その結果は第 4 図に示したもののちょうど 10 倍くらいになっている. 彼らは実測された f を用いず, 遷移の行列要素を直接波動関数から計算しているが, 2 倍以上の誤差があるとは思われないし, 我々の経験的推定も factor 2 以上の誤差はありそうにないので, Stauffer 達がちょうど factor 10 の間違いをしているのではないかと思われる.

つぎに O と電子の衝突で光を伴う付着



が起りうる. Branscomb [106] によるとこの反応速度は電子エネルギー $E=0$ で

果を第5図に示す。

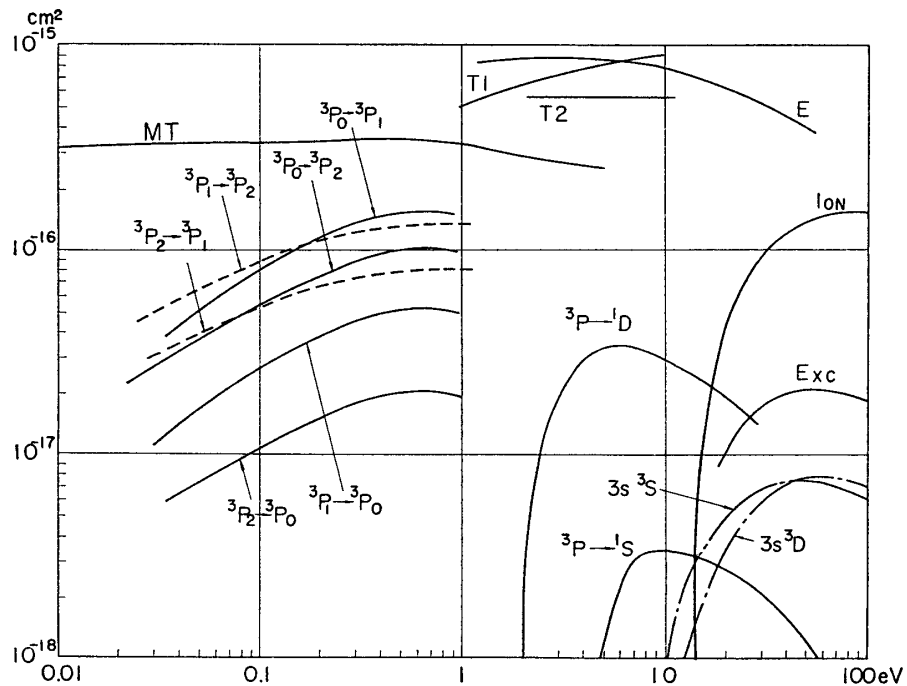


第5図 O(¹D) と電子の衝突断面積

面積は Breig と Lin [96] の計算値である。³P→¹D および ³P→¹S は Smith 達の計算値 [100]. Ion は文献 [69][73] の測定した電離断面積。3s³S および 3s³D は第4図の中の二つの大きな断面積, Exc は第4図に示した五つの励起断面積の和である。ここに掲げたもの以外にも励起されうる状態は沢山あるので, 全励起断面積は図に示した Exc の数倍にはなるだろう。

6. ま と め

以上で得られた O(³P) と電子の各種衝突過程の断面積を第6図にまとめる。まず MT は Banks [102] が出した momentum transfer の断面積, T は全散乱断面積で T1 は第2図に示した Sunshine 達 [64] の測定点の中央あたりである程度任意に引いた曲線, T2 は Neynaber 達 [61] のものである。E は Smith 達 [98] が連立微積分方程式を解いて得た弾性散乱の断面積で, 分極力の作用がはいていない点でやや不正確である。つぎに 1 eV 以下のところに示した ³P の sublevel の間の6通りの遷移断面積



第6図 O(³P) と電子の衝突断面積のまとめ。記号の意味については本文参照

〔付録〕 励起断面積の近似計算

速い入射電子による原子分子の励起では、光学的に許された遷移が起りやすく光学的に禁止された遷移はほとんど起らない。おそい電子が入射するときは光学的に禁止されたものでもかなり実現されることがあるが、やはり光学的許容遷移の方がさらに起りやすい。

このように大きな確率で起る光学的許容遷移の励起断面積 σ はその遷移の振動子強度 f と励起エネルギー ΔE 、それに入射エネルギー E でほぼきまる。これは厳密な話ではないが実際上有用な経験的事実である。その基礎づけは Seaton [103][104] および van Regemorter [105] によってなされているが、そのあらまは次のようである。

波数ベクトル \mathbf{k}_0 の電子が統計的重み g_0 、エネルギー E_0 の状態にある原子または分子と衝突し、これをエネルギー E_n の状態に励起して、波数ベクトル \mathbf{k}_n で出てくる過程を考える。標準的な摂動論をおそい電子によるこの励起現象に適用するといわゆる distorted wave の近似が得られ、断面積の公式は次式で与えられる。

$$\begin{aligned} \sigma(0 \rightarrow n) &= \frac{k_n}{k_0} \left(\frac{m_e}{2\pi\hbar^2} \right)^2 \frac{1}{g_0} \sum_{\alpha, \beta} \int |\langle \mathbf{k}_n | V_{n0} | \mathbf{k}_0 \rangle|^2 d\hat{\mathbf{k}}_n \quad (\text{A } 1) \end{aligned}$$

m_e は電子質量、 \hbar は Planck 定数を 2π で割ったもの、 $\sum_{\alpha, \beta}$ は initial および final state の sublevel についての和、 V_{n0} は入射電子と標的との相互作用 V の行列要素、 $\langle \mathbf{k}_n | V_{n0} | \mathbf{k}_0 \rangle$ はそれをさらに遷移前後の電子の波動関数ではさんで積分したものである。 $d\hat{\mathbf{k}}_n$ はベクトル \mathbf{k}_n の方向についての積分を表わす。電子状態の励起では入射電子と標的の中の原子核との相互作用は V_{n0} に寄与しないことが示されるので、 V としては入射電子と標的の中の電子 (N 個あるとする) との相互作用だけ考えれば十分である。すると標的の重心から入射電子までの距離 r の大きいところで近似的に

$$V = -\sum_{j=1}^N \frac{e^2}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_j|} \cong -\frac{e^2}{r} \sum_j \left(1 + \frac{\mathbf{r} \cdot \mathbf{r}_j}{r^2} \right) \quad (\text{A } 2)$$

となるから (\mathbf{r}_j は j 番目の target electron の位置ベクトル)

$$\begin{aligned} \sigma(0 \rightarrow n) &\cong \frac{k_n}{k_0} \left(\frac{e^2 m_e}{2\pi\hbar^2} \right)^2 \int \left| \left\langle \mathbf{k}_n \left| \frac{\mathbf{r}}{r^3} \right| \mathbf{k}_0 \right\rangle \right|^2 d\hat{\mathbf{k}}_n \\ &\quad \times \frac{1}{3g_0} \sum_{\alpha, \beta} \left| \langle n | \sum_j \mathbf{r}_j | 0 \rangle \right|^2 \quad (\text{A } 3) \end{aligned}$$

となる。 $\langle n | e \sum_j \mathbf{r}_j | 0 \rangle$ は原子 (または分子) の電気的二重極能率の非対角行列要素である。ここで

$$\int \left| \left\langle \mathbf{k}_n \left| \frac{\mathbf{r}}{r^3} \right| \mathbf{k}_0 \right\rangle \right|^2 d\hat{\mathbf{k}}_n = \frac{32\pi^4}{k_0 k_n \sqrt{3}} g(k_n, k_0) \quad (\text{A } 4)$$

で g 因子を定義し、また振動子強度 f_{0n} を

$$\frac{1}{3g_0} \sum_{\alpha, \beta} \left| \langle n | \sum_j \mathbf{r}_j | 0 \rangle \right|^2 = \frac{\hbar^2 f_{0n}}{2m_e(E_n - E_0)} \quad (\text{A } 5)$$

で導入すると、 $E = \hbar^2 k_0^2 / 2m_e$ に注意し

$$\sigma(0 \rightarrow n) \cong \frac{8\pi}{\sqrt{3}} \frac{I_H}{E} \frac{I_H}{\Delta E} f_{0n} g \pi a_0^2 \quad (\text{A } 6)$$

を得る. $I_H = e^2/a_0 = 13.60 \text{ eV}$, a_0 は Bohr 半径である.

以上においては distorted wave という近似理論から出発し, 相互作用 V の漸近形を用いるという近似をさらにつけ加えているので, (A 6) は正確な式ではない. さらに g 因子 (A 4) を計算することはかなりやっかいなことである. そこで経験的に g をきめようということが以前から考えられて, それが前述の Seaton と van Regemorter によって具体化したといえる. もう少しはっきり言うと, g を $E/\Delta E$ の関数とみるとそれは標的の種類によらない普遍的な関数になるということである. 実際 Born 近似では

$$g = \frac{\sqrt{3}}{\pi} \log \frac{k_0 + k_n}{|k_0 - k_n|} \quad (\text{A } 7)$$

となり, \log の中味が k_n/k_0 したがってまた $E/\Delta E$ だけの関数であることはすぐわかる. もっと正確な扱いでは $E/\Delta E$ だけの関数とは言えなくなるが, 近似的にはやはりそうだと見当をつけ, いくつかの実例で測定された断面積を (A 6) に等しいとおいて g を逆に計算し, それが果して $E/\Delta E$ の関数としてほぼ共通の関数であるかどうかをみるのである.

Seaton は

H	$1s \rightarrow 2p$
He	$1^1S \rightarrow 3^1P$
Na	$3^2S \rightarrow 3^2P$

についての実測曲線を蒐集し, van Regemorter がその資料を (A 6) 式によって整理してみたところ, 三つの例から出た g が $E/\Delta E$ の関数として非常に接近したものになったので, その平均的な g (これを \bar{g} と書く) を普遍関数として採用したのである. ここで彼らの用いた実測値がどの程度信用できるものであるかを調べておこう. まず水素では原子状水素を作るという余計な手間がはいるためその精度が十分であるかどうか問題であるが, ここでは一応 Seaton [103] が示した値をそのまま採用する. He では昔 Thieme [108] が実験しているが, その絶対値はあとで他の人が測っているのとくらべ1けたも大きい. Seaton [103] は彼の実測値をそのまま用いず, 400 eV のところで 3^1P の直接励起に対する Born 近似の計算に合うように規格化している. このため絶対値がほぼ正しくなるとともに, cascade (高い状態が励起され, それから光を出して 3^1P ができ, $3^1P \rightarrow 1^1S$ の光がふえてみえる効果) の影響を近似的に消去した結果になっている. 最近の He での実測のうち St. John らのもの [114] は Seaton の推定したものに比較的近い. ところが一方ではソ連の Zapesochnyi の測定 [113] が前2者よりかなり大きな断面積を与えている. Gabriel と Heddle [109] の与えた絶対値は 108 eV で $4.55 \times 10^{-18} \text{ cm}^2$ (実測値を分析し, cascade などの影響を取り除いてある) で, これは Zapesochnyi の値に近い. このように二つに分れてしまっていて, どちらがより正確かよくわからない.

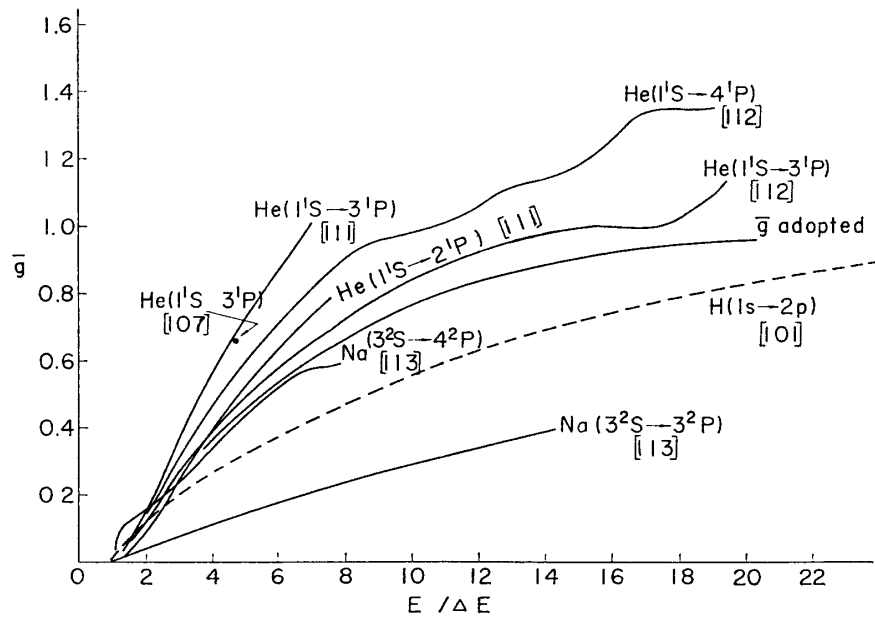
つぎに Na では, Haft [110] の古い励起曲線があるが, 絶対値測定でない. のちに三つのエネルギーで Christoph [111] が絶対測定をしているのでこれで Haft の結果を規格化できる. ところが Bates 達 [112] は Christoph の結果にある修正を行なっている. どういう性格の修正であるのか彼らの論文にもはっきり書いてないのでその可否も判断できないが, とにかくこの修正の結果はあとで Zapesochnyi 達 [115] が得た値にくらべて著しく大きい. そ

れに cascade の影響も無視しているように思われる. Seaton の用いた Na の励起関数はこのような性格のものなので, \bar{g} を求める資料としては心もとない. そこで今回は Zapesochnyi 達の出した結果に cascade の補正を施して $3^2S \rightarrow 3^2P$ および $3^2S \rightarrow 4^2P$ の励起断面積を得, これを \bar{g} の推定に用いてみた. ここで cascade の補正を行なうときに必要になる量の一つに $4^2S \rightarrow 3^2P$ の光の励起断面積があるが, これが直接測定されていないというやっかいな事情がある. 幸い, 原論文によるとすべての測定された $n^2S \rightarrow 3^2P$ は同じ形の励起断面積をもち, その絶対値はほぼ

$$\sigma = \frac{\text{const}}{n^\alpha} \quad (\text{A } 8)$$

の形で主量子数 n に依存するので, $n \geq 5$ での測定値の外挿によって $n=4$ の場合が推定できる [115]. 我々もこの方法で推定した $4^2S \rightarrow 3^2P$ の励起関数を用いており, その点に若干不確実性がある.

以上のようにして我々が集めた資料からそれぞれの \bar{g} を計算し, 図にしたものが第7図である. 得られた曲線は相当広くばらついているが, 断面積そのものの値は300倍くらいも違うものが対象となっており, それがこのように一束の曲線群になっているということは, ΔE と f とで断面積が大よそきまってしまうという考えが相当よい近似であることを示している. さらにくわしく検討してみると, 振動子強度 f の大きなものほど \bar{g} が小さめに出ているという興味深い傾向がみられる. まず f が一番大きい Na の 3^2P 励起 ($f=0.97$) が最も小さい \bar{g} を与え, その次に f が大きい H の $2p$ 励起 ($f=0.42$) が下から二番目の曲線を与えている. He の中では少し混乱してみえるが, 同じ測定者のもの同志をくらべると 2^1P 励起よりは 3^1P 励起, 3^1P 励起よりは 4^1P 励起の方が大きい \bar{g} を与え, 次第に f が小さくなっている (それぞれ $f=0.28, 0.07, 0.03$) こととよく合っている. f の最小の Na (4^2P)



第7図 平均の \bar{g} 因子の決定

励起 ($f=0.02$) が一番上になっていないのは、原子の個性がある程度残っているためであろう。以上のように f が大きいものほど \bar{g} が小さいのは、 f が大きいと strong coupling case になって、一次摂動論が使えないことと関係がありそうである。すなわち、衝突ごとの遷移確率はいくら大きくても 1 をこえることはできないので、相互作用が大きくなる時確率に飽和の傾向が現われてくるためであると推定される。

第6表 採用した $\bar{g}(E/\Delta E)$ の値

$E/\Delta E$	\bar{g}	$E/\Delta E$	\bar{g}
1.3	0.036	8	0.66
1.5	0.054	9	0.71
2	0.11	10	0.76
2.5	0.18	11	0.80
3	0.25	12	0.84
3.5	0.31	13	0.87
4	0.36	14	0.89
5	0.46	16	0.93
6	0.535	18	0.95
7	0.60	20	0.96

とにかく第7図のように曲線がばらついているので、これを一つの曲線で代表させるにはどうしても任意性がある。ここでは図の中ほどに引いた \bar{g} を採用することにする。その数値を第6表に示す。これを用いるとき、おおかたの例では factor 2 の範囲で正しい答が出せるものと期待される。ただ threshold 近く ($E/\Delta E < 2$) ははなはだきめにくく、測定された励起曲線もしばしばなめらかでなくて structure を示したりするので、この付近のことは不確実である。本文中第4図に示した五つの励起断面積は、第6表の \bar{g} を用いて求められたものである。

昭和42年12月6日 宇宙科学

参 考 文 献

I. 酸素原子およびそのイオンの諸性質

- [1] C. E. Moore: Atomic Energy Levels, vol. I, Circular of NBS 467 (1949)
- [2] W. L. Wiese, M. W. Smith and B. M. Glennon: Atomic Transition Probabilities, vol. I, Hydrogen through Neon, National Standard Reference Data Series-NBS 4 (1966)
- [3] B. Kivel: Phys. Rev. **152**, (1966) 21
- [4] L. M. Branscomb, D. S. Burch, S. J. Smith and S. Geltman: Phys. Rev. **111**, (1958) 504.
- [5] F. A. Elder, D. Villarejo and M. G. Inghram: J. Chem. Phys. **43**, (1965) 758
- [6] R. S. Berry, J. C. Mackie, R. L. Taylor and R. Lynch: J. Chem. Phys. **43**, (1965) 3067
- [7] V. H. Dibler and J. A. Walker: J. Opt. Soc. Amer. **57**, (1967) 1007
- [8] C. C. J. Roothaan and P. S. Kelly: Phys. Rev. **131**, (1963) 1177
- [9] A. Dalgarno and D. Parkinson: Proc. Roy. Soc. A **250**, (1959) 422
- [10] H. P. Kelly: Phys. Rev. **152**, (1966) 62
- [11] R. A. Alpher and D. R. White: Phys. Fluids **2**, (1959) 153

II. Photoionization, photodetachment and radiative recombination.

(T は理論, E は実験を意味する).

- [12] D. R. Bates, R. A. Buckingham, H. S. W. Massey and J. J. Unwin: Proc. Roy. Soc. A **170**, (1939) 322. [$T, O^+ + e \rightleftharpoons O + h\nu$]
- [13] T. Yamanouchi and M. Kotani: Proc. Phys.-Math. Soc. Japan **22**, (1940) 60. [$T, O + h\nu \rightleftharpoons O^+ + e$]
- [14] D. R. Bates: Mon. Not. Roy. Astr. Soc. **100**, (1940) 25. [$T, O + h\nu \rightarrow O^+ + e$]
- [15] T. Yamanouchi: Proc. Phys.-Math. Soc. Japan **22**, (1940) 569. [$T, O^- + h\nu \rightleftharpoons O + e$]
- [16] T. Yamanouchi: Proc. Phys.-Math. Soc. Japan **23**, (1941) 757. [$T, O^{++} + h\nu \rightleftharpoons O^{+++} + e$]
- [17] T. Yamanouchi: Proc. Phys.-Math. Soc. Japan **24**, (1942) 351. [$T, O^+ + h\nu \rightleftharpoons O^{++} + e$]
- [18] D. R. Bates and H. S. W. Massey: Phil. Trans. Roy. Soc. A **239**, (1943) 269. [$T, O^- + h\nu \rightarrow O + e$]
- [19] R. Wildt and S. Chandrasekhar: Astrophys. J. **100**, (1944) 87. [$T, O^- + h\nu \rightarrow O + e$]
- [20] D. R. Bates: Mon. Not. Roy. Astr. Soc. **106**, (1946) 128. [$T, O^- + h\nu \rightarrow O + e$]
- [21] D. R. Bates: Mon. Not. Roy. Astr. Soc. **106**, (1946) 423. [$T, O^+ + h\nu \rightarrow O^{++} + e$]
- [22] D. R. Bates and M. J. Seaton: Mon. Not. Roy. Astr. Soc. **109**, (1949) 698. [$T, O + h\nu \rightarrow O^+ + e$]
- [23] M. J. Seaton: Proc. Roy. Soc. A **208**, (1951) 408. [comparison of theory and experiment, $O + h\nu \rightarrow O^+ + e$]
- [24] S. J. Smith and L. M. Branscomb: J. Res. NBS **55**, (1955) 165. [$E, O^- + h\nu \rightarrow O + e$]
- [25] L. M. Branscomb, D. S. Burch, S. J. Smith and S. Geltman: Phys. Rev. **111**, (1958) 504. [$E, O^- + h\nu \rightarrow O + e$]
- [26] M. M. Klein and K. A. Brueckner: Phys. Rev. **111**, (1958) 1115. [$T, O^- + h\nu \rightarrow O + e$]
- [27] R. G. Breene, Jr. and M. C. Nardone: J. Opt. Soc. Amer. **50**, (1960) 1111; **53**, (1963) 924. [$T, O + e \rightarrow O + e + h\nu$]
- [28] A. Dalgarno and D. Parkinson: J. Atm. Terr. Phys. **18**, (1960) 335. [$T, O + h\nu \rightarrow O^+ + e$]
- [29] S. J. Smith: Ioniz. Phenom. in Gases, ed. by N. R. Nilsson, Vol. 1, (1960) 219. [$E, O^- + h\nu \rightarrow O + e$]
- [30] R. G. Breene: J. Chem. Phys. **35**, (1961) 625. [$T, O^+ + e \rightarrow O + h\nu$]
- [31] L. M. Branscomb: Ioniz. Phenom. in Gases, ed. by H. Maecker, Vol. 1, (1962) 1. [$E, O^- + h\nu \rightleftharpoons O + e$, etc. review]
- [32] J. W. Cooper and J. B. Martin: Phys. Rev. **126**, (1962) 1482. [$T, O^- + h\nu \rightarrow O + e$]
- [33] B. H. Armstrong and H. Aroeste: J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer **4**, (1964) 829, [T , bound-bound contribution to the absorption coefficient of O]
- [34] A. Dalgarno, R. J. W. Henry and A. L. Stewart: Planet. Space Sci. **12**, (1964) 235. [$T, O + h\nu \rightarrow O^+ + e, \lambda \geq 25 \text{ \AA}$]
- [35] Yu. V. Moskvina: Opt. i Spektroskopiya **17**, (1964) 499; Opt. & Spectry. **17**, (1964) 270. [$T, O^- + h\nu \rightarrow O + e, h\nu = 1-8 \text{ eV}$]
- [36] R. S. Berry, J. C. Mackie, R. L. Taylor and R. Lynch: J. Chem. Phys. **43**, (1965) 3067. [$E, O + e \rightarrow O^- + h\nu, \lambda = 7800-8800 \text{ \AA}$]
- [37] L. M. Branscomb, S. J. Smith and G. Tisone: 4th Int. Conf. Phys. of Electronic and Atomic Collisions, Abstracts of Papers, (1965) 106. [$E, O^- + h\nu \rightarrow O + e, h\nu = 1-4 \text{ eV}$]
- [38] L. M. Branscomb, S. J. Smith and G. Tisone: J. Chem. Phys. **43**, (1965) 2906. [$E, O^- + h\nu \rightarrow O + e, h\nu = 1-4 \text{ eV}$]
- [39] R. G. Breene, Jr.: Proc. Phys. Soc. **86**, (1965) 1369. [$T, O(^3P) + h\nu \rightarrow O^+(^4S) + e, \lambda = 200-900 \text{ \AA}$]
- [40] R. G. Breene, Jr.: J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer **5**, (1965) 449. [$T, O^- + h\nu \rightarrow O + e, \lambda = 4000-8000 \text{ \AA}$]
- [41] B. B. Cairns and J. A. R. Samson: Phys. Rev. **139**, (1965) A 1403. [$E, O + h\nu \rightarrow O^+ + e, \lambda = 910-504 \text{ \AA}$]
- [42] J. C. Stewart and M. Rotenberg: Phys. Rev. **140**, (1965) A 1508. [$T, O + h\nu \rightarrow O^+ + e, 175, 290, 420, 550 \text{ \AA}$]

- [43] R. E. Huffman, J. C. Larrabee and Y. Tanaka: Phys. Rev. Letters **16**, (1966) 1033. [*E*, absorption lines in the photoionization continuum, 600–960 Å]
- [44] W. R. Garrett and H. T. Jackson, Jr.: Phys. Rev. **153**, (1967) 28. [*T*, $O^- + h\nu \rightarrow O + e$, $h\nu = 1-12$ eV]
- [45] R. J. W. Henry: 5th Int. Conf. Phys. of Electronic and Atomic Collisions, Abstracts of Papers, (1967) 145; Phys. Rev. **162**, (1967) 56. [*T*, $O^- + h\nu \rightarrow O + e$, $h\nu = 1-5.5$ eV]
- [46] R. J. W. Henry: Planet. Space Sci. **15**, (1967) 1747. [*T*, $O(^3P, ^1D, ^1S) + h\nu \rightarrow O^+$ (ground or excited state) + *e*]
- [47] B. Kivel: J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer **7**, (1967) 27. [*T*, $O + e + h\nu \rightarrow O + e$]
- [48] E. J. Robinson and S. Geltman: Phys. Rev. **153**, (1967) 4. [*T*, $O^- + h\nu \rightarrow O + e$, and $O^- + 2h\nu \rightarrow O + e$]

III. Elastic and total scattering cross section of O

- [49] S. K. Mitra, B. B. Ray and S. R. Ghosh: Nature **145**, (1940) 1017. [*T*]
- [50] T. Yamanouchi: 日本数物会誌 **17**, (1943) 5; Progr. Theor. Phys. **2**, (1947) 33. [*T*]
- [51] D. R. Bates and H. S. W. Massey: Proc. Roy. Soc. A **192**, (1947) 1. [*T*]
- [52] M. J. Seaton: Phil. Trans. Roy. Soc. A **245**, (1953) 469. [*T*]
- [53] P. Hammerling, B. Kivel and W. W. Shine: J. Appl. Phys. **28**, (1957) 760. [*T*]
- [54] L. B. Robinson: Phys. Rev. **105**, (1957) 922. [*T*]
- [55] A. Temkin: Phys. Rev. **107**, (1957) 1004. [*T*]
- [56] M. M. Klein and K. A. Brueckner: Phys. Rev. **111**, (1958) 1115. [*T*]
- [57] J. J. Brehm: J. Appl. Phys. **30**, (1959) 329. [*T*]
- [58] S. C. Lin and B. Kivel: Phys. Rev. **114**, (1959) 1026. [*E*, electron swarm in shock tube, 4000°K]
- [59] T. Tietz: Ann. der Physik **2**, (1959) 387. [*T*]
- [60] F. B. Malik: Z. Naturforschg. **16**, (1961) 500. [*T*]
- [61] R. Neynaber, E. W. Rothe, L. L. Marino and S. M. Trujillo: Phys. Rev. **123**, (1961) 148. [*E*, 2.3–11.6 eV]
- [62] J. W. Cooper and J. B. Martin: Phys. Rev. **126**, (1962) 1482. [*T*]
- [63] E. Bauer and H. N. Browne: Atomic Collision Processes, ed. by McDowell (1964) 16. [*T*]
- [64] G. Sunshine, B. B. Aubrey and B. Bederson: 4th Int. Conf. Physics of Electronic and Atomic Collisions, (1965) 130; Phys. Rev. **154**, (1967) 1. [*E*, 0.5–11.3 eV]
- [65] C. J. Lenander: Phys. Rev. **142**, (1966) 1. [*T*]
- [66] W. R. Garrett and H. T. Jackson, Jr.: Phys. Rev. **153**, (1967) 28. [*T*]
- [67] K. Smith, R. J. W. Henry and P. G. Burke: Phys. Rev. **157**, (1967) 51. [*T*]
- [68] R. J. W. Henry: Phys. Rev. **162**, (1967) 56. [*T*]

IV. Ionization cross section of O and its ions

- [69] W. L. Fite and R. T. Brackmann: Phys. Rev. **113**, (1959) 815. [*E*, $O \rightarrow O^+$, ≤ 500 eV]
- [70] M. J. Seaton: Phys. Rev. **113**, (1959) 814. [*T*, $O \rightarrow O^+$, semiempirical calc. based on the Bethe approximation]
- [71] M. Watanabe and J. Miida: J. Phys. Soc. Japan **5**, (1950) 149. [*T*, $O^- \rightarrow O$, distorted wave method]
- [72] F. B. Malik and E. Trefftz: Z. Naturforschg. **16a**, (1961) 583. [*T*, $O^{4+} \rightarrow O^{5+}$, a distorted wave method]
- [73] E. W. Rothe, R. Neynaber, L. L. Marino and S. M. Trujillo: Phys. Rev. **125**, (1962) 582. [*E*, $O \rightarrow O^+$, 100–500 eV]
- [74] S. S. Prasad and K. Prasad: Proc. Phys. Soc. **82**, (1963) 655. [*T*, $O \rightarrow O^+$, comparison of classical cross section with observed data]
- [75] E. Trefftz: Proc. Roy. Soc. A **271**, (1963) 379. [*T*, $O^{5+} \rightarrow O^{6+}$, $O^{4+} \rightarrow O^{5+}$, Coulomb-Born approximation with and without exchange effect]
- [76] C. M. Varsavsky: Planet. Space Sci. **11**, 1001 (1963). [*T*, $O^{5+} \rightarrow O^{6+}$, impact parameter

method]

- [77] E. Bauer and C. D. Bartky: Aeronutronic (Philco) Report No. U-2943 (1965). [T , $O \rightarrow O^+$, classical method]
- [78] L. Goldberg, A. K. Dupree and J. W. Allen: Ann. d'Astrophys. **28**, (1965) 589. [T , excitation of autoionizing level of O^{3+} , O^{4+} , and O^{5+} , Bethe approximation]
- [79] B. B. Robinson: Phys. Rev. **140**, (1965) A 764. [T , $O \rightarrow O^+$, a classical method]
- [80] K. Omidvar and E. C. Sullivan: 5 th Int. Conf. Physics of Electronic and Atomic Collisions, Abstracts of Papers, (1967) 452. [T , $O \rightarrow O^+$, Born approximation]
- V. Excitation cross section of O and its ions**
- [81] M. H. Hebb and D. H. Menzel: Astrophys. J. **92**, (1940) 408. [T , O^{++} : $^3P_0 \rightleftharpoons ^3P_1, ^3P_2, ^1D, ^1S$; $^3P_1 \rightleftharpoons ^3P_2, ^1D, ^1S$; $^3P_2 \rightleftharpoons ^1D, ^1S$; $^1D \rightleftharpoons ^1S$, Coulomb-Born approximation]
- [82] T. Yamanouchi, T. Inui and A. Amemiya: Proc. Phys.-Math. Soc. Japan **22**, (1940) 847. [T , O : $^3P \rightleftharpoons ^1D$; $^3P \rightleftharpoons ^1S$, distorted wave method]
- [83] S. Miyamoto: Mem. Coll. Sci. Kyoto Imp. Univ. A **23**, (1941) 467. [T , O^{++} : $^3P \rightarrow ^1D, ^1S$; $^1D \rightarrow ^1S$, Born-Oppenheimer approximation]
- [84] L. H. Aller: Astrophys. J. **111**, (1950) 609. [T , O^{++}]
- [85] T. Yamanouchi: J. Phys. Soc. Japan **5**, (1950) 154. [T , O : $^3P \rightleftharpoons ^1D, ^1S$; $^1D \rightleftharpoons ^1S$, distorted wave approximation with exchange]
- [86] M. J. Seaton: Phil. Trans. Roy. Soc. **245**, (1953) 469. [T , O : $^3P \rightleftharpoons ^1D, ^1S$; $^1D \rightleftharpoons ^1S$, "exact resonance approximation" to coupled equations]
- [87] M. J. Seaton: Proc. Roy. Soc. A **218**, (1953) 400. [T , O^+ : $^4S \rightleftharpoons ^2D, ^2P$; and O^{++} : $^3P \rightleftharpoons ^1D, ^1S$; $^3P_0 \rightleftharpoons ^3P_1, ^3P_2$; $^3P_1 \rightleftharpoons ^3P_2$, "exact resonance approximation"]
- [88] M. J. Seaton: Proc. Roy. Soc. A **231**, (1955) 37. [T , O^+ : $^2D \rightleftharpoons ^2P$; O^{++} : $^1D \rightleftharpoons ^1S$; $^3P_0 \rightleftharpoons ^3P_1, ^3P_2$; $^3P_1 \rightleftharpoons ^3P_2$, distorted wave method; also correction estimated to the cross sections obtained in [86] for O]
- [89] M. J. Seaton: The Airglow and the Aurorae, (1955) 289. [T , summary of the results obtained for O, O^+ , and O^{++}]
- [90] M. J. Seaton and D. E. Osterbrock: Astrophys. J. **125**, (1957) 66. [T , O^+ : $^2P_{1/2} \rightleftharpoons ^2P_{3/2}, ^2D_{3/2}, ^2D_{5/2}, ^4S_{3/2}$; $^2P_{3/2} \rightleftharpoons ^2D_{3/2}, ^2D_{5/2}, ^4S_{3/2}$; $^2D_{3/2} \rightleftharpoons ^2D_{5/2}, ^4S_{3/2}$; $^2D_{5/2} \rightleftharpoons ^4S_{3/2}$, improved "exact resonance approximation"]
- [91] M. J. Seaton: Rev. Mod. Phys. **30**, (1958) 979. [T , O^+ and O^{++} : recommended cross section for transitions between fine structure levels]
- [92] O. Bely: Compt. Rend. Acad. Sci. **254**, (1962) 3075. [T , O^{5+} : $2s \rightarrow 2p, 3p$, Coulomb-Born and Bethe approximations]
- [93] O. Bely, J. Tully and H. van Regemorter: Ann. de Phys. **8**, (1963) 303. [T , O^{5+} : $2s \rightarrow 2p$, Coulomb-Born I, II and Bethe I, II]
- [94] C. M. Varsavsky: Planet. Space Sci. **11**, (1963) 1001. [T , O^{5+} : $2s \rightarrow 2p, 3p, 4p$, impact parameter method]
- [95] O. Bely: Proc. Phys. Soc. **87**, (1966) 1010. [T , O^{++} : $^3P \rightarrow ^1D$, Ochkur-Rudge approximation]
- [96] E. L. Breig and C. C. Lin: Phys. Rev. **151**, (1966) 67. [T , O : $^3P_2 \rightleftharpoons ^3P_1, ^3P_0$; $^3P_1 \rightleftharpoons ^3P_0$, a combination of close-coupling and weak-coupling schemes]
- [97] H. E. Saraph, M. J. Seaton and J. Shemming: Proc. Phys. Soc. **89**, (1966) 27. [T , O^{++} : transitions among $^3P, ^1D, ^1S$, improved exact resonance and distorted wave approximations]
- [98] A. D. Stauffer and M. R. C. McDowell: Proc. Phys. Soc. **89**, (1966) 289. [T , O : $^3P \rightarrow (2p)^3 3s \ ^3S$, impact parameter method]
- [99] I. L. Beigman, L. A. Vainshtein and A. V. Vinogradov: 5 th Int. Conf. Physics of Electronic and Atomic Collisions, Abstracts of Papers, (1967) 438. [T , O^{4+} : $2s^2 \rightarrow 2p^2$, Born approximation]
- [100] K. Smith, R. J. W. Henry and P. G. Burke: Phys. Rev. **157**, (1967) 51. [T , close-coupling

calculation for transitions among $^3P, ^1D, ^1S$ levels of O]

VI. その他の文献

- [101] see, for example, J. C. Slater: Quantum Theory of Atomic Structure, McGraw Hill (1960) vol. 2, Appendix 22
- [102] P. Banks: Planet. Space Sci. **14**, (1966) 1085
- [103] M. J. Seaton: Atomic and Molecular Processes, ed. by D. R. Bates, (1962) 374
- [104] M. J. Seaton: Proc. Nat. Acad. Sci. India **33**, (1963)
- [105] H. van Regemorter: Astrophys. J. **136**, (1962) 906
- [106] L. M. Branscomb: Atomic and Molecular Processes, ed. by D. R. Bates, (1962) 100 (especially Fig. 18 in p. 133)
- [107] R. D. Cadle: Disc. Faraday Soc. No. 37, (1964) 66
- [108] O. Thieme: Zts. f. Physik **78**, (1932) 412
- [109] A. H. Gabriel and D. W. O. Heddle: Proc. Roy. Soc. A **258**, (1960) 124
- [110] G. Haft: Z. f. Physik **82**, (1933) 73
- [111] W. Christoph: Ann. der Physik **23**, (1935) 51
- [112] D. R. Bates, A. Fundaminsky, J. W. Leech and H. S. W. Massey: Phil. Trans. Roy. Soc. A **243**, (1950) 93
- [113] I. P. Zapesochnyi: Sov. Astron. **10**, (1966) 766
- [114] R. M. St. John, F. L. Miller and C. C. Lin: Phys. Rev. **134**, (1964) A 888
- [115] I. P. Zapesochnyi and L. L. Shimon: Opt. i Spektroskopiya **19**, (1965) 480; Opt. & Spectry. **19**, (1965) 268
- [116] E. M. Anderson and V. A. Zilitis: Opt. i Spektroskopiya **16**, (1964) 177; Opt. & Spectry. **16**, (1964) 99