

JAERI-M

9902

負イオン生成とその中性化過程 (1)

— 負イオンを基礎とした中性粒子入射  
過程に関連して —

1982年1月

杉 浦 俊 男\*

JAERI-Mレポートは、日本原子力研究所が不定期に公刊している研究報告書です。  
入手の間合わせは、日本原子力研究所技術情報部情報資料課（〒319-11 茨城県那珂郡東海村）  
あて、お申しこしてください。なお、このほかに財団法人原子力弘済会資料センター（〒319-11 茨城  
県那珂郡東海村日本原子力研究所内）で複写による実費頒布をおこなっております。

JAERI-M reports are issued irregularly.

Inquiries about availability of the reports should be addressed to Information Section, Division  
of Technical Information, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-mura, Naka-gun,  
Ibaraki-ken 319-11, Japan.

© Japan Atomic Energy Research Institute, 1982

---

編集兼発行 日本原子力研究所  
印刷 山田軽印刷所

負イオン生成とその中性化過程(1)

—負イオンを基礎とした中性粒子入射過程に関連して—

杉 浦 俊 男\*

(1981年12月22日受理)

この総説は磁場閉じ込め型核融合炉のための“負イオンを基礎とした中性粒子入射”によるプラズマ加熱に寄与する目的で予備的に行われた調査報告である。先ず一般的な負イオン生成の諸過程につき概説し、種々な方法で生成する $H^-$ イオンの生成断面積と $H^-$ イオンの中性化の断面積をまとめた。データは主として測定値であるが一部理論計算の結果も含んでいる。

---

この報告書は昭和55年度に日本原子力研究所より大阪府立大学に委託した調査報告書を改めてまとめたものである。

\* 大阪府立大学総合科学部

Negative Ion Formation and Neutralization Processes (I)

---Related to Plasma Heating by "Negative Ion Based Neutral  
Beam Injection" ---

Toshio SUGIURA \*

(Received December 22, 1981)

This review has been made preliminary for the purpose of contribute to the plasma heating by "negative ion based neutral beam injection" in the magnetic confinement fusion reactor. A compilation includes the survey of the general processes of negative ion formation, the data of the cross section of  $H^-$  ion formation and the neutralization of  $H^-$  ion, and some of new processes of  $H^-$  ion formation. The data of cross section are mainly experimental, but partly include the results of theoretical calculation.

Keywords: Nuclear Fusion, Negative Ion, Ion-Molecule Reaction,  
Neutral Beam Injection, Neutralization, Electron Attachment,  
Electron Detachment, Charge Transfer

---

This work was supported by a research contract of Japan Atomic Energy Research Institute with University of Osaka Prefecture in fiscal year 1980.

\* Department of Chemistry, Faculty of Liberal Arts and Science,  
University of Osaka Prefecture, Mozu-Umemachi, Sakai Osaka Japan

## 目 次

1. はじめに	1
2. 負イオンの生成過程	2
2.1 電子捕獲	2
2.2 イオン対生成	3
2.3 電荷交換	4
2.4 電界電離	5
2.5 その他の過程	5
3. $H_2$ 及び $D_2$ 分子の解離共鳴電子捕獲	7
4. $H_2$ 及び $D_2$ 分子のイオン対生成	9
4.1 電子衝撃	9
4.2 光照射	9
5. 1電子電荷交換による $H^-$ イオン生成	11
5.1 希ガスを標的とする過程	12
5.2 2原子分子を標的とする過程	13
5.3 アルカリ及びアルカリ土類金属蒸気を標的とする過程	13
6. 2電子電荷交換による $H^-$ イオン生成	15
6.1 希ガスを標的とする過程	15
6.2 2原子分子を標的とする過程	16
6.3 アルカリ金属蒸気を標的とした過程	16
6.4 $H_2^+$ イオンを標的ガス中に入射した場合の $H^-$ イオン生成	16
6.5 イオン分布収率	17
7. NaHアークによる $H^-$ イオン生成	18
8. $H^-$ イオンの電子脱離	20
8.1 電子衝撃による $H^-$ イオンの電子脱離	20
8.2 $H^-$ イオンの衝突1電子脱離	21
8.3 $H^-$ イオンの衝突2電子脱離	24
8.4 中性化室の標的ガスを通過後の粒子分布	25
9. 結 語	27
文 献	28

## Contents

1. Introduction .....	1
2. Negative Ion Formation Processes .....	2
2.1 Electron Capture .....	2
2.2 Ion Pair Formation .....	3
2.3 Charge Transfer .....	4
2.4 Field Ionization .....	5
2.5 Other Processes .....	5
3. Dissociative Resonance Electron Capture of H <sub>2</sub> and D <sub>2</sub> Molecules .....	7
4. Ion Pair Formation in H <sub>2</sub> and D <sub>2</sub> Molecules .....	9
4.1 Electron Impact .....	9
4.2 Photoionization .....	9
5. H <sup>-</sup> Ion Formation by One Electron Transfer .....	11
5.1 Processes in Inert Gas Target .....	12
5.2 Processes in Diatomic Molecule Target .....	13
5.3 Processes in Alkali- and Alkaliearth- metal Vapour Target .....	13
6. H <sup>-</sup> Ion Formation by Two Electron Transfer .....	15
6.1 Processes in Inert Gas Target .....	15
6.2 Processes in Diatomic Molecule Target .....	16
6.3 Processes in Alkali-metal Vapour Target .....	16
6.4 H <sup>-</sup> Ion Formation by Injection of H <sub>2</sub> <sup>+</sup> in Target Gases ..	16
6.5 Ionic Fraction after through the Target .....	17
7. H <sup>-</sup> Ion Formation by NaH Arc .....	18
8. Electron Detachment of H <sup>-</sup> Ion .....	20
8.1 Electron Detachment by Electron Impact .....	20
8.2 One Electron Detachment by Collision .....	21
8.3 Two Electron Detachment by Collision .....	24
8.4 Ionic Fraction after through the Target .....	25
9. Conclusion .....	27
References .....	28

## 1. はじめに

磁場閉じ込め形核融合の開発に関する原子・分子データを必要とする領域のうち、中性粒子入射加熱（以下「NBI」という）に関するデータも重要な部分を占める。中性粒子入射加熱は短期間にはたとえばJT-60で計画されているように、 $H^+$ イオン（ $H_2^+$ 、 $H_3^+$ イオンを含む）を生成加速し、ガス標的室において電荷交換により中性化する方式である。現在計画されている中性粒子ビームエネルギーは74keVであるが、正イオンのガス標的室における中性化効率から見ても妥当なものであり、この領域での原子・分子データは未だ十分そろっていないとは言えないものの現状の技術で実現可能の計画と言える。核融合炉実現のためにはプラズマの密度もより上昇させることとなろうし、プラズマのサイズも増大することとなり、中期的展望に立てばNBIにおいて要請される中性粒子ビームエネルギーは当然200keVに近づきあるいは越えることになろう。現にタンデム・ミラー形核融合装置のNBIは1MeV以上の入射中性粒子エネルギーが要請されている。Fig. 1<sup>1)</sup>は水素及び重水素の種々なイオンについてそのイオンエネルギーによる種々な中性化方法での中性化効率の変化を概念的に示した図である。イオンはH又はDをXで示すと $X^+$ 、 $X_2^+$ 、 $X_3^+$ 及び $X^-$ について示されているが、正イオンの中性化効率はDで100keV、Hでは50keVで50%であり、イオンエネルギーが $D^+$ で200keV、 $H^+$ で100keVで20%となる。一方 $H^-$ 及び $D^-$ の中性化効率はガス中性化セル（GASで示されている）でもイオンエネルギー500keVでも60%以上を保ち、プラズマを標的とした中性化（PLASMAで示されている）では80%以上、さらにレーザー（LASERSで示されている）を使用した多光子電子脱離（multiphoton electron detachment）を有効に行うことが出来れば（現在は有効でかつエネルギー効率の高いレーザーは見出されていないが）イオンエネルギーによらず100%の中性化効率を原理的には得ることが出来る。

以上の中性化効率の観点からNBIは遠からず負イオンを基礎とした方式を取らざるを得ない。負イオン源及びその中性化については世界各国において種々な方式の開発が進められているが、正イオンに比し負イオンの研究の少いこともありその基本的なデータは十分ではない。しかし将来にそなえこれら基本的データをまとめておく必要がある。

本調査は未だ予備的なものであり、現在迄のデータを網羅したものでは無いし、各データについて評価もしていない。本調査の目的は将来負イオンを基礎としたNBIを開発するに当たって役に立つデータを準備するための基礎資料とすることであり、逐次欠落をおきなうと共に如何なるデータがさらに必要であるかを明らかにするための第一歩である。

## 2. 負イオンの生成過程

NBIに関連した負イオンのデータを示すに先立って負イオンは正イオンほど現在の時点では知られていないと思われるのでその生成過程全般に触れておく必要があると考える。

正イオンは中性の原子・分子又は原子団それぞれのイオン化エネルギー (ionization potential) 以上のエネルギーを吸収すれば、その外殻電子を1個以上失い、1価または多価イオンとなることは周知の通りである。従って正イオンを生成するには、(1) 一定以上のエネルギーを持った粒子 (粒子が電子の場合は電子衝撃、衝撃粒子は電子に限らない)、(2) イオン化エネルギー以上のエネルギーの短波長光、又は十分な光密度を持ったレーザー光の照射、(3) 加熱金属等との接触又は衝撃波等の高温、(4) 高い電場等何かの形でエネルギーを与えれば良い。正イオン源として広く使用されている各種放電は上記現象の混合したものである。

一方負イオンは中性の原子・分子又は原子団に1個又はそれ以上の電子が結合した状態であり、中性の原子等と結合した電子の結合エネルギー (電子親和力: electron affinity) は一般に小さく (4eV以下で一般には1eVに満たないものが多い)、後に示すように電子衝撃によるイオン対生成以外では限られたエネルギー範囲においてのみ生成する。上記電子親和力の小さいことが前述の中性化効率を高く得ることの出来る理由である。

負イオンが生成する素過程は大きく分類すれば、(1) 電子捕獲、(2) イオン対生成、(3) 電荷交換、(4) 電界電子捕獲、に分けることが出来る。以下この各素過程それぞれにつき簡単に説明する。<sup>2)</sup>

### 2.1 電子捕獲

特定のエネルギー (熱エネルギーから10数eV程度迄) を持った電子は原子又は分子に近づく と捕獲され負イオンが生成される。若し原子又は分子の電子親和力が正であれば、つまり基底状態の負イオンが中性の状態よりエネルギー的に安定ならば、生成した負イオンは励起状態にあるわけで、何等かの形でそのエネルギーを放出しなければ一定寿命の後に自動的に電子を放出してもとの中性状態にもどる。これを自動電子脱離 (autodetachment) と言う。この寿命が1 $\mu$ Sより長いものを準安定負イオン (metastable negative ion) と言い、又分子であればこの寿命内に自動電子脱離と競走反応で解離し、安定な負イオンと中性断片となるが、この解離する負イオン状態を複合負イオン状態 (compound negative ion state) と言う。又上記寿命以内に第3体と衝突して過剰のエネルギーを失い安定な負イオンとなるものもある。検出する負イオンが電子捕獲で生成するのは上記の3つの過程で、それぞれ、A 非解離共鳴電子捕獲 (non dissociative resonance electron capture)、B 解離共鳴電子捕獲 (dissociative resonance electron capture)、及びC 三体電子捕獲 (three body electron attachment) という。以下これらについて概説する。



## 2.1.A 非解離共鳴電子捕獲

この過程は(1)式で表すことが出来る。



ABは分子を示すが、この場合の電子 $e^-$ のエネルギーはほぼ熱エネルギーで一般には非常に狭いエネルギー巾( $< 0.05\text{eV}$ )での共鳴現象である。準安定負イオン $AB^{-*}$ は $1\mu\text{S}$ から $1\text{mS}$ 迄の種々の寿命の分子が見出されて居り、その寿命は振動の自由度が多いほど、又分子の対称性が高いほど長く、 $\text{SF}_6^{-*}$ は熱電子捕獲断面積が大きい( $10^{14}\text{cm}^2$ )ことで有名であるが、その寿命は $25\mu\text{S}$ <sup>3)</sup>と測定されている。寿命の長いものではパーふつ化メチルシクロヘキサン負イオン( $\text{C}_7\text{F}_{14}^{-*}$ )の $793\mu\text{S}$ <sup>4)</sup>が知られている。勿論この寿命内で他原子又は分子との衝突でエネルギーを失なえば安定な負イオンとなる。水素分子にはこの過程は存在しない。

## 2.1.B 解離共鳴電子捕獲

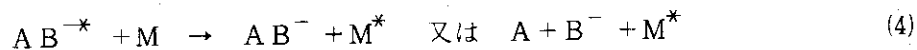
分子から断片負イオンを生成する最もありうる過程で(2)式で表せる。この場合の電子のエネルギーは熱エネルギー附近から $15\text{eV}$ 附近迄の範囲で、過程の起るエネルギー巾は $0.1\sim 2\text{eV}$ 程度で負イオン生成確率はこのエネルギー巾の中で正規分布を示す。(2)式の $AB^{-*}$ が複合負イオン状態でその寿命は $n\text{S}$ 以下であり、逆反応の自動電子脱離と正反応の解離が競走過程であり、この両過程の比(branching ratio)は有機化合物でAが水素原子である場合には重水素との同位体効果が著しく大きい場合がある。水素の放電により $\text{H}^-$ を生成する過程では後に述べるように重要な過程である。



エネルギーは熱エネルギー附近から $15\text{eV}$ 附近迄の範囲で、過程の起るエネルギー巾は $0.1\sim 2\text{eV}$ 程度で負イオン生成確率はこのエネルギー巾の中で正規分布を示す。(2)式の $AB^{-*}$ が複合負イオン状態でその寿命は $n\text{S}$ 以下であり、逆反応の自動電子脱離と正反応の解離が競走過程であり、この両過程の比(branching ratio)は有機化合物でAが水素原子である場合には重水素との同位体効果が著しく大きい場合がある。水素の放電により $\text{H}^-$ を生成する過程では後に述べるように重要な過程である。

## 2.1.C 三体電子捕獲

この過程は(3), (4)式で表しうる。



電子のエネルギーは数 $\text{eV}$ であり、 $AB^{-*}$ は自発的には(2)式の解離を起さず第3体Mが存在しなければ(3)式の逆過程で自動電子脱離するので(2)式の $AB^{-*}$ と区別して一時的負イオン(temporary negative ion)と呼び、その寿命は $1\mu\text{S}$ 以下である。例として $\text{O}_2^-$ の生成<sup>5)</sup>が挙げられる。

## 2.2 イオン対生成 (ion pair formation)

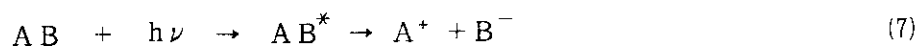
2原子分子ABについてその解離エネルギーを $\text{De}(A-B)$ 、A原子のイオン化エネルギーを $\text{IP}(A)$ 、B原子の電子親和力を $\text{EA}(B)$ とすると、(5)式に示した $\text{AP}(B^-)_{AB}$ ( $B^-$ 負イオンの

出現電圧：appearance potential) 以上のエネルギー電子をAB分子に衝撃すれば(6)式の過程で $A^+$  イオンと $B^-$  負イオンが生成する。

$$AP(B^-)_{A-B} = De(A-B) - EA(B) + IP(A) + E_{ex} \quad (5)$$



(5)式の $E_{ex}$ は $A^+$ 及び $B^-$ の運動エネルギー及び電子的励起エネルギーの総和である(A及びBが原子でなく原子団の場合にはその振動エネルギー等内部エネルギーも $E_{ex}$ に含まれる)。(6)式の過程は前期イオン化(preionization)又は自動イオン化(autoionization)の一種と考えるとよく、イオン化のしきい値規則(threshold law)<sup>6)</sup>からそのイオン化効率曲線は階段関数になるはずである。例をCOからの $O^-$ 及び $C^-$ イオンの生成効率曲線をFig. 2<sup>7)</sup>に示す。又Bがハロゲンのような $EA(B)$ の大きい値を持つ場合は $AP(B^-)_{AB}$ は $IP(AB)$ より低くなる場合もある。<sup>8)</sup>この過程は光によっても起り(7)式のように示され、しきい値規則から



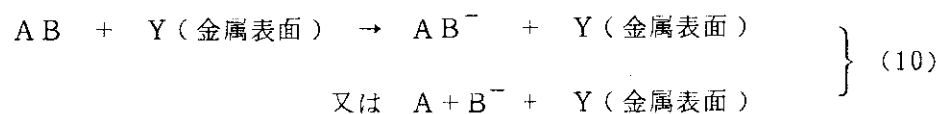
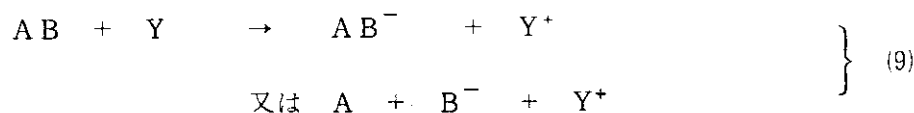
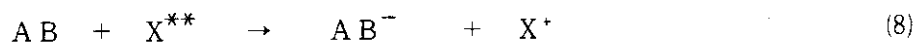
このイオン化効率曲線は $\delta$ 関数になり、ごく限られた光の波長範囲で起る。この過程は後に示すように水素分子でも起る。

### 2.3 電荷交換 (charge transfer)

イオン化エネルギーの近い物質と、電子親和力が正である原子・分子又は電子親和力が正である原子又は原子団を含む分子が相互作用することにより、イオン化エネルギーの低い物質から電子親和力が正である物質へ電子が移動する過程であり、効率の高い $H^-$ 生成方法の重要な候補となっている。

イオン化エネルギー(あるいは固体物質であれば仕事関数とおきかえて考える)の低い物質としては、(A)高いRydberg状態に励起されている原子又は分子( $X^{**}$ で表す)、(B)アルカリ又はアルカリ土類金属等の蒸気、(C)金属表面に上記アルカリ又はアルカリ土類金属を被覆した表面(被覆率が1より小さいと被覆金属の仕事関数より低くなる)等がある。

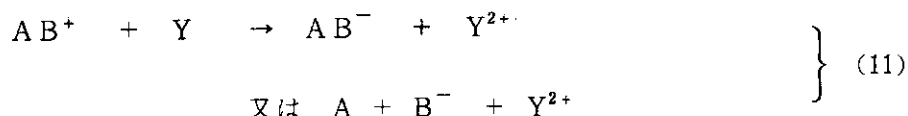
この過程はイオン化エネルギーあるいは仕事関数の低い物質を $X^{**}$ 又はYで示すと(8)~(10)



式で表しうる。

(8)式の $X^{**}$ は長寿命高励起原子あるいは分子と云われこの過程の断面積は $10^4 \text{ \AA}^2$ と非常に大きい。<sup>9), 10)</sup>(9)式はAB又はYが、(10)式ではABが一定以上の運動エネルギーを持つ必要がある。

又(9)及び(10)式のABが正イオンである場合には2重電荷交換が起り負イオンを生成する。(11)式のYは



(10)式のY(金属表面)でも成立する。タンデム加速器で使用されている $\text{He}^-$ イオンは(11)式の方法により生成した $\text{He}^{-*} ({}^4 P_{5/2})$ の準安定負イオンで $18.2 \pm 2.7 \mu\text{S}$ の寿命を持ち<sup>11)</sup>,  $80.0 \pm 2 \text{ meV}$ の電子親和力を持っている。<sup>12)</sup>この負イオンが電離脱離したものは $\text{He}^* (2^3 S)$ で基底状態より $19.8 \text{ eV}$ 励起された準安定励起状態である。

## 2.4 電界電離 (field ionization)

金属の表面近くに非常に強い電場 ( $10^7 \sim 10^8 \text{ V cm}^{-1}$ ) をかけると金属から電子が放出されるいわゆる電界電子放射 (field electron emission) は良く知られており、これを利用した電界電子顕微鏡 (field electron microscope) が金属表面と物質の吸着状態等を非常に高い倍率で観察しうることもよく知られている。上記に対して電場を逆にするにより金属の近くに存在するか、又は吸着している原子・分子がイオン化される現象を電界電離 (field ionization) 又は電界脱着 (field desorption) と云い、高電場表面化学の研究や他の方法では行えない分析に広く使用されている。<sup>13)</sup> 以上は正イオンを生成するのであるが、電界電子放射が激しく起る電場より低い電場をかけ電子親和力が正である分子が金属表面近くにあると負イオンとして放出されることがMesら<sup>14)</sup>によって見出された。原理図をFig. 3 に正イオン放射と対応させて示す。Mesら<sup>14)</sup>は4シアノエチレン等数種の負イオン及びそれらの2量体負イオンの生成を測定している。この方法による正イオンの生成効率は著しく高いことが知られている<sup>13)</sup>が負イオンについてはその効率は明らかになっておらず、負イオン生成の限界も未だ明確でない。

## 2.5 その他の過程

負イオン生成の素過程が明確ではないが前記の4過程に必ずしも入らない過程として、(A)高温セル内での負イオン生成、(B)レーザー照射、(C)高分子の有機溶媒溶液の超音速ジェットがある。(A)はクヌッセンセル (Knudsen cell) や炎の中での負イオンの生成であるが、その機構は放電と同じように複雑であり、おそらく前記の4つの過程のうちのいくつかが混合したものであろう。(B)はNBIのための $\text{H}^-$ イオン生成の目的でPrelecら<sup>15)</sup>及びGekelmanら<sup>16)</sup>

が開発しつつある水素化アルカリ金属へのレーザー照射であり、後にやや詳細に述べるが、その機構は未だ明らかにされておらず、おそらくレーザー加熱による高温反応で、素反応の主たるものはイオン対生成と考えられる。(C)はDoleら<sup>17)</sup>が見出したものでポリスチレンのベンゼン溶液を窒素ガスで超音速ジェットとしてノズルから拡散させることにより、スチレン重合体の多価負イオンが生成することを見出している。

以上一般的な負イオン生成過程の概況を行ったが、以下 $H^-$ イオン生成の諸データを前記各素過程の順に述べる。

### 3. H<sub>2</sub> 及びD<sub>2</sub> 分子の解離共鳴電子捕獲

H<sub>2</sub> 又はD<sub>2</sub> ガスの各種放電によってH<sup>-</sup> 及びD<sup>-</sup> イオンが生成する素過程の中で最も重要なものは解離共鳴電子捕獲である。常温付近におけるH<sub>2</sub> 及びD<sub>2</sub> のこの過程は電子エネルギー3~16eV の範囲内で起るが、この過程で生成するH<sup>-</sup> 及びD<sup>-</sup> イオンの生成断面積の電子エネルギー依存性をFig. 4<sup>18)</sup> に示す。測定点のある曲線は杉浦ら<sup>18)</sup>の結果であり、比較のために点線でRappら<sup>19)</sup>及び実線でSchulzら<sup>20)</sup>の結果を14eVのピーク値で規格化して示す。2つの明確なピークがあり、一方は3.75eV、高エネルギー側に14eVのピークでそれぞれの生成断面積 $\sigma_H$  はH<sup>-</sup> で $1.8 \times 10^{-21} \text{ cm}^2$  及び $2.1 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$  とあまり大きくない。一方D<sub>2</sub> からのD<sup>-</sup> の生成断面積はH<sup>-</sup> のそれに比し小さく、高エネルギー側では $\sigma_H / \sigma_D$  は2.5程度であるが、低エネルギー側では $\sigma_H / \sigma_D \sim 100$  という大きな同位体効果を示す。3.75eVのピークを衝撃電子のエネルギー巾を狭くして求めたピークを、使用した電子の追返し電位差曲線と共にFig. 5<sup>20)</sup> に示す。Fig. 5は曲線が正規分布でなく低エネルギー側がより鋭く、衝撃電子のエネルギー分布を考慮するとほとんど垂直である。H<sub>2</sub> 及びH<sub>2</sub><sup>-\*</sup> のポテンシャルエネルギー曲線をFig. 6<sup>20)</sup> に示すが3.75eVのピークに相当する複合負イオン状態、H<sub>2</sub><sup>-\*</sup> (<sup>2</sup> $\Sigma_u^+$ ) は自動電子脱離に対し不安定でFig. 6では巾広く書かれている。またH<sub>2</sub><sup>-\*</sup> (<sup>2</sup> $\Sigma_u^+$ ) の解離限界H(1s) + H<sup>-</sup>(1s)<sup>2</sup>はフランクコンドン領域(図の2本の垂直平行線)内のH<sub>2</sub><sup>-\*</sup> 曲線を横ぎるポテンシャル位置であることがFig. 5の低エネルギー側の鋭い立ち上りの原因である。このような解離共鳴電子捕獲はCOからのO<sup>-</sup> イオン生成でも見出されている。<sup>7)</sup> またH<sub>2</sub><sup>-\*</sup> (<sup>+</sup> $\Sigma_u^+$ ) の寿命が短いことは、この状態からの解離に必要な時間に近くなりH-H<sup>-</sup> とD-D<sup>-</sup> の離間時間がDの方が $\sqrt{2}$ 倍だけよけいかかることで先に述べた100倍という大きな同位体効果を示す理由と考えられている。

最近Nicolopoulouら<sup>21)</sup>はH<sub>2</sub> ガスの放電で生成するH<sup>-</sup> イオンの効率は前記解離共鳴電子捕獲や後述するイオン対生成などの断面積を考慮して予想される値より100倍も高く、またH<sub>2</sub> とD<sub>2</sub> でそれぞれの負イオン生成効率が変わらないことを見出している。このNicolopoulouらの主張に関連してAllanら<sup>22)</sup>は高温(H<sub>2</sub> では1400K, D<sub>2</sub> では1350K)でのH<sub>2</sub> 及びD<sub>2</sub> の解離共鳴電子捕獲で生成するH<sup>-</sup> 及びD<sup>-</sup> のイオン生成効率曲線を求めFig. 7及び8を得た。Fig. 7の右上の図は300KにおけるH<sub>2</sub> からのH<sup>-</sup> イオンの生成効率曲線でありFig. 5と同じである。Fig. 7の下の図は右上の図に比較して負イオン生成のしきい値が大きく(2V近くも)低下している。Fig. 7及び8の図中横線に目盛ったVの数字が示してあるが、これは基底状態のH<sub>2</sub> 分+(<sup>1</sup> $\Sigma_g^+$ )の振動励起エネルギーの間隔を0から4(D<sub>2</sub> では5)迄逆に目盛ったものである。つまり低電子エネルギー側のH<sup>-</sup> 又はD<sup>-</sup> イオンの生成曲線はH<sub>2</sub> 及びD<sub>2</sub> の振動励起状態への電子捕獲を示すいわゆるホットバンドである。又Fig. 7の下の図の多くの縦線はH<sub>2</sub> のv=0における回転励起状態のエネルギー位置と1400Kにおける分布を長さで示すものである。1400Kにおけるv=0, 1, …, 4の存在比はそれぞれ1 :  $1.4 \times 10^{-2}$  :  $2.4 \times 10^{-4}$  :  $5.5 \times 10^{-6}$  :  $1.6 \times 10^{-7}$  であり、これを考慮して各ホットバンドからのH<sup>-</sup> イオ

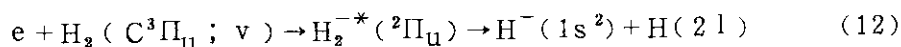
ン生成断面積を 300K の値を Schulz ら<sup>20)</sup> の求めた  $1.6 \times 10^{-21} \text{ cm}^2$  を  $v=0$  の基準として求めると Fig. 9 のように各ホットバンドの生成断面積が求められ  $v=4$  では 300K の値の  $10^4$  倍以上となる。Fig. 9 には  $D_2$  及び  $H_2$  の回転励起  $j=5$  及び 7 についても示してある。 $H_2$  における振動励起の寄与より  $D_2$  のそれが高いことが明らかとなった。

Wadehra<sup>23)</sup> は共鳴散乱理論を適用し、複合負イオン状態の寿命内での核の運動を表す波動方程式から  $H_2$  及び  $D_2$  からの  $H^-$  及び  $D^-$  の生成断面積を計算した。Wadehra らの結果は Fig. 13 の四角い点 (THEORY) で示されている。この Allan らの結果は  $H_2$  又は  $D_2$  の放電から直接効率よく  $H^-$  又は  $D^-$  イオンを引出しうることを示すと共に、適当な波長を持ったレーザー光により  $D_2$  の高い振動励起状態の存在比を高めることが出来れば  $D^-$  イオンの高効率な生成を行いうることを暗示している。

Clampitt<sup>24)</sup> は液体ヘリウムで 3 K 迄冷却した固体水素を電子衝撃し、主として  $H_3^+(H_2)_n$  で  $n=50$  迄のクラスターイオンが生成することを報告している。同じ条件で生成する  $H^-$  イオンにつき電子エネルギーによる生成効率を求めたのが Fig. 10 である。Fig. 10 の点線で示したのは同じ条件での水からの  $H^-$  イオン生成効率曲線である。これから低エネルギー側の固体水素からの  $H^-$  は水のそれと一致し、3.75 eV の解離共鳴電子捕獲で生成しているはずの  $H^-$  イオンはこの水からの  $H^-$  ピークにかくされている。高エネルギー側の  $H^-$  は電子エネルギー巾が広いことを考慮すると Fig. 4 に示した 14 eV の電子による解離共鳴電子捕獲と考えられ、明確ではないが固体表面の  $H_2$  蒸気から生成しているとみなしうる。

有機化合物の解離共鳴電子捕獲で生成する  $H^-$  及び  $D^-$  の一例としてメチルメルカプタン及びその  $D_3$  化合物につき Fig. 11<sup>18)</sup> にまたその出現電圧、共鳴ピーク値、共鳴半値巾、解離共鳴電子捕獲断面積の値を Table 1<sup>18)</sup> に示す。

$H_2$  には準安定状態  $H_2^*(C^3\Pi_u)$  があり、その寿命は  $v=0$  で 1 mS,  $v \neq 0$  で  $100 \mu\text{S}$  もあり、この状態の解離共鳴電子捕獲による  $H^-$  の生成は放電の素過程の中で重要な寄与をしている可能性がある。この過程については実験は未だ行われておらず、Bottcher ら<sup>25)</sup> による計算がある。Fig. 12 に彼等の計算した  $H_2(C^3\Pi_u)$  のポテンシャルエネルギー曲線を実線で、又点線で彼等が先に計算した<sup>26)</sup>  $H_2^-(^2\Pi_u)$  のそれを示す。この過程は (12) 式で表され、



その反応断面積は (13) 式によった。

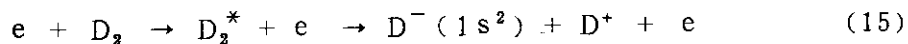
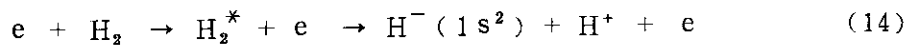
$$\sigma_{ir} (\text{\AA}^2) = \frac{0.602}{(2r+1)^{1/2} E_i} Gf e^{-3.5Gf'} \quad (13)$$

ここで  $E_i$  は入射電子エネルギー、 $Gf'$  は  $H_2^-(^2\Pi_u)$  の含エネルギー巾だが核間距離で変化しないと仮定して平均値をとることとし、0.1,  $(3.5)^{-1}$ , 及び 1.0 の値のそれぞれにつき計算をしている。計算結果は Table 2 に示すが断面積の値は  $10^{-19} \sim 10^{-18} \text{ cm}^2$  で先に述べた基底状態の振動励起状態からの寄与の範囲内である。

## 4. H<sub>2</sub> 及び D<sub>2</sub> 分子のイオン対生成

### 4.1 電子衝撃

最近 Boesten ら<sup>27)</sup> は H<sub>2</sub> 及び D<sub>2</sub> の電子衝撃によるイオン対生成過程の測定を行った。測定に使用した電子のエネルギー巾は十分狭くないが、観測されるイオン電流の微小電子エネルギー差  $\Delta V$  毎にとり、実質的に電子エネルギー巾の狭い電子流によるイオン化に対応させたイオン化効率曲線を求める EDD (energy distribution difference) 法<sup>28) 29)</sup> で処理して Fig. 13 及び Fig. 14 を得た。Fig. 13 及び 14 の白丸は測定点で黒丸が EDD 処理後の曲線である。彼等は (14) (15) 式の過程のしきい値をそれぞれ 17.35 eV 及び 17.43 eV と求めており、後述のよりエネルギー分解能のよい光照射の結果とよい一致を示している。



### 4.2 光照射

2.2 で述べたように光イオン化は電子衝撃に比べてそのイオン化のしきい値規則は一次低い関係にある。したがって Fig. 13, 14, のイオン対生成部分は光照射で求めると  $\delta$  関数になり光の波長巾が十分狭く、波長毎に生成する負イオン量を測定すれば微細構造が得られる。

Chupka ら<sup>30)</sup> はホットバンドを極力減少させるために試料を 78 K に冷却し、光波長巾を 0.07 Å (ほぼ  $3 \times 10^{-4}$  eV) あるいはそれ以下の高分解能光照射により水素及び重水素等からのイオン対生成過程を詳細に測定した。測定した負イオンの生成効率曲線を水素等の分子正イオン (各図の上の図で示してある) のそれと共に Fig. 15 から Fig. 18 迄に示す。Fig. 15 はパラ水素の結果で上部の 2 つの図は波長巾 0.07 Å で、下図は 0.035 Å の光波長巾で求めたものである。下図に示した垂線は高いリードベリ-系列で H<sub>2</sub><sup>+</sup> の高い振動励起状態 ( $v=9 \sim 11$ ) を示したものである。Fig. 16 はこの部分の拡大図である。Fig. 17 はオルソーパラの平衡混合物 (75% オルソー, 25% パラ-1) である H<sub>2</sub> 及び D<sub>2</sub> のイオン対生成過程で生成する H<sup>-</sup> および D<sup>-</sup> イオンの 702 ~ 717 Å の波長範囲で生成効率曲線である。Fig. 17 の H<sup>-</sup> の最も生成断面積の大きい 714.2 Å における、その上図の H<sub>2</sub><sup>+</sup> イオンとの強度比はほぼ  $4 \times 10^{-3}$  であり、又 D<sup>-</sup> についての対応する光波長 709.99 Å でのそれは  $1.5 \times 10^{-3}$  である。H<sub>2</sub><sup>+</sup> と D<sub>2</sub><sup>+</sup> イオンの生成効率は同位体でほとんど変わらないので、イオン対生成の同位体効果は 3 倍弱である。Fig. 17 の J'' は分子の回転状態のホットバンドで、基底状態からの遷移のしきい値は H<sub>2</sub> で  $715.753 \pm 0.08$  Å ( $17.3223 \pm 0.002$  eV) で、De(H<sub>2</sub>) 及び Ip(H) の値をそれぞれ  $4.478 \pm 0.0001$  eV<sup>31)</sup>, 及び  $13.5985 \pm 0.0001$  eV<sup>32)</sup> として (5) 式を使用すると EA(H) が 0.7542 ±

0.0004eVと求められる。

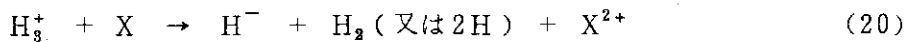
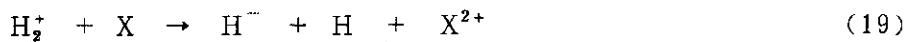
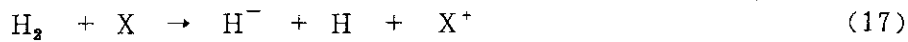
Fig. 18はHDからイオン対生成過程で生成する $H^-$ 及び $D^-$ のイオン生成効率曲線を示す。 $J^*$ はFig. 17と同様ホットバンドである。

以上電子衝撃と光照射による $H_2$ 又はその同位体からのイオン対生成過程の結果を示したが、その生成断面積は小さく、NBIの負イオン源としてそのままでは寄与しえない。但し光によれば必られた波長で起る過程であるので適当な波長を選んだレーザーを利用することにより効率的な負イオン生成機構としうる可能性はなくはない。

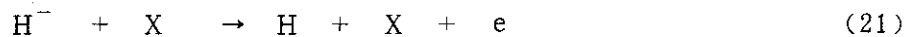


## 5. 1電子電荷交換によるH<sup>-</sup>イオン生成

電子交換過程はNBIのためのH<sup>-</sup>イオン生成法の最も有力な候補として広く研究されている。均一系(金属表面での過程を除く)の過程は2電子交換も含めて次の(16)~(20)式で要約しうる。1次イオンとしてH<sub>2</sub><sup>+</sup>(H<sub>2</sub>)<sub>n</sub>イオンの過程も重要であるが未だデータは得られてい



ない。(16)から(20)式のXは希ガス, H<sub>2</sub>, O<sub>2</sub>, N<sub>2</sub>, アルカリ金属及びアルカリ土類金属の測定例がある。(16)式のH<sup>-</sup>生成断面積はσ<sub>0,-1</sub>, (18)式のそれはσ<sub>1,-1</sub>で表される。この過程は(16)(17)式の過程ではX<sup>+</sup>を加速し, さらに中性化する測定もあるが, 一般には加速H<sup>+</sup>, 又はH<sub>2</sub><sup>+</sup>を加速した後中性化して一定の濃度と厚さを持つターゲットX内に入射される。したがってターゲット室内では生成したH<sup>-</sup>イオンがさらにターゲット粒子と衝突して(21)(22)式の反応も起る。(21)式の過程の断面積はσ<sub>-1,0</sub>, (22)式のそれはσ<sub>-1,1</sub>



と示される。一般にF<sub>i</sub>をH<sup>0</sup>, H<sup>+</sup>, H<sup>-</sup>等のfractionをF<sub>i</sub>(iは0, +, -)とし, それぞれの標的室出口の粒子数をそれぞれN<sub>0</sub>, N<sub>+</sub>, N<sub>-</sub>とするとi成分の数N<sub>i</sub>は(23)式で示される。標的ガスが十分厚い(濃度と長さの積が一定値以上)とすると各種子のfractionは

$$F_i = \frac{N_i}{N_+ + N_- + N_0} \quad (23)$$

平衡に達し, その平衡fraction F<sub>i</sub><sup>∞</sup>は(24)式のように各過程の断面積で表しうる。

$$F_i^\infty = \sigma_i / \sum \sigma_i \quad (24)$$

以下種々の標的ガスについて得られている一電子過程のデータを示す。

## 5.1 希ガスを標的とする過程

He, Ne, Ar, Kr, Xe のデータがある。

### 5.1.1 He

Tawara ら<sup>33)</sup> は1972年迄の水素ビームの電子交換の諸過程の総説を行っているが、He についてはFig. 19及びFig. 20に示されている。Fig. 19はH(1s)のエネルギー2keVから50keV迄のデータ、Fig. 20はFig. 19のXW1印(Williams<sup>34)</sup>の測定)を合せて、H(1S)の200~800keV迄Schryber<sup>35)</sup>のデータを示したものである。Fig. 19のWilliams以外のデータは▲STがStierら<sup>36)</sup>、▼FOがFogelら<sup>37)</sup>のデータであり、低エネルギー側では $10^{-18} \sim 10^{-17} \text{ cm}^2$ 、高エネルギー側では $10^{-20} \sim 10^{-19} \text{ cm}^2$ の断面積が求められている。

### 5.1.2 Ne

Fig. 21にTawaraら<sup>33)</sup>の総説に示されている図で、2~50keVのエネルギー範囲のデータを示す。Fig. 21の各測定点はFig. 19のそれと同様である。Fig. 22は米国エネルギー庁(DOE)の技術報告<sup>38)</sup>のNeからXe迄の測定値で $\sigma_{g-}$ のgはH(1s)の基底状態を示す。Fig. 21からH(1s)のエネルギーほぼ10keVでピークを示しほぼ $10^{-17} \text{ cm}^2$ であるが、エネルギー2keV及び200keVでほぼ $1 \times 10^{-18} \text{ cm}^2$ であり、エネルギー増加とともに減少する傾向を示している。

### 5.1.3 Ar

ArのデータはFig. 20, 21, 22<sup>38)</sup>に示されている。Fig. 20及びFig. 21の測定点はHeと同様であるが、Fig. 21には印DOのDonahueら<sup>39)</sup>のデータが加わっている。Arを標的ガスとした場合2keV迄にピークはなくこれを最高値 $4 \times 10^{-17} \text{ cm}^2$ としてエネルギー増加と共に減少し1MeVで $10^{-20} \text{ cm}^2$ の桁になる。

### 5.1.4 Kr

KrのデータはFig. 21, 22で2~200keVのHエネルギー間のH<sup>-</sup>生成断面積をカバーしている。Fig. 21の測定点はArの場合と同様であり、H<sup>-</sup>生成断面積は低エネルギー側ではArよりやや高く、10keV以上ではほとんど同じ値を示している。

### 5.1.5 Xe

XeについてはFig. 22と共にFig. 23に2keVから60keV迄の値が示されている。Fig. 23のX印W1と▼印FOはFig. 19と同一である。XeはAr, Krとほとんど同じHエネルギー依存性を示すが、いづれよりH<sup>-</sup>生成断面積は測定されているエネルギー範囲でやや高い。

### 5.1.6 H(2s)と希ガスの電荷交換でのH<sup>-</sup>生成

最近 Hill ら<sup>40)</sup> は励起水素原子  $H(2s)$  と希ガス, He, Ne, Ar 及び Kr の一電荷交換反応で  $H^-$  を生成する過程の断面積を 4 ~ 25 keV の  $H(2s)$  エネルギー範囲で求めている。結果を Table 3 及び Fig. 24 に示す。Fig. 24 の黒丸点が Hill ら<sup>40)</sup> の測定点, 白丸印は Roussel ら<sup>41)</sup> が 0.5 ~ 3 keV で求めた測定点, Ar については角印の Dose ら<sup>42)</sup> の測定的が加えてある。又比較のため  $\sigma_{1s, -1}$  の測定値である Stier ら<sup>36)</sup> (Fig. 21 と同じ, 図では破線), Williams<sup>34)</sup> (Fig. 20, 21 と同じ, 図では一点破線), Ronssel ら<sup>41)</sup> (図では二点破線) が示してある。一般に  $\sigma_{2s, -1}$  は  $\sigma_{1s, -1}$  より大きいが特に 10 keV 以下では差が明確で 5 keV 以下では著しく高い値を示している。

## 5.2 2原子分子を標的とする過程

Tawara ら<sup>33)</sup> の総説には希ガス以外に水素原子と 2 原子分子間の 1 電子移動の断面積が示されている。H<sub>2</sub> については Fig. 19 と 20 に, N<sub>2</sub> については Fig. 20, 23 に, O<sub>2</sub> については Fig. 23 に示されている。Fig. 20 の測定者は H 続について ▼印 J O が Jorgensen ら<sup>44)</sup>, N<sub>2</sub> についての ▲印 S T は Stier ら<sup>36)</sup> 以外は He 及び Ar についての測定者と同一である。Fig. 19 の H<sub>2</sub> の測定者は同図の He の測定者以外に ●印 M C が McClure<sup>43)</sup>, ○印 J O が Jorgensen ら<sup>44)</sup>, 印 C U が Curran ら<sup>45)</sup> のものである。Fig. 23 の N<sub>2</sub> と O<sub>2</sub> についての測定点は ▼印 F O は Fogel ら<sup>37)</sup>, ●印 P I は Pilipenko ら<sup>46)</sup> による測定である。いずれも希ガスのうちの He, Ne と同じ傾向を示し値もあまり変わらないと云ってよい。

## 5.3 アルカリ及びアルカリ土類金属蒸気を標的とする過程

アルカリ金属はイオン化エネルギーが低く, 特に Cs のイオン化エネルギーは 3.893 eV という値を持つため電子移動による負イオン生成には種々の目的で使われている。Fig. 25 は Tawara ら<sup>33)</sup> の総説からの引用であるが, このうち  $\sigma_{0, -1}$  のデータは Schlachter ら<sup>47)</sup> が H エネルギー 1 keV から 15 keV 迄について求めたものである (測定点  $\Delta$  S C)。 $\sigma_{0, -1}$  の値は 1 keV で最も高く  $2.8 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$  であり, H エネルギー増加と共に  $H^-$  生成断面積は著しく減少するが, 先に述べた希ガス, 2 原子分子中で最も高い  $\sigma_{0, -1}$  を示す Xe の場合の最高値より 3 倍近い値を示している。Fig. 25 にはプロトンからの 2 電子交換の断面積  $\sigma_{1, -1}$ , や 1 電子交換  $\sigma_{1, 0}$  等も示されているが, 後に他の標的ガスとの比較において述べる。

Hiskes ら<sup>48)</sup> は Close coupled equation を解くことによって水素原子エネルギー 0.05 keV から 2.4 keV の間の Cs からの一電子移動過程で生成する  $H^-$  の生成断面積を計算し Fig. 26 の H K W S で示す曲線を得ている。Fig. 26 の曲線 O S B は 1 電子モデルで Olson ら<sup>49)</sup> が計算したもの, 又白丸は Fig. 25 の Schlachter ら<sup>47)</sup>, 黒丸はより低エネルギーの水素原子により求めた Cisneros ら<sup>50)</sup> の値でいずれも誤差範囲を線で示している。データは未だ不確定ではあるが, この過程は 0.2 keV の水素エネルギーで断面積が最大になる傾向を来し  $3.8 \pm 1.2 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$  もの値になっている。

Fig. 27 は Fig. 25 と同様 Tawara ら<sup>33)</sup> の総説からの引用でアルカリ土類金属である Mg

(IP = 7.644 eV) 蒸気を標的ガスとした場合の $\sigma_{0,-1}$  のエネルギー変化で水素原子エネルギー - 5 keV から 70 keV 迄につき Berkner ら<sup>51)</sup> の測定結果である。5 keV で比較すると Cs の値より高い値を示している。

## 6. 2電子電荷交換による $H^-$ イオン生成

標的ガスに入射する粒子としての水素原子の原料はプロトンであって、前述の1電子交換よりプロトンから直接 $H^-$ イオンを生成する2電子交換過程(18式)は、はるかに実用的である。この過程の $H^-$ 生成断面積は $\sigma_{1,-1}$ で表されるが、以下種々の標的ガスに対する $\sigma_{1,-1}$ のプロトンエネルギー依存性を示す。

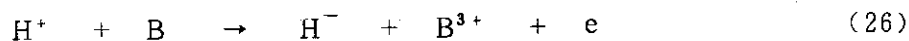
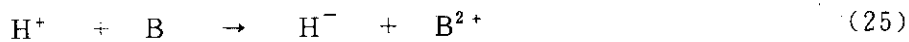
### 6.1 希ガスを標的とする過程

プロトンと希ガス間のデータとしては、HeについてFig. 28と29, NeについてはFig. 30, ArについてはFig. 31と32, KrについてはFig. 31と32, XeについてはFig. 30にそれぞれTawaraら<sup>33)</sup>の総説からの図で示す。

HeについてのFig. 28及び29の測定点はX印のW I又はW 1-1で示されるのがWilliams<sup>52)</sup>の、▲印FOで示されているのはFogelら<sup>54)</sup>, Fig. 30の●印のMCはMcclureら<sup>53)</sup>, 又Fig. 31の・印TOはToburenら<sup>55)</sup>, 同じく●印SCの250~800keVの高エネルギー側データはSchryber<sup>35)</sup>の実測データである。30keVのプロトンエネルギーで最大値を示し、 $7 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$ の値であるが、 $H^+$ エネルギーが増大すると減少し800keVで $10^{-26} \text{ cm}^2$ まで下る。この最大値はFig. 19及び20の $\sigma_{0,-1}$ のほぼ十分の一であり、高エネルギーにおける減少が著しく、 $\sigma_{1,-1}$ は5桁ほど低い。

Neの結果はFig. 30に示すがWilliams<sup>52)</sup>とFogelら<sup>54)</sup>の値でFogelら<sup>54)</sup>の値はWilliams<sup>52)</sup>のその60%ほどである。これらの値はFig. 21の $\sigma_{0,-1}$ の値と比べ1桁以下低い。

Fig. 30及び31にWilliams<sup>52)</sup>及びFogelら<sup>54)</sup>の測定した低エネルギープロトンへの2電子移動を示してある。但しArの曲線には印のAfrosimov<sup>56)</sup>の測定も加えてある。 $\sigma_{0,-1}$ についてのFig. 21, Fig. 23との比較では、 $\sigma_{0,-1}$ が1keVからいづれの希ガスについてもHエネルギー増加と共に単調に減少しているのに反し、Fig. 30及び31の結果は100keV以下のプロトンエネルギーで2つのピークが存在している。これらはBを標的ガスとすると次の2つの過程に対応していると考えられており、そのピークを示すプロトンエネルギー



はMassey(H. S. W. Massey, Rep. Prog. Phys., 12 248(1949))の理論で説明しうる。 $\sigma_{1,-1}$ の値はこれらピーク値で $\sigma_{0,-1}$ に比しArで約1桁低く、Kr, Xeでは20~30%程度である。

ArとKrについては・印SCのSchryber<sup>35)</sup>の値を含めFig. 32に示す。これに対応する

$\sigma_{0,-1}$  の図は Ar についての Fig. 20 があるが、 $\sigma_{0,-1}$  に比し 1 MeV では約 4 桁低い。

## 6.2 2原子分子を標的とする過程

標的ガスとして2原子分子を使用したものは、 $H_2$ 、 $N_2$  及び  $O_2$  がある。 $H_2$  については低エネルギープロトンの例が Fig. 28 に、1 MeV 迄のデータは Fig. 29 に示してある。Fig. 28 の測定点は He と同一であるが、●印 MC で McClure ら<sup>53)</sup> のデータが加わっている。 $H_2$  の場合は He と同様一つのピークを示すがピーク位置は 20 keV で He のその半分の所にあり、 $\sigma_{1,-1}$  の最大値も He よりほぼ 1 桁高く、Fig. 19 の  $\sigma_{0,-1}$  に比しても 60% 程度である。一方 Fig. 29 は Fig. 28 の測定点にさらに低エネルギー部分の測定をしている kozlov ら<sup>57)</sup> のデータ (+印 KO) を、また 70 keV から 200 keV 迄の Toburen ら<sup>55)</sup> (・印 TO), 200 keV 以上に Schryber<sup>35)</sup> (●印 SC) 及び Williams<sup>58)</sup> (▼印 W1-2) のデータが示されている。高エネルギーになると  $\sigma_{1,-1}$  の減少は著しく、He とほぼ同程度の値となる。

$N_2$  については Fig. 28 に Fogel ら<sup>54)</sup> のデータが、又 Fig. 32 に Toburen ら<sup>55)</sup> と Schryber<sup>35)</sup> の測定値を示す。 $N_2$  はピークエネルギーが  $H_2$  よりさらに低く 15 keV 前後で、 $\sigma_{1,-1}$  も  $H_2$  の半分程度である。高エネルギー側の  $\sigma_{1,-1}$  は He、 $H_2$  とほとんど変わらない。

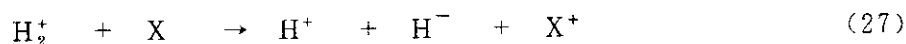
$O_2$  のデータは Fig. 28 に Fogel ら<sup>54)</sup> の結果を示す。エネルギー範囲も 9 ~ 30 keV の範囲の測定のみであるが、その最大値は  $N_2$  の場合のそれとほぼ同一である。

## 6.3 アルカリ金属蒸気を標的とした過程

アルカリ金属としては Li, Na, K, Cs についての Grubler ら<sup>59)</sup> の測定があるが、これらのイオン化エネルギーはそれぞれ 5.392, 5.138, 4.339, 及び 3.893 eV であり、それぞれの  $\sigma_{1,-1}$  のエネルギー依存性を Fig. 33, 34, 35 及び 25 に示す。これら 4 枚の図を比較するとイオン化エネルギーがやや高い Li と Na の曲線はほぼ 5 keV の所にピークを持つが、K, Cs は 1 keV 迄にピークがなく、測定されている最低プロトンエネルギーで最大値を示している。Fig. 25 の Cs の図には Schlachter<sup>47)</sup> の測定点も加えてあるが、すべての図を通して Na を標的ガスとした場合の  $\sigma_{1,-1}$  が 1 桁ほど大きい値である以外は、測定されているエネルギー範囲において  $\sigma_{1,-1}$  の値にアルカリ金属による相異は見られない。Cs について  $\sigma_{0,-1}$  を比較すると後者は前者の約 15% である。しかしこれらの断面積の値には種々実験上の問題がありそうで、最近の手段による再測定を必要としていると思われる。

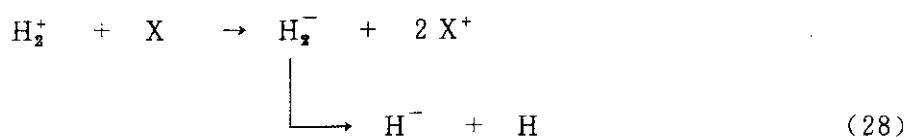
## 6.4 $H_2^+$ イオンを標的ガス中に入射した場合の $H^-$ イオン生成

加速された  $H_2^+$  分子イオンを標的ガス X に入射すると (27) 式で示すように  $H^+$  と  $H^-$  のイオン



対を生成する。勿論 2 電子電荷交換過程 (28) 式は (27) 式よりも大きな断面積の過程で  $H^-$

イオンを生成する。Oliverら<sup>60)</sup>は6keVに加速した $H_2^+$ をHe, Kr, Xeの各希ガス標的



に入射し上記(27)の断面積 $\sigma_{+,-}$ と生成した $H^+$ 及び $H^-$ イオンのビーム方向のエネルギー分布をKr及びXeの場合につき求めた。又(28)式の過程の $H^-$ 生成断面積 $\sigma_-$ も求めている。生成断面積 $\sigma_{+,-}$ 及び $\sigma_-$ の結果をTable 4に示す。 $\sigma_-$ は $\sigma_{+,-}$ より2桁高い。

次に(27)の過程において生成したイオン対が重心系エネルギー $\mathcal{E}$ を持ち、正イオンがビーム方向に実験室系の運動エネルギー $E_+$ を持つとすると、 $H_2^+$ の加速電圧を $U$ 、標的室の電圧を $V$ とすると $E_+$ は(29)式で表される。

$$E_+ = \frac{1}{2}U - \frac{1}{2}V + \left[ \mathcal{E} \left( \frac{U-V}{2} \right) \right]^{1/2} + \Delta E + V \quad (29)$$

若し過程が完全に $H_2^+$ と $X$ の2粒子過程であれば $H^-$ イオンは(30)式で示される $E_-$ の実験

$$E_- = \frac{1}{2}U + \frac{1}{2}V - \Delta E - V \quad (30)$$

室系運動エネルギーで後方に動く。したがって標的室の電圧 $V$ を変化させると(31)式で生成断片イオンのエネルギー分布を求めることが出来る。イオンの加速電圧 $U$ を変化させても同様

$$V = V_0 + U \quad (31)$$

である。以上のようにして求めた実験室系のエネルギー $\Delta E$ 及び重心系のエネルギー $\mathcal{E}$ につき、KrとXe標的ガスの場合の結果をそれぞれFig. 36及びFig. 37に示す。求められた結果は(27)式の過程は先づ希ガスから $H_2^+$ へ1電子移動が起き励起状態の $H_2^*$ が生成し、この $H_2^*$ がイオン対生成解離を起すという2段階の過程であることを示す。

## 6.5 イオン分布収率

実際にガス又は蒸気の標的室にイオン又は中性原子又は分子を入射して $H^-$ イオンを生成する場合、(16)式から(22)式迄に示した反応が起り、実用的には標的室の長さ $l$ と標的ガス濃度 $\Pi(n, l)$ 毎に(23)式の $F_i$ 又は(24)式の $F_i^\infty$ を求めることは重要である。これは又後述する標的ガス室を使用する $H^-$ の衝突電子脱離による中性化にとっても、当然必要とするビームのエネルギー範囲は異なるが必要な知見である。

Fig. 38はOsherら<sup>61)</sup>が標的ガスとしてCs蒸気を使用し、標的ガス厚さ $(n, l)$ により1.5keVで入射した $D^+$ 及び $D^0$ の粒子ビームの $F_+$ ,  $F_0$ ,  $F_-$ を求めた結果であり、標的ガス厚さがこのエネルギーの粒子ビームに対して $3 \times 10^{15}$ 原子 $cm^{-2}$ で $F_i^\infty$ となる事がわかる。ちなみにOsherら<sup>61)</sup>は $F_i^\infty$ の最大値は、Na, K, 及びCsの標的ガスについて、 $D^+$ の入射エネルギーはそれぞれ、7, 3, 1.5keVであること、及びその時の値がそれぞれ0.12, 0.14,  $0.21 \pm 0.04$ であると報告している。

## 7. NaH アークによる $H^-$ イオン生成

NBIのための負イオン源の新しい方法としてWongら<sup>62)</sup>が固体のNaHに炭酸ガスレーザー(波長 $10.6\ \mu\text{m}$ )を照射することにより $H^-$ イオンを生成することを試みた。Gekelmanら<sup>63)</sup>はルビーレーザー(波長 $694.3\ \text{nm}$ )の最大出力 $2\ \text{J}$ の光を $40\ \text{nS}$ のパルス巾でNaH及びNaDに照射することにより $H^-$ 及び $D^-$ イオンを生成した。Gekelmanらの使用した装置の略図をFig. 39に示す。NaHは図の左側のターゲット内にリングにつめてつり下げる。ターゲット部分の拡大図は下部の円で囲った光学系で示されている。NaHは吸湿性が強く、空気中にさらすと $H^-$ イオン生成効率が下るので、アルゴンふんい気中で調整し排気する。真空度は $1 \times 10^{-6}\ \text{Torr}$ ( $\approx 1.33 \times 10^{-4}\ \text{Pa}$ )である。このNaHにレーザー光を照射し発生した正負イオンを図の右方にドリフト管を通して診断領域(diagnostic region)に導びき、イオン種とその量を測定する。測定には4重極質量分析計(QA)をビーム方向及びその直角方向に配置して使用すると共に、ファラデイカップも使用した。図の診断領域にはソレノイドコイルをまき、その磁場により直角方向のQAへイオンを導びいた。中性粒子はQAの前に表面電離フィラメントをおきイオン化(イオン化効率 $\sim 1\%$ )してQAで測定した。又NaH標的表面のhologramを取り光照射による標的の変化も観察した。

レーザーを照射して発生したイオンをQAで測定した結果をNaH及びNaDにつきそれぞれFig. 40(a)及び(b)に示した。Fig. 40(a)は $32$ ガウスの磁場でイオン流を曲げ直角方向のQAで測定したもので質量 $1$ の $H^+$ 及び $H^-$ はほぼ同強度で得られており、質量 $2$ は $H_2^+$ である。Fig. 40(b)は標的に面したQAでFig. 39のVARIABLE APERTURをピンホールにして測定したがNaD中のNaH不純物のため $H^+$ 、 $H^-$ 、 $H_2^+$ が $D^-$ に重なっている。これらイオン流のレーザーエネルギー変化をFig. 41に示す。Fig. 41(a)の下の図はFig. 41(a)の $H^-$ と $H^+$ の比をとったものである。各イオンのドリフト管方向の磁場の変化及びレーザー照射からイオン到達迄の時間の測定から、正イオンの速度のピーク値は $4.5\ \text{cm}\mu\text{S}^{-1}$ で、そのうち $H^+$ イオンのそれは $5.2\ \text{cm}\mu\text{S}^{-1}$ であった。 $H^-$ イオンは $H^+$ イオンよりやや遅く、 $H^+$ と $H^-$ 間に相互中性化(mutual neutralization)が起っている可能性があり、イオンの引出しには工夫を要する。又NaH標的のレーザー照射前後のhologramをとり観察すると、レーザーパルス当り $3 \times 10^{16}$ の粒子が失なわれていることになり、その $20\%$ が負イオンである。 $1.3\ \text{J}$ のレーザー出力の場合 $H^-$ イオン当り $1.4\ \text{keV}$ であり、レーザー誘導放射効率の高い $\text{CO}_2$ レーザーの効率は $20\%$ なのでこれを使用したとすると $H^-$ イオン当り $7\ \text{keV}$ のエネルギー効率となる。この値は現在迄の $H^-$ 生成効率より $1$ 桁高いこととなり、エネルギー効率的にこの方法は有理であるといえる。但しイオンの引き出しに関連してガス効率は未知である。又エネルギー効率以外の利点は、(1)使用している原料が固体であること、(2)放出ガスは水素以外はアルカリ蒸気であること、である。

Vanekら<sup>64)</sup>は上記装置を改善するためFig. 42に示すようにNaHをささえる真ちうリングの前方にグリッドを設置し、NaHを陰極としてレーザー照射後アーク放電を行わせることと



した。Fig. 42 のイオン引き出し電極 (EXTRACTOR) に 10kV を荷電した場合、負イオンと共に電子も引き出されて来るが、この電子を磁場で除いて負イオンの測定を行った。Fig. 43 a はイオン検出部であり、イオン検出のためのファラデイカップは図の上下に動くようになっている。Fig. 43 b はこのファラデイカップの移動によるイオン電流の分布で2つの測定曲線は上下方向に 30 ガウスずつの磁場をそれぞれかけた場合の分布である。この分布の移動距離  $\Delta$  は次の (32) 式で表しうる。

$$\Delta = Z^2 / R = Z^2 (e/m)(B/V) \quad (32)$$

ここで  $Z$  は磁場の長さで 20cm,  $R$  は磁場によるイオン軌道半径である。(32) 式からイオン引き出し電圧を 5 及び 10kV とするとそれぞれ 8.6mm 及び 12 mm のイオン移動が起るはずで、Fig. 43 (b) は 5kV のイオン引き出しの例である。Fig. 43 (c) はイオン引き出し電圧を立ち上り時間 0.2mS で荷電し、その後 1mS 後にレーザー照射して生成した  $H^-$  イオン電流の時間変化を示したものである。イオン電流は 12mS 以上持続し、レーザー照射だけの場合の  $10^3$  倍となった。Fig. 43 (c) は負イオンをスリットから入射した場合であり、大きなコレクターを使用し 40mA を得ることが出来た。この場合のアーク放電は 35V, 40A で 1.4kW であった。ガス効率もアーク放電により 500倍上昇した。Vanek らは NaH の代りに不純物として Na より Li の方が核融合反応に対し害が少ないことから LiH を使用し同様な方法で  $H^-$  イオンを生成測定したがイオン電流は少なかった。

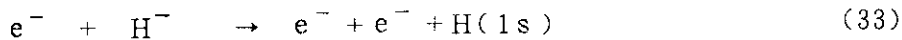
この方法では波長の比較的短い、かつ高エネルギー効率のレーザーの開発が必要とされるであろうが、NBI の負イオン源として検討の余地があろう。

## 8. H<sup>-</sup>イオンの電子脱離

負イオンを基礎としたNBIにとって、先づH<sup>-</sup> 実際はD<sup>-</sup> イオンの生成が重要であるが、次にはこの負イオンの引き出し、加速の技術、及びこれら負イオンの中性化に必要なデータ及び中性化技術が不可欠である。以下H<sup>-</sup> イオンを中心にこの負イオンの電子脱離の種々な過程のデータにつき述べる。

### 8.1 電子衝撃によるH<sup>-</sup> イオンの電子脱離

この過程は次の過程による電子脱離であり、H<sup>-</sup> の電子衝撃による電離に他ならない。この



過程はプラズマ標的による中性化の重要な素過程といえる。

Bellら<sup>65)</sup> は1.5 eVから1 keV迄のエネルギー範囲の電子による(33)式の過程につきその断面積Qをボルの一次近似で(34)式により求めている。

$$Q = \sum_{\ell=0}^{\infty} Q_{\ell} = \sum_{\ell=0}^{\infty} \int_0^{\Theta_{\max}} \sigma_{\ell}(\Theta) d\Theta \quad (34)$$

ここで $\sigma_{\ell}(\Theta)$ は入射電子エネルギー $\Theta$ から $\Theta + d\Theta$ 迄の微分断面積で(35)式で示される。

$$\sigma_{\ell}(\Theta) = \int_{K_1}^{K_2} |F(\ell, k, K)|^2 \frac{dk}{K^3} \quad (35)$$

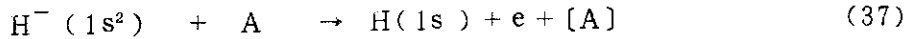
ここで $F(\ell, k, K)$ は(36)式、また $K_1 = q - K$ ,  $K_2 = q + K$ であり、 $q$ と $k$ はそれ

$$F(\ell, k, K) = \int_0^{\infty} dr u(k|r) W(k|r) \quad (36)$$

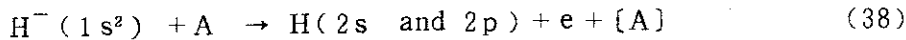
ぞれ入射電子の初期と反応後の運動量で、入射電子エネルギーを $E$ とすると $|q|$ は $(2E)^{1/2}$ である。Bellら<sup>65)</sup>の $Q$ の計算結果をTable 5に示す。20-及び30-ParameterはそれぞれHartら<sup>66)</sup>及びRotenbergら<sup>67)</sup>の使用したH<sup>-</sup>の結合状態のHylleraas形関数のパラメーターを使用したもの、又(a)(b)は(34)式の積分の上限のとり方の相違である。Fig. 44はTable 5の結果を電子エネルギー $E$ に対し $QE$ でプロットしたもので、実線は(a)、一点破線は(b)の値、又は破線はFaisalら<sup>68)</sup>の計算結果を示す。また測定点はPeartら<sup>69)</sup>(黒丸)、Danceら<sup>70)</sup>(×印)、Tisonera<sup>71)</sup>(白三角印)のものでTisoneraの結果は電子エネルギー100 eVの値でPeartらの結果に合せて示してある。実験値の垂線はランダム誤差と系統的誤差の和を示す。又Fig. 45にBellらの求めた(34)式中の微分断面積 $\sigma_1(\Theta)$ を入射電子エネルギー10, 50, 100, 500 eVにつき脱離電子エネルギー毎に求めたものを示す。Fig. 45の破線は20-パラメーター、実線は30-パラメーター使用の結果である。

## 8.2 H<sup>-</sup> イオンの衝突1電子脱離

H<sup>-</sup> イオンがガスAを通過することによる衝突電子脱離は多くの複雑な過程の結果起るが、H<sup>-</sup> イオンが大きい入射エネルギーを持った過程では(37)式のように電子脱離後の水素原子は基底状態である。(37)式右辺の[A]はAが基底状態か、励起されているか若しくはイオン



状態であることを示す。Orbeliら<sup>72)</sup>によれば、AがHeであってH<sup>-</sup>の入射エネルギーが5~40keVの場合(38)式の過程が(37)式のそのほぼ15%含まれる。(37),(38)式等



の断面積は $\sigma_{-1,0}$ と表される。以下Aが種々なガスの場合の $\sigma_{-1,0}$ のH<sup>-</sup>入射エネルギー変化を示す。

### 8.2.1 水素原子及び水素分子を標的とする過程

Bellら<sup>73)</sup>は8.1に述べたH<sup>-</sup>イオンの電子衝撃による電子脱離と同様<sup>65)</sup>、H<sup>-</sup>の状態関数として20-及び33-パラメータの両者をそれぞれ使用し、極性軌道自由状態関数から、標的ガスを水素原子及びHeとした場合の $\sigma_{-1,0}$ をH<sup>-</sup>イオンエネルギー5keVから10MeV迄の範囲で計算している。Table 6に標的ガスが水素原子である場合の結果を示す。Table 6の $Q(1s-1s)$ は標的水素原子が基底状態のままである場合、 $Q(1s-\Sigma_D)$ は(37)式の[A]つまり[H]で電子的励起された場合、同じく $Q(1s-C)$ は[H]がイオン化された状態、さらに $Q(1s-\Sigma)$ は上記3つの値の和をそれぞれ示す。Table 6の $Q(1s-\Sigma)$ はFig. 46中に実線で示されている。Fig. 46中には長い破線でMcdowellら<sup>74)</sup>、破線でGillespie<sup>75)</sup>の $\sigma_{-1,0} + \sigma_{-1,1}$  ( $\sigma_{-1,1}$ は $\text{H}^{-} + \text{H} \rightarrow \text{H}^{+} + 2e + [\text{H}]$ の2電子脱離断面積を示す)のそれぞれ理論計算結果を示す。Fig. 46中の測定点はHummerら<sup>76)</sup>の $\sigma_{-1,0} + \sigma_{-1,1}$ の測定値を黒丸で、Simpsonら<sup>77)</sup>、Heinemeierら<sup>78)</sup>、Dimovら<sup>79)</sup>、Smythら<sup>80)</sup>、Berknerら<sup>81)</sup>のそれぞれ水素分子を標的とした場合の $\sigma_{-1,0}$ の測定値を $\frac{1}{2}$ にした値をそれぞれ白三角、白丸、白四角、逆白三角及び黒三角印の測定点をもって示してある。Berknerら<sup>81)</sup>の10MeVの点はD<sup>-</sup>イオンの20MeVについての測定値である。

Fig. 47はTawaraら<sup>33)</sup>の総説の引用であるが、Fig. 46に示されているDimovら<sup>79)</sup>、Smythら<sup>80)</sup>、Berknerら<sup>81)</sup>の値がそれぞれ口印DI、▲印SM、及び○印BEで示されている他、低エネルギー範囲のデータとして×印WIでWilliams<sup>82)</sup>及び・印STでStierら<sup>36)</sup>の測定値、400keVから1.4MeVの中エネルギーデータとして印ROでRoseら<sup>83)</sup>の結果が含まれている。

Fig. 48はRisleyら<sup>84)</sup>が0.2~10keVのHエネルギー範囲でN<sub>2</sub>及びH<sub>2</sub>を標的ガスとした $\sigma_{-1,0}$ の測定結果である。図中のS-BはStierら<sup>32)</sup>、WはWilliams<sup>78)</sup>のデータでH<sub>2</sub>についてはFig. 47に測定点が示されている。S-GはSimpsonら<sup>77)</sup>のデータでFig. 73に測定点がある。それに加えてWhで示されるWhitter<sup>85)</sup>の測定及び、B-Wで示されてい

るBatesら<sup>86)</sup>の理論計算値が点線で示されている。

### 8.2.2 希ガスを標的とする過程

Table 7に8.2.1で述べたBellら<sup>73)</sup>のHeを標的ガスとした場合の $\sigma_{-1,0}$ の理論計算結果を示す。 $Q(1s^2-\Sigma_D)$ 等の意味はTable 6と同様である。ただ各Q値にLength及びVelocityと二つの値の差はHeのBornのマトリックスエレメントをきめる為に使用した近似的波動関数で計算したことから起る誤差を示している。 $Q(1s^2-\Sigma_D)$ と $Q(1s^2-C)$ の値は低い入射エネルギー(40keV)以下では小さく、 $Q(1s^2-\Sigma)$ の値にほとんど寄与していない。入射エネルギーの大きい所では $Q(1s^2-\Sigma)$ (length)はEをkeVの単位とすると(39)式となる。Fig. 49の実線がTable 7の $Q(1s^2-\Sigma)$ であり、25keV迄の低エネルギー

$$Q(10^{-16} \text{ cm}^2) = \frac{335.52}{E} - \frac{28458}{E^2} + \frac{759750}{E^3} \quad (39)$$

ギ側の破線はSida<sup>87)</sup>の、又高エネルギー側の破線はGillesjrieの $\sigma_{-1,0} + \sigma_{-1,1}$ のそれぞれ理論計算値である。測定点は白三角がSimpsonら<sup>77)</sup>、白丸印がHeinemierら<sup>78)</sup>、白四角がDimovら<sup>79)</sup>によるもので、10MeVの黒三角の一点はFig. 46と同様20MeVのD<sup>-</sup>イオンによるBerknerら<sup>81)</sup>の結果である。

Fig. 50はTawaraら<sup>35)</sup>の総説からの引用であるが、Fig. 49のBerkner<sup>81)</sup>(白丸)、Dimovら<sup>79)</sup>(黒丸)の他にWilliams<sup>82)</sup>(×印WI)、Stierら<sup>36)</sup>(黒三角印ST)の測定値が示されている。

Fig. 51はRisleyら<sup>84)</sup>の測定値と比較してFig. 50と共通にStierら<sup>36)</sup>(S-B)、Williams<sup>82)</sup>(W)、及びFig. 49と共通のSimpsonら<sup>77)</sup>(S-G)の各測定値と、Sida<sup>87)</sup>(S)、Lopantsevaら<sup>88)</sup>(L-F)、及びBatesら<sup>86)</sup>(B-W)の理論計算結果が合せ示してある。

NeについてはTawaraら<sup>33)</sup>の総説からの引用である。Fig. 47に、Williams<sup>82)</sup>(×印WI)、Stierら<sup>36)</sup>(●印ST)、及びHastedら<sup>89)</sup>(▼印HA)による2~50keV迄の測定値を示した。Fig. 52は米DOEの報告<sup>38)</sup>によるもので、Fig. 47のエネルギー範囲外の高エネルギー部分が200keV迄示されている。Fig. 52は $\sigma_{-1,0}$ 以外に $\sigma_{g,+}$ (基底状態の水素原子がNe標的と衝突しH<sup>+</sup>を生成する過程)、及び $\sigma_{-,+}$ ( $\sigma_{-1,1}$ の意味でH<sup>-</sup>イオンの2電子喪失過程)の測定点も示されている。

ArについてはFig. 53<sup>33)</sup>及びFig. 54<sup>84)</sup>に示す。Fig. 53はFig. 47のNeと同じ測定点でWilliams<sup>82)</sup>、Stierら<sup>36)</sup>、Hastedら<sup>89)</sup>の他に400keVから1.7MeV迄のRoseら<sup>83)</sup>の測定及びBerknerら<sup>81)</sup>による20MeVのD<sup>-</sup>イオンによる1点が示されている。Fig. 54はRisleyら<sup>84)</sup>が0.2~10keV迄のエネルギー範囲で求めた $\sigma_{-1,0}$ の測定値が実線で示されているが、比較のためFig. 53と共通のWilliams<sup>82)</sup>のデータがWの1点破線、Stierら<sup>36)</sup>のデータがS-Bの破線でそれぞれ示され、さらにSimpsonら<sup>77)</sup>の測定点がS-Gの2点破線、Batesら<sup>86)</sup>及びLopantsevaら<sup>88)</sup>の理論計算結果がそれぞれB

-Wの点線及びL-Fの3点破線で示されている。

KrとXeの測定値はそれぞれFig. 50<sup>33)</sup>及び47<sup>33)</sup>に示してあり、いずれも2~50keV迄のH<sup>-</sup>イオンエネルギー範囲でNeについてのFig. 47と同じ測定点でWilliams<sup>82)</sup>とHastedら<sup>89)</sup>の測定になるものである。

Fig. 55はDewanganとWalters<sup>90)</sup>が14keV/amuから100MeV/amuの広いエネルギー範囲にわたって自由衝突モデル(FCM)で希ガス原子を標的ガスとしてH<sup>-</sup>イオンが1電子を失い基底状態の水素原子となる中性化過程と、1電子を失った後励起水素原子になる中性化過程につき、標的ガス自身も励起される過程を含めて計算した結果をHeからXe迄の希ガスについて示したものである。Fig. 55の(a)及び(b)の左下の囲みは中性化したH<sup>-</sup>イオンが励起水素原子になる過程であるが、測定点はいずれもOrbeliら<sup>72)</sup>の結果でHe, Ne, Ar, Kr, 及びXeについてそれぞれ×, +, ■, □, 及び●で示してある。Fig. 55(b)囲みの中の図においてOrbeliら<sup>72)</sup>の測定点とDewanganら<sup>90)</sup>の計算がKr, Xeで逆転していることは注目に値し、より正確な再測定又は計算の見直しが必要である。

Fig. 55の主な図は、中性化した水素原子が基底状態にある計算であって1点破線で示されている。Fig. 55の実線は、H<sup>-</sup>の2つの電子が等しくプロトンと弱い結合していると仮定した計算、破線は1つの電子は強く、一方の電子が弱く結合しているとした場合の計算である。

主な図の測定点はBerknerら<sup>81)</sup>, Smytheら<sup>80)</sup>, Williams<sup>82)</sup>, Roseら<sup>83)</sup>, Heinemierら<sup>78)</sup>, Stierら<sup>36)</sup>, Hastedら<sup>89)</sup>及びDimovら<sup>79)</sup>であるが、StierらのHeについてのデータはWilliams<sup>82)</sup>とほとんど等しく、NeとArについてのHastesら<sup>89)</sup>のデータはStierらとほとんど等しく、Simosonら<sup>77)</sup>はWilliams<sup>82)</sup>とStierらの測定値に近いのでこれらの実測値の一部は省略してある。

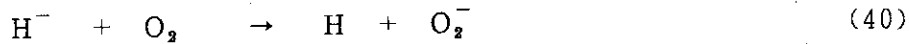
### 8.2.3 水素分子以外の2原子分子を標的とする過程

2原子分子を標的ガスとするH<sup>-</sup>イオンの電子脱離過程については、標的ガスとしてN<sub>2</sub>及びO<sub>2</sub>の実測がある。

N<sub>2</sub>についてFig. 48<sup>84)</sup>及びFig. 50<sup>33)</sup>に示す。Fig. 48はRisleyら<sup>84)</sup>の実測値が0.2~10keVのH<sup>-</sup>エネルギー間で実線で示されている。なおFig. 48には波線でStierら<sup>36)</sup>(S-B)及び点線でBatesら<sup>86)</sup>(B-W)の実測値が比較されている。Fig. 50にはFig. 48のStierら<sup>36)</sup>の測定点が30keV迄示され、さらにKovace<sup>91)</sup>の測定点が200keV~500keV迄のエネルギー範囲で、さらに900keV~1.3MeV迄のエネルギー範囲でDimovら<sup>79)</sup>の測定的が、又10MeVの一点は20MeVのD<sup>-</sup>を使用したBerknerら<sup>81)</sup>の測定点である。

O<sub>2</sub>についてはFig. 53<sup>33)</sup>にStierら<sup>36)</sup>及び高エネルギー部分にRoseら<sup>83)</sup>の測定点がそれぞれ示されている。Fig. 56はRisley<sup>84)</sup>の0.2~10keVのH<sup>-</sup>の低エネルギー領域

での $\sigma_{-1,0}$ の実測値が実線で示されているが、このエネルギー領域の比較としてFig. 53に示されているStier<sup>36)</sup>の実測値の他Pilipenkoら<sup>92)</sup>の実測値とBatesら<sup>86)</sup>の理論計算値がそれぞれPGF、及びB-Wで示されている。なおFig. 56の低エネルギー例のB-M及びSRGで示した点破線は(40)式の $H^-$ イオンから $O_2$ 分子への電子移動反応の測定値で、



それぞれBaileyら<sup>94)</sup>及びSnowら<sup>93)</sup>の測定になるものである。Risley<sup>84)</sup>の実測値は(40)式の反応断面積を補正してある。Risleyら<sup>84)</sup>以前に行われた測定及び理論計算の結果は15～35%も低い値を示している。

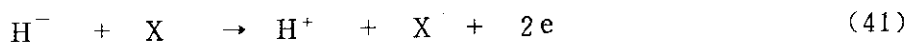
$\sigma_{0,-1}$ の値のうち0.2～10keVの低エネルギー領域の測定値はHe, Ar,  $H_2$ ,  $N_2$ ,  $O_2$ に関してはRisleyら<sup>84)</sup>が最も信頼しうると考えられるが、今後実験及び理論が改善されさらに信頼性あるデータを得ることとなる。

#### 8.2.4 Mg蒸気を標的ガスとする過程

5.3に示したFig. 27にわか3点であるが、Berknerら<sup>51)</sup>の測定した、Mgを標的とした場合の $H^-$ についての $\sigma_{-1,0}$ の値が示されている。エネルギー範囲は狭いがFig. 48のRisleyら<sup>84)</sup>の $N_2$ の値に近い値を示している。

### 8.3 $H^-$ イオンの衝突2電子脱離

この過程は(41)式に示すように $H^-$ イオンが標的原子・分子と衝突し2電子を失って $H^+$ イ



オンになる過程であり、その断面積を $\sigma_{-1,1}$ で表すが、 $H^-$ イオンの中性化のためには中性子の損失となる素過程である。この過程は標的ガスとして、 $H_2$ , Xe; He, Ne,  $O_2$ ; Ar; 及び $N_2$ , Krについて種々の測定者により測定されておりTawaraら<sup>33)</sup>がその総説でまとめてそれぞれFig. 57からFig. 60に示している。

Fig. 57の $H_2$ を標的ガスとした $\sigma_{-1,1}$ は最も多くの測定者が測定しており比較的低エネルギーの $H^-$ イオンについてWilliams<sup>82)</sup>(×印WI), Tisone<sup>95)</sup>(印TI)及びFogelら<sup>96)</sup>(▲印FO)が、又 $H^-$ の900keVと1.1MeVでDimovら<sup>79)</sup>が、さらに4, 7, 10MeVにおける値はSmytheら<sup>80)</sup>が又10MeVの白丸BEはBerknerら<sup>81)</sup>が20MeVの $D^-$ イオンで測定した値を示す。Fig. 58に示すHeは低エネルギー領域でWilliams<sup>82)</sup>(印WI)とFig. 57と同一印のFogelら<sup>96)</sup>が、又Smytheら<sup>80)</sup>がFig. 57に示した $H^-$ エネルギーの他に1.3MeVの値を、又Berknerら<sup>81)</sup>が20MeVの $D^-$ イオンを使用した測定点が表示されている。

He以外の希ガスについては、Fig. 58に示されているNeの測定は2～50keV迄のエネルギー範囲につきHeの低エネルギー領域の2グループのデータであり、ArはFig. 59でやはり

低エネルギー領域はHeの測定点と同一の2グループの測定とSmytheら<sup>80)</sup>の15MeVの測定値及びBerknerら<sup>81)</sup>の20MeV D<sup>-</sup>イオンによる測定値が示されている。

KrとXeは40keV迄のFogelら<sup>96)</sup>の測定がそれぞれFig. 60と58に示されている。

H<sub>2</sub>以外の2原子分子を標的ガスとしたものはN<sub>2</sub>とO<sub>2</sub>が測定され、N<sub>2</sub>はFig. 60に低エネルギーH<sup>-</sup>領域でFogelら<sup>96)</sup>、200keVから100keV毎に500keV迄はRovacs<sup>91)</sup> 0.9, 1.1, 1.3MeVの3点はDimovら<sup>79)</sup>、20MeVのD<sup>-</sup>イオンを使用したBerknerら<sup>81)</sup>の測定を示す。

O<sub>2</sub>を標的ガスとした実験はFogelら<sup>96)</sup>の5~40keV迄の測定値がFig. 58に示されている。

Risleyら<sup>84)</sup>はH<sup>-</sup>イオンの衝突電子脱離につき1電子の場合の断面積 $\sigma_{-1,0}$ と2電子の場合の $\sigma_{-1,1}$ を2倍にしたものの和、つまりH<sup>-</sup>から衝突で脱離する電子全部についての脱離断面積を、H<sup>-</sup>エネルギー0.2~10keVの間で種々な標的ガスについて測定した。結果をFig. 61に示す。ここでO<sub>2</sub>の値は2倍してある、又白点と黒点はビーム収束系の相異で、低エネルギーでは検出部の開きを大きくして測定したものである。O<sub>2</sub>とAr以外の標的ガスでは $\sigma_{-1,0} + 2\sigma_{-1,1}$ はエネルギー増加と共に単調に増加し、ほぼ4keVで最大値となるがO<sub>2</sub>はこのエネルギーで最低値を示す。O<sub>2</sub>は低エネルギーH<sup>-</sup>において断面積が他の標的ガスに比し著しく大きい、これはO<sub>2</sub>の正の電子親和力のためと考えられる。Fig. 62は上記Risleyらの結果を他の測定者と比較したもので、Risleyらの結果は実線で示してある。HeとArの図中のBMMはBaileyら<sup>98)</sup>一点破線のHはHasted<sup>101)</sup>点線のS-HはStedefordら<sup>99)</sup>又Ar中の一点はBydin<sup>97)</sup>のそれぞれ測定結果である。Fig. 62のH<sub>2</sub>の図のHSはHastedら<sup>100)</sup>MBSはMuschlitz, Jrら<sup>105)</sup>の結果である。O<sub>2</sub>の結果のうちBMCMの $\sigma_I$ と $\sigma_T$ の破線はいずれもBarkerら<sup>102)</sup>の結果で $\sigma_I$ は非弾性散乱の断面積で $\sigma_T$ 即ち $\sigma_{-1,0} + 2\sigma_{-1,1}$ の $2/3$ である。Fig. 63は多くの測定者による $\sigma_{-1,1}$ と $\sigma_{-1,0}$ の比のH<sup>-</sup>エネルギー変化を示したもので、He, Ar, 及びH<sub>2</sub>はWilliams<sup>82)</sup>の、O<sub>2</sub>とN<sub>2</sub>は $\sigma_{-1,1}$ はFogelら<sup>96)</sup>、 $\sigma_{-1,0}$ の値はStierら<sup>36)</sup>の値を使用した。破線はMcCangheyらの微分断面積の測定を基礎として低エネルギー側にRioleyらが外挿したものである。Fig. 63の測定誤差は20%以下である。

#### 8.4 中性化室の標的ガス通過後の粒子分布

6.5でも触れたが、一定のエネルギーを持ったH<sup>-</sup>イオン(他の粒子でもよい)が標的ガス中を通過すると、先にも述べたような1電子脱離、2電子脱離が起るがまた生成したH<sup>0</sup>、H<sup>+</sup>の電子捕獲も起る。ある厚さの標的中では入射し標的ガスと相互作用をしたビームは大きな角度で散乱し、断面積のような基本的数値とは云えないが、H<sup>-</sup>の中性化、あるいはH<sup>0</sup>からのH<sup>-</sup>生成にとって有用な知見を与える。

今N<sub>s</sub>を標的ガスに単位時間に入射するイオンの数、N<sub>+</sub>、N<sub>-</sub>及びN<sub>0</sub>はそれぞれ標的ガスから単位時間に出射するH<sup>+</sup>、H<sup>-</sup>及びH<sup>0</sup>の数、T<sub>+</sub>、T<sub>-</sub>及びT<sub>0</sub>は散乱されずに測定される粒子の割合とするとNsは(42)式となり、一般的に粒子iのフラクションFiは(43)

式で表しうる。

$$N_0 = \frac{N_+}{T_+} + \frac{N_-}{T_-} + \frac{N_0}{T_0} \quad (42)$$

$$F_i = \frac{N_i}{T_i N_0} \quad (43)$$

ここで  $\sum F_i = 1$  であるが、測定によると一定以上のエネルギーを入射粒子が持っている場合  $T_i$  はほとんど1と見なしうる。つまり  $F_i$  は(44)式で示しうる。

$$F_i = \frac{N_i}{\sum N_i} \quad (44)$$

$F_i$  は標的室の厚さ  $\Pi$  (atoms  $\text{cm}^{-2}$ )、つまり単位長さ当りの濃度で変化する。 $F_i$  の  $\Pi$  に対する変化の一例を Fig. 64<sup>38)</sup> に 100 keV の  $\text{H}^-$  イオンを  $\text{H}_2$  ガス標的に入射した場合で示す。この場合  $F_0$  のこの測定された  $\Pi$  で変化せず  $F_-$  と  $F_+$  は  $4 \times 10^{15}$  分子  $\cdot \text{cm}^{-2}$  で逆転し  $F_+$  は  $\Pi$  の増加と共に増加する。ここで  $\text{H}^-$  の中性化に最適の  $\Pi$  の値即ち  $\Pi_{0,\text{max}}$  が標的ガスの種類によってどういう値をとるか Table 8<sup>38)</sup> に示す。一般に原子数の多い原子分子ほど、又分子中に電子親和力の大きい原子を含む分子ほど  $\Pi_{0,\text{max}}$  は小さい値でよい。

又  $\Pi$  が十分厚いと Fig. 64 に見るように  $F_i$  の分布は一定値を取る。この  $\Pi$  が十分厚い場合の  $F_i$  を  $F_i^\infty$ 、 $\Pi_{0,\text{max}}$  の場合の  $F_i$  を  $F_i^{\text{max}}$  とすると、いずれの値も入射粒子のエネルギーで変化する。標的ガスを  $\text{H}_2$ 、 $\text{He}$ 、 $\text{Ne}$  の各々について  $F_i^\infty$  と  $F_i^{\text{max}}$  が  $\text{H}^-$  エネルギーで如何に変化するかを示したのが Fig. 65<sup>38)</sup> に Stier ら<sup>106)</sup> の測定結果を示す。 $F_0^{\text{max}}$  は  $\text{H}^-$  エネルギーでほとんど変化しないが、 $F_0$  は  $\text{H}^-$  エネルギーが高くなると著しく減少する。種々の標的ガスについて  $F_0^{\text{max}}$  の値が  $\text{H}^-$  エネルギーで如何に変化するか Table 9<sup>38)</sup> に、又 100 keV の  $\text{H}^-$  イオン入射した場合の  $F_0^{\text{max}}$  の種々な標的ガスについての値 Table 10<sup>38)</sup> に示す。又種々な標的ガスについての  $F_0^{\text{max}}$  の  $\text{H}^-$  エネルギー依存性は Fig. 66<sup>38)</sup> に示す。Smythe ら<sup>107)</sup> は複雑な中性化反応について、各過程の断面積のすべてを使わずに、 $\sigma_{-1,0}$ 、 $\sigma_{-1,1}$  及び  $\sigma_{0,1}$  のもつによって  $\Pi_{0,\text{max}}$  と  $F_0^{\text{max}}$  を求める簡単な式を与えている。Lim<sup>108)</sup> は Smythe らの式をもとにして次の(45)、(46)の関係式を使い種々な標的ガスについての  $\Pi_{0,\text{max}}$  ( $\Pi_{\text{opt}}$ ) 及び  $F_0^{\text{max}}$  の  $\text{H}^-$  エネルギー変化を Fig. 67 及び 68 で示した。

$$\Pi_{0,\text{max}} = \frac{1}{\sigma_{-1,0} + \sigma_{-1,1} - \sigma_{0,1}} \ln \left( \frac{1}{R} \right) \quad (45)$$

$$F_0^{\text{max}} = (1 - S) (R)^{R/(1-R)} \quad (46)$$

ここで  $R = \sigma_{0,1} / (\sigma_{-1,0} + \sigma_{-1,1})$ 、 $S = \sigma_{-1,1} / (\sigma_{-1,0} + \sigma_{-1,1})$  である。Fig. 67 と 68 の  $\text{Li}$ 、 $\text{Mg}$ 、 $\text{Zn}$  等の金属蒸気標的の値は Dyachkov<sup>109)</sup> の、又 Electron gas の値は Riviere<sup>110)</sup> の報告の値を採用している。



## 9. 結 語

以上負イオンを基礎としたNBIに関係する資料を予備的にまとめた。この報告はNBIに関連して将来何が問題でありうるかを明らかにする出発点として、先づ2に一般的な負イオン生成過程を概説し、 $H^-$ イオンに関するデータを集めた。勿論データは重要なものを選択したものでも網羅したものでなく、十分に整理も評価もしていない。ことに金属表面での $H^0$ 又は $H^+$ 衝撃反射による $H^-$ 生成と $H^-$ イオンの光脱離には触れられなかった。今後これらを含めこの分野のデータを年を追って充実してゆく必要があると考えている。

最後に、今回の調査に当り資料その他種々の面で御世話になった、日本原子力研究所、物理部核データセンター主任研究員中井洋太博士、並びに同研究員白井稔三氏に厚く御礼申し上げる次第です。

## 参 考 文 献

- 1) K. Prelec, BNL-24782 (1978).
- 2) 杉浦俊男, 化学の領域, 25, 71 (1971).; 質量分析, 27, 217 (1979).; 応用物理, 49, 52(1980).等を参照。
- 3) R.N. Compton, L.G. Christophorou, G.S. Hurst and P.W. Reinhardt, J. Chem. Phys., 45, 4634 (1966).
- 4) W.T. Naff, C.D. Cooper and R.N. Compton, *ibid*, 49, 2784 (1968).
- 5) C.E. Caledonia, Chem. Rev., 75, 333 (1975).
- 6) 杉浦俊男, 続実験化学講座 14, 質量スペクトル, 後藤良造編, 丸善, p.471 (1966).
- 7) K. Arakawa and T. Sugiura, Mass Spectroscopy, 20, 51 (1972).
- 8) J.D. Morrison, H. Hureler and M.G. Inghram, J. Chem. Phys., 33, 821 (1960).
- 9) T. Sugiura and K. Arakawa, "Recent Development in Mass Spectroscopy" Ed. by K. Ogata and T. Hayakawa, Univ. Tokyo Press p.848 (1970).
- 10) H. Hotop and A. Niehaus, J. Chem. Phys., 41, 2406 (1967).
- 11) C.J. Nicholas, C.W. Trowbridge and W.D. Allen, Phys. Rev., 167, 38 (1968).
- 12) B. Brehm, M.A. Gusinov and J.L. Hall, Phys. Rev. Lett., 19, 737 (1967).
- 13) H.D. Beckey, "Field Ionization Mass Spectrometry", Pergamon Press (1977).; "Principles of Field Ionization and Field Desorption Mass Spectrometry", Pergamon Press (1976).
- 14) G.F. Mes, J. Van der Greef, N.M.M. Nibbering, K.H. Ott and F.W. Roellgen, Int. J. Mass Spectrometry and Ion Phys., 34, 295 (1980).
- 15) K. Prelec and Th. Sluyters, Rev. Sci. Instr., 44, 1451 (1973).
- 16) W. Gekelman, V. Vanek and A.Y. Wong, J. Appl. Phys., 49, 3049 (1978).
- 17) M. Dole, L.L. Mack, R.L. Hanes, R.C. Mobley, L.D. Ferguson and M.B. Alice, J. Chem. Phys., 49, 2240 (1968).; L.L. Mack, P. Kralik, A. Rhende and M. Dole, *ibid*, 52, 4977 (1977).
- 18) T. Sugiura and K. Arakawa, JAERI-15030, p.22 (1975).
- 19) D. Rapp, T.E. Sharp and D.D. Briglia, Phys. Rev. Lett., 14, 533 (1965).

- 20) G.J. Schulz and R.K. Asundi, *ibid*, 15, 946 (1965).; *Phys. Rev.*, 158, 25 (1967).
- 21) E. Nicolopoulou, M. Bacal and H.J. Doucet, *J. Phys. (paris)* 38, 1399 (1977).
- 22) M. Allan and S.F. Wong, *Phys. Rev. Lett.*, 41, 1791 (1978).
- 23) J.M. Wadehara and J.N. Bardsley, *ibid*, 41, 1795 (1978).
- 24) R. Clampitt, CLM-P 400 (1974).
- 25) C. Bottcher and B.D. Buckley, *J. Phys. B: Atom. Molec. Phys.*, 12, L497 (1979).
- 26) B.D. Buckley and C. Bottcher, *ibid*, 10, L635 (1977).
- 27) L.G.J. Boesten and H.G.M. Heideman, *Physica*, 98C, 242 (1980).
- 28) R.E. Winters, J.H. Collins, W.L. Courchene, *J. Chem. Phys.*, 45, 1931 (1966).
- 29) L. Vriens, T.F.M. Bansen and J.A. Smit, *ibid*, 40, 229 (1968).
- 30) W.A. Chupka, P.M. Dehmer and W.T. Jiverry, *ibid*, 63, 3929 (1975).
- 31) G. Herzberg, *J. Mol. Spectrosc.*, 23, 147 (1970).
- 32) C.E. Moore, *Atomic Energy Levels*, Natl. Bur. Stand. Circ., 467, Vol. 1 (1949).
- 33) H. Tawara and A. Russek, *Rev. Modern Phys.*, 45, 178 (1973).
- 34) J.F. Williams, *Phys. Rev.*, 153, 116 (1967).
- 35) U. Schryber, *Helv. Phys. Acta.*, 40, 1023 (1967).
- 36) P.M. Stier and C.F. Barnett, *Phys. Rev.*, 103, 896 (1956).
- 37) Ya.M. Fogel, V.A. Ankudinov, D.V. Pilipenko and N.V. Topolia, *Soviet Phys. -JETP*, 7, 400 (1958).
- 38) Technical Progress Report of U.S. DOE, EY-76-02-C-0007 (1978). [Apparatus; R.J. Girnius, C.J. Anderson and L.W. Anderson, *Phys. Rev. A*, 16, 2225 (1978).]
- 39) T.M. Donahue and F. Hushfar, *Phys. Rev.*, 124, 138 (1961).
- 40) J. Hill, J. Geddes and H.B. Gilbody, *J. Phys. B: Atom. Molec. Phys.*, 12, L653 (1979).
- 41) F. Roussel, P. Prade and S. Spiess, *Phys. Rev. A*, 16, 1854 (1977).
- 42) V. Dose and R. Gunz, *J. Phys. B: Atom. Molec. Phys.*, 5, 1412 (1972).
- 43) G.W. McClure, *Phys. Rev.*, 134, A 1226 (1964).
- 44) T. Jorgensen, C.E. Kuyatt, W.W. Lang, D.C. Lorents and C.A. Sautter, *ibid*, 140, A 1478 (1965).
- 45) R. Curran and T.M. Donahue, *ibid*, 118, 1233 (1960).

- 46) D.V. Pilipenko and Ya.M. Fogel, Soviet Phys. -JETP, 17, 1222 (1962).
- 47) A.S. Schlachter, P.J. Bjorkholm, D.H. Loyd, L.W. Anderson and W. Haeberli, Phys. Rev., 177, 189 (1969).
- 48) J.R. Hiskes, A.M. Karo, P.A. Willmann and W.J. Stevens, Phys. Lett., 68A, 221 (1978).
- 49) R.E. Olson, E.J. Shipsey and J.C. Browne, Phys. Rev. A, 13, 180 (1976).
- 50) C. Cisneros, I. Alvarez, C.F. Barnett and J.A. Ray, *ibid*, A14, 76 (1976).
- 51) K.H. Berkner, R.V. Pyle and J.W. Stearns, *ibid*, 178, 248 (1969).
- 52) J.F. Williams, *ibid*, 150, 7 (1966).
- 53) G.W. McClure, *ibid*, 132, 1630 (1963).
- 54) Ya.M. Fogel, R.V. Mitin, V.F. Kozlov and N.D. Romashko, Soviet Phys. -JETP, 8, 390 (1959).
- 55) L.H. Toburen, M.Y. Nakai and R.A. Langley, ORNL-TM-1988 (1968).
- 56) V.V. Afrosimov, R.N. Il'in and E.S. Solovev, Soviet Phys. ---Tech. Phys., 5, 661 (1960).
- 57) V.F. Kozlov, Ya.M. Fogel and V.A. Stratienco, Soviet Phys. -JETP, 17, 1126 (1963).
- 58) J.F. Williams, Phys. Rev., 157, 97 (1967).
- 59) W. Grueebler, P.A. Schmelzbach, V. Konig and P. Marmier, Helv. Phys. Acta, 43, 254 (1970).
- 60) A. Oliver, F. Brouillard, W. Claeys and G. Poulaert, J. Phys. B: Atomic Phys., 9, 3295 (1976).
- 61) J.E. Osher, F.J. Gordon and G.W. Hamilton, UCL-74082 (1972).
- 62) A.Y. Wong, J. Danson, W. Gekelman and Z. Lucky, Appl. Phys. Lett., 25, 579 (1974).
- 63) W. Gekelman, V. Vanek and A.Y. Wong, J. Appl. Phys., 49, 3049 (1978).
- 64) V. Vanek, D.P. Dixon and W. Gekelman, *ibid*, 50, 7238 (1979).
- 65) K.L. Bell, A.E. Kingston and P.J. Madden, J. Phys. B.: Atom. Molec. Phys., 11, 2547 (1978).
- 66) J.F. Hart and G. Herzberg, Phys. Rev., 106, 79 (1957).
- 67) M. Rotenberg and J. Stein, *ibid*, 182, 1 (1969).
- 68) F.H.M. Faisal and A.K. Bhatia, *ibid*, 5, 2144 (1972).

- 69) B. Peart, D.S. Walton and K.T. Dolden, J. Phys. B: Atom. Molec. Phys., 3, 1346 (1970).; *ibid*, 4, 88 (1971).
- 70) D.F. Dance, M.F.A. Harrison and R.D. Rundel, Proc. Roy. Soc., A299, 525 (1967).
- 71) G. Tisone and L.M. Branscomb, Phys. Rev. Lett., 17, 236 (1966).
- 72) A.L. Orbeli, E.P. Andreev, A.V. Ankudinon and V.M. Dukelskii, Sov. Phys. -JETP, 31, 1044 (1970).
- 73) K.L. Bell, A.E. Kingston and P.J. Madden, J. Phys. B: Atom. Molec. Phys., 11, 3357 (1978).
- 74) M.R.C. McDowell and G. Peach, Proc. Phys. Soc., 74, 463 (1959).
- 75) G.H. Gillespie, Phys. Rev. A, 15, 563 (1977).
- 76) D.G. Hummer, R.F. Stebbings and W.L. Fite, *ibid*, 119, 668 (1960).
- 77) F.R. Simpson, H.B. Gilbody, J. Phys. B: Atom. Molec. Phys., 5, 1959 (1972).
- 78) J. Heinemeier, P. Hvelplund and F.R. Simpson, *ibid*, 9, 2669 (1976).
- 79) G.I. Dimov and V.G. Dudnikow, Sov. Phys. ---Tech. Phys., 11, 919 (1967).
- 80) R. Smythe and J.W. Toeves, Phys. Rev., 139, A 15 (1965).
- 81) K.H. Berkner, S.N. Kaplan and R.V. Pyle, *ibid*, 134, A 1461 (1968).
- 82) J.F. Williams, *ibid*, 154, 9 (1967).
- 83) P.H. Rose, R.J. Conner and R.P. Bastide, Bull. Am. Phys. Soc., II-3, 40 (1958).
- 84) J.S. Risley and R. Geballe, Phys. Rev. A, 9, 2485 (1974).
- 85) A.C. Whitter, Can. J. Phys., 32, 275 (1954).
- 86) D.R. Bates and J.C.G. Walker, Proc. Phys. Soc. London, 90, 333 (1967).
- 87) D.W. Sida, *ibid*, 68, A 240 (1955).
- 88) G.B. Lopantseva and O.B. Firsov, Zh. Eksp. Teor. Fiz., 50, 975 (1960). [Sov. Phys. -JETP, 23, 648 (1966).]
- 89) J.B. Hasted and J.B.H. Stedeford, Proc. Roy. Soc., A 227, 466 (1955).
- 90) D.P. Dewangan and H.R.J. Walters, J. Phys. B: Atom. Molec. Phys., 11, 3983 (1978).
- 91) I. Kovacs, Nucl. Instr. Meth., 51, 224 (1967).
- 92) D.V. Pilpenko, V.A. Gusev and Yu.M. Fogel, Zh. Eksp. Teor. Fiz., 49, 1402 (1965). [Sov. Phys. -JETP, 22, 965 (1966).]
- 93) W.R. Snow, R.D. Rundel and R. Geballe, Phys. Rev., 178, 228 (1969).

- 94) T.L. Bailey and P. Mahadevon, J. Chem. Phys., 52, 179 (1970).
- 95) G. Tisone, JILA Report, 20 (1964).
- 96) Ya.M. Fogel, V.A. Ankudinov and R.E. Slabospitski, Sov. Phys. -JETP, 5, 382 (1957).
- 97) Yu.F. Bydin, Zh. Eksp. Teor. Fiz., 49, 1094 (1965). [Sov. Phys. -JETP, 22, 762 (1966).]
- 98) T.L. Bailey, C.J. May and E.E. Muschlitz, Jr., J. Chem. Phys., 26, 1446 (1958).
- 99) J.B.H. Stedeford and J.B. Hasted, Proc. Roy. Soc. London, A227, 466 (1955).
- 100) J.B. Hasted and R.A. Smith, *ibid*, A235, 349 (1956).
- 101) J.B. Hasted, *ibid*, A212, 235 (1952).; *ibid*, A205, 421 (1951).
- 102) C.E. Baker, J.M. McGuire and E.E. Muschlitz, Jr., J. Chem. Phys., 37, 2571 (1962).
- 103) M.P. McCaughey and J.A. Bednar, Phys. Rev. Lett., 28, 1011 (1972).
- 104) J.F. Williams and D.N.F. Denbar, Phys. Rev., 149, 62 (1966).
- 105) E.E. Muschlitz, Jr., T.L. Bailey and J.H. Simons, J. Chem. Phys., 24, 1202 (1956).; *ibid*, 26, 71 (1957).
- 106) P.M. Stier, C.F. Barnett and G.E. Evans, Phys. Rev., 96, 973 (1954).
- 107) R. Smythe and J.W. Toevs, Rev. Mod. Phys., 30, 1137 (1965).
- 108) C.K. Lim, BNL-23648 (1977).
- 109) D'yachkov, JETP 13, N8 (1969).
- 110) A.C. Riviere, CLM-R 112, Appendix A3 (1971).

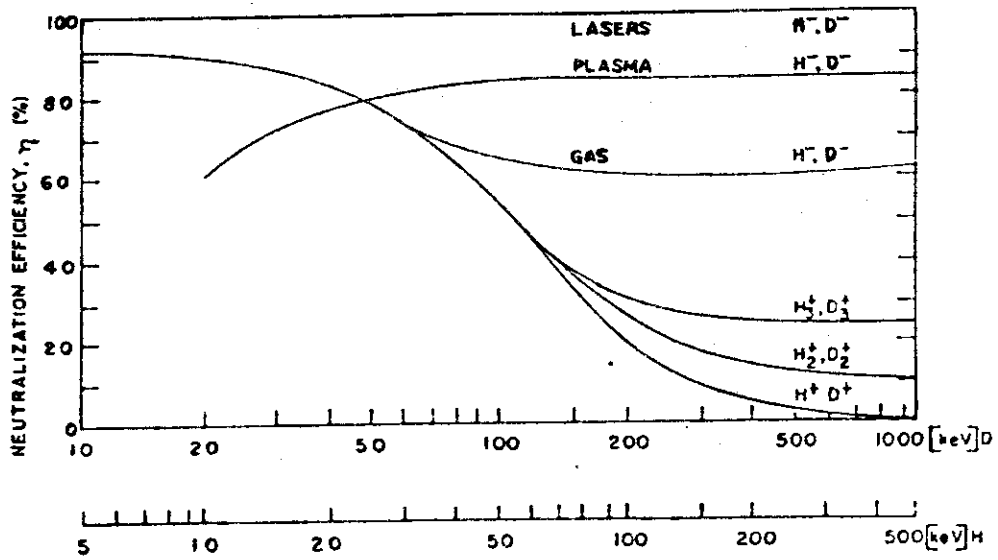


Fig. 1<sup>1)</sup> Neutralization efficiency of different ion species, as function of energy.

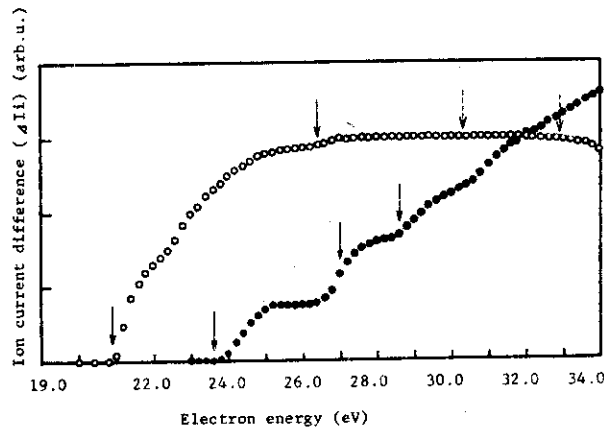


Fig. 2<sup>7)</sup> Ionization efficiency curves in the in-pair formation  $O^-$  ( $\circ$ ) and  $C^-$  ( $\bullet$ ) ions from  $CO$ . The ion current difference values of the  $C^-$  ion are magnified about 20 times. Arrows show the possible transition processes.

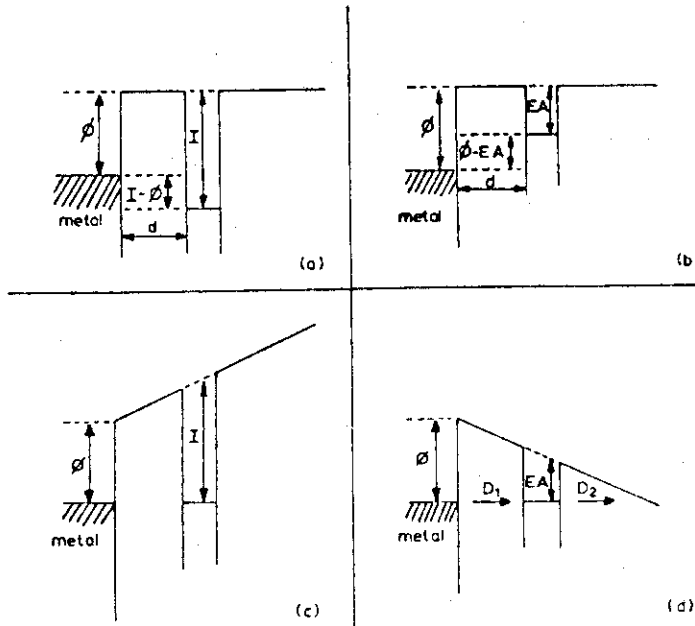


Fig. 3<sup>14)</sup> Schematic drawing of the potential energy of an electron as function of the distance from a metal surface; (a) and (c) are valid for positive ion formation and (b) and (d) for negative ion formation in the absence and presence of a high electrostatic field, respectively.  $\phi$  is the work function of the emitter surface,  $I$  the ionization potential and  $EA$  the electron affinity of the molecule;  $d$  is the minimum or critical ionization distance;  $D_1$  and  $D_2$  are the electron tunnelling probabilities through the first and second barrier, respectively.

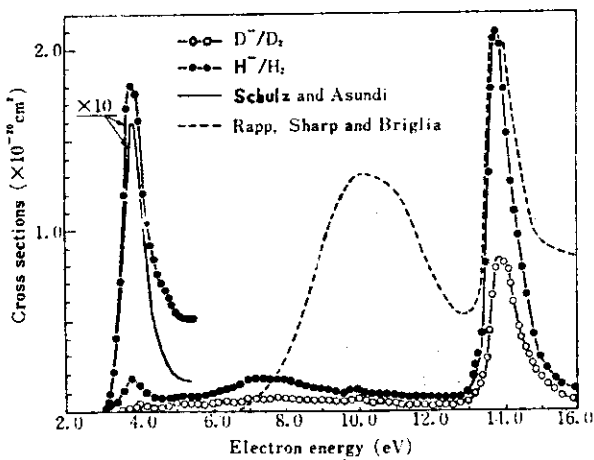


Fig. 4<sup>18)</sup> Electron energy dependences of the cross section in the DREC for the  $H^-$  and  $D^-$  ions from  $H_2$  and  $D_2$ , respectively. These data have been normalized at peak maximum of  $H^-$  ion obtained by Rapp *et al.*

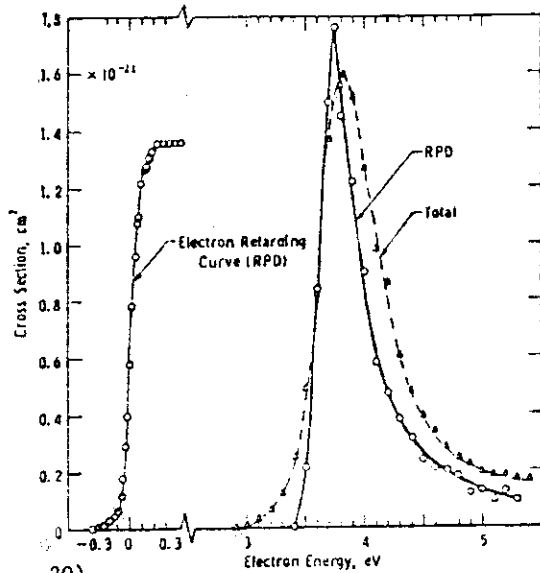


Fig. 5<sup>20)</sup> Cross section for  $H^-$  formation from  $H_2$  at low energies. The solid curve is the dissociative attachment curve obtained using the retarding-potential-difference technique (width of electron-energy distribution at half-maximum about 0.1 eV) and the dashed curve is obtained using the total electron-energy distribution (0.45 eV). The electron-retarding curve, shown on the left side of the figure, is obtained using the retarding potential-difference method. The energy scale calibration refers to the maximum of the electron-energy distribution and thus is correct for the peak of the cross section at 3.75 eV. The  $H^-$  signal is linearly proportional to the  $H_2$  pressure.



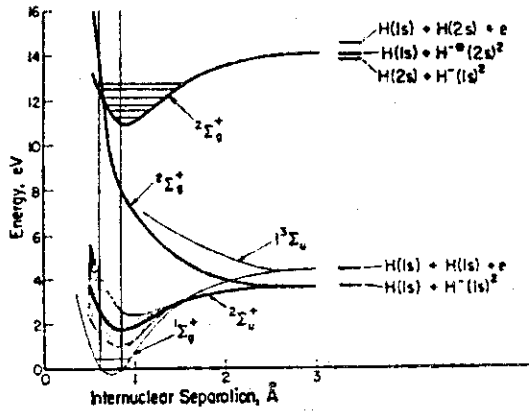


Fig.6 20) Schematic potential-energy curves for  $H_2$  and  $H_2^-$ . The heavy lines represent the  $H_2^-$  system and the light lines represent the neutral  $H_2$  system. The  $^2\Sigma_u^+$  state is unstable toward auto-detachment, causing a broadening of the potential-energy curve. The stippled area is a schematic representation of the short lifetime of this state. This state is the intermediate for dissociative attachment at low energies and for vibrational excitation. The higher negative-ion states have a much longer lifetime and thus have a small energy width.

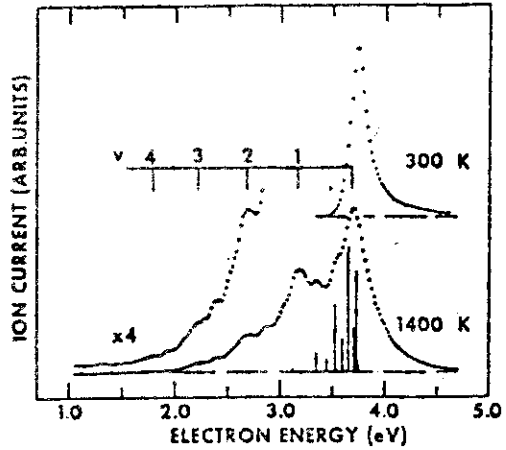


Fig.7 22) Threshold region of  $H^-/H_2$  cross-section curves at 300 and 1400K. Note that in the 1400K curve, peak intensities from excited molecules are much larger than expected from the vibrational population (e.g., 1.4% for  $v=1$ ) and rotational population (vertical bars), reflecting a drastic increase of cross section with vibrational and rotational quanta. The vertical lines ( $v=0-4$ ) indicate expected peak positions for rotational-vibrational profiles at 1400°K.

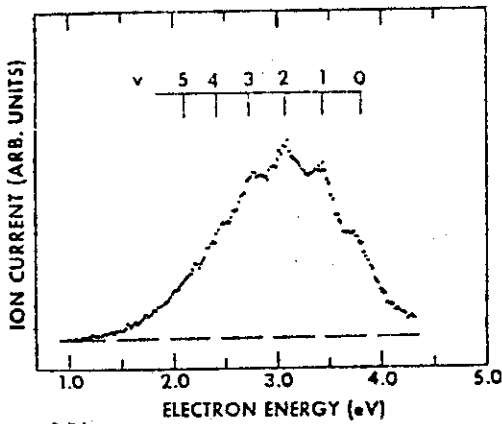


Fig.8 22) Threshold region of  $D^-/D_2$  cross-section curve at 1350K. The dominance of ion peaks due to the  $v=1, 2$ , and 3 levels here reflects a more rapid increase in cross sections with vibrational energy in  $D_2$  as compared to  $H_2$ .

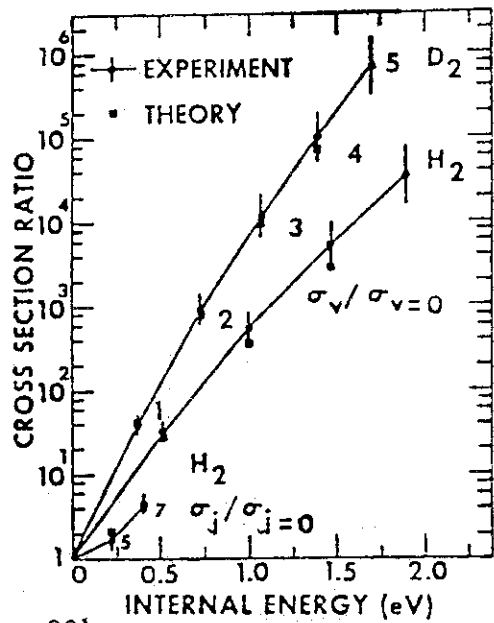


Fig.9 22) Internal-state dependence of threshold dissociative attachment cross sections in  $H_2$  and  $D_2$  via the  $^2\Sigma_u^+$ -shape resonance. The ground-state cross sections (300°K) are  $1.6 \times 10^{-21} \text{ cm}^2$  for  $H$ , and  $8 \times 10^{-21} \text{ cm}^2$  for  $D$ , (from Ref.20). Note that the cross-section enhancement by vibrational excitation is much larger than that by rotational excitation at the same internal energy.

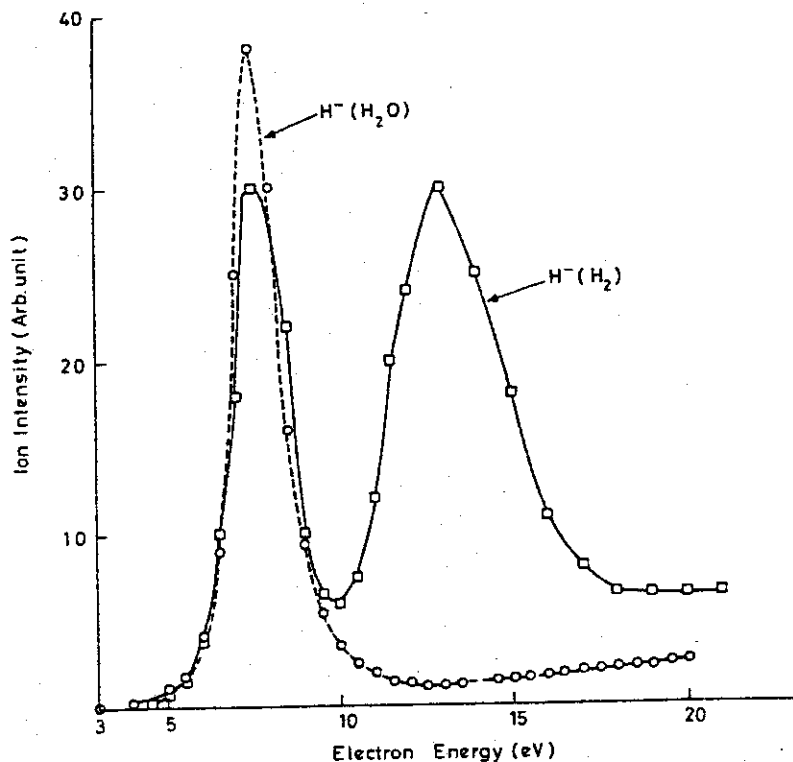


Fig. 10<sup>24)</sup> Variation of H<sup>-</sup> cross-section with energy: ..... ice; ——— solid H<sub>2</sub>.

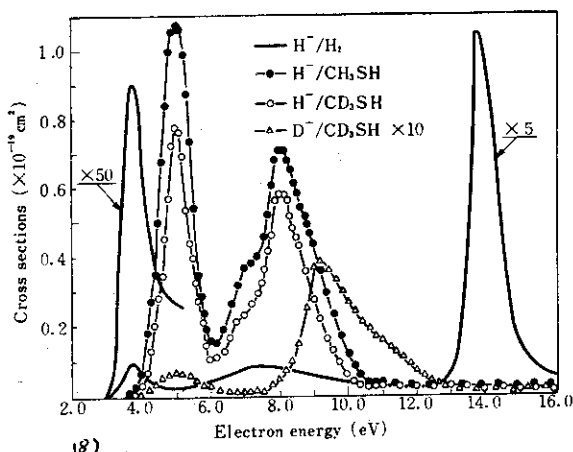


Fig. 11. Electron energy dependences of the cross section in the DREC for the H<sup>-</sup> and D<sup>-</sup> ions from CH<sub>3</sub>SH and CD<sub>3</sub>SH, respectively. Solid line shows the curve of H<sup>-</sup> ions formed from H<sub>2</sub>.

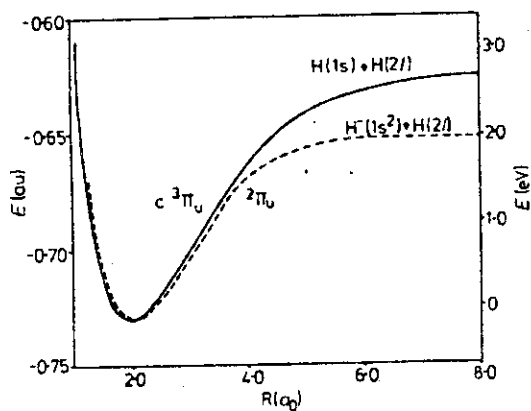


Fig. 12<sup>25)</sup> The potential energy surfaces for the c<sup>3</sup>Π<sub>u</sub> metastate of H<sub>2</sub> (——) and the <sup>2</sup>Π<sub>u</sub> resonance state of H<sub>2</sub> (-----) as calculated by Buckley and Bottcher (1977).<sup>26)</sup>

Table 1<sup>18)</sup> Results of H<sup>-</sup> and D<sup>-</sup> ion formation by dissociative-resonance electron capture in CH<sub>3</sub>SH and CD<sub>3</sub>SH.

Ions	Appearance potentials (eV)	Resonance peak maxima (eV)	Full widths half maxima (eV)	Cross sections (×10 <sup>-19</sup> cm <sup>2</sup> )	
				CH <sub>3</sub> SH	CD <sub>3</sub> SH
H <sup>-</sup>	3.95 ± 0.1	5.05	0.95	1.07	0.78
	6.6 ± 0.2	7.2	0.80	0.26	0.18
	7.2 ± 0.2	8.0	1.50	0.72	0.55
D <sup>-</sup> (CD <sub>3</sub> SH)	3.9 ± 0.1	5.05	0.95	—	0.0065
	8.0 ± 0.2	9.1	2.2	—	0.039

Table 2<sup>25)</sup> The dissociative electron attachment cross section at threshold for different initial vibrational levels widths.

ν	E <sub>i</sub> (eV)	σ <sub>ir</sub> (Å <sup>2</sup> )		
		G <sub>i</sub> <sup>+</sup> = 0.1	G <sub>i</sub> <sup>+</sup> = (3.5) <sup>-1</sup>	G <sub>i</sub> <sup>+</sup> = 1.0
0	1.80	0.024	0.035	0.010
1	1.48	0.017	0.025	0.008
2	1.18	0.016	0.024	0.007
3	0.90	0.018	0.027	0.008
4	0.64	0.022	0.033	0.009
5	0.40	0.031	0.043	0.014
6	0.18	0.065	0.096	0.028

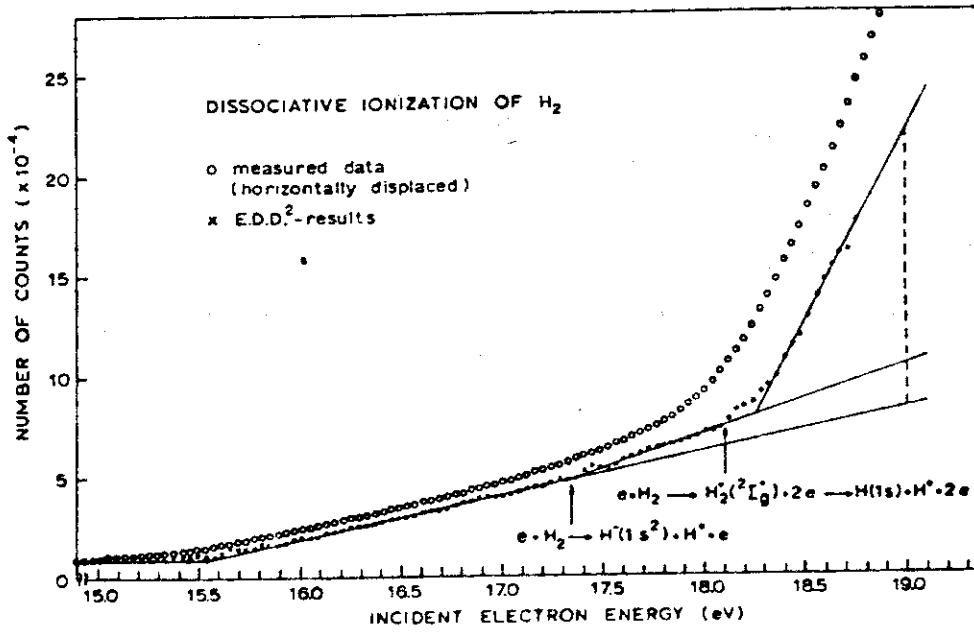


Fig. 13<sup>27)</sup> Dissociative ionization of  $H_2$  by electron impact. The linear rise between 15.5<sup>2</sup> and 17.3 eV is due to the background of ions. The arrows indicate the thresholds of two different dissociation processes.

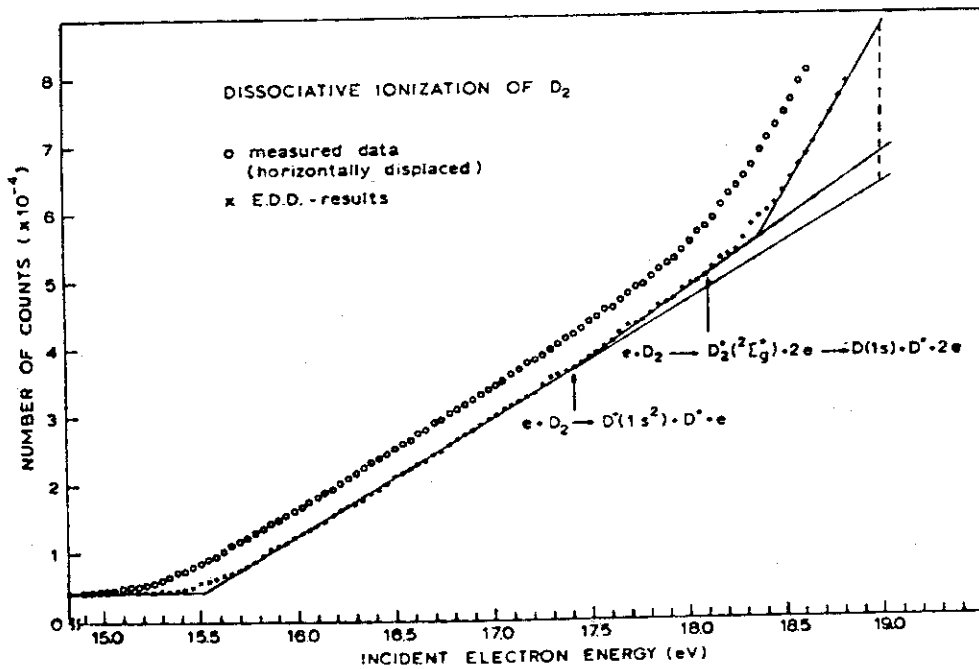


Fig. 14<sup>27)</sup> The same as fig. 13, but for  $D_2$ .

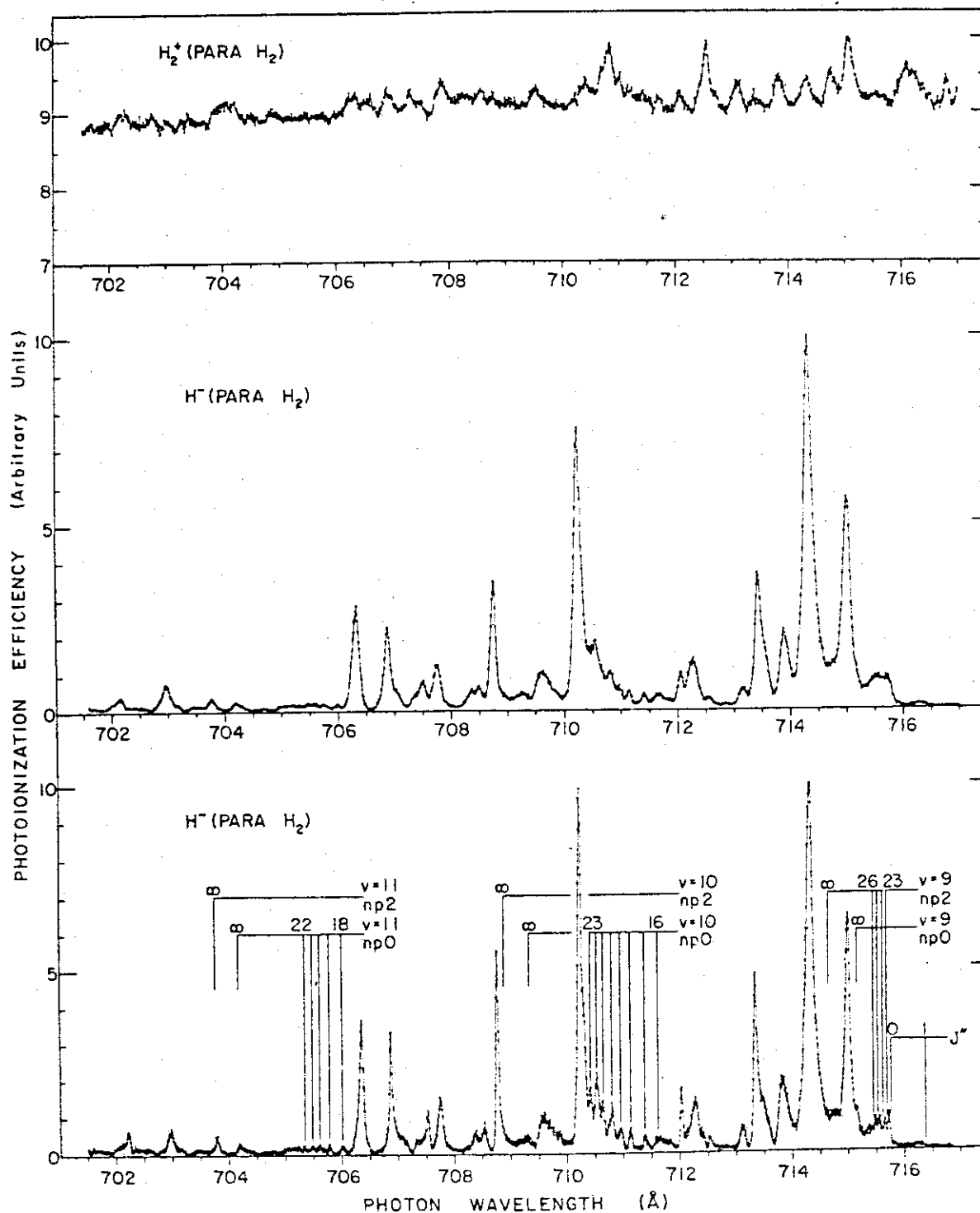


Fig. 15<sup>30)</sup> Photoionization efficiency curves for  $H_2^+$  and  $H^-$  from para- $H_2$  taken at 78 K. The top two curves were taken at a wave-length resolution (FWHM) of 0.07 Å and the bottom curve was taken at a resolution of 0.035 Å. Some identifications of high n Rydberg members converging to  $H_2^+$  ( $v=9-11$ ) are shown. These regions are shown in greater detail in Fig. 16.

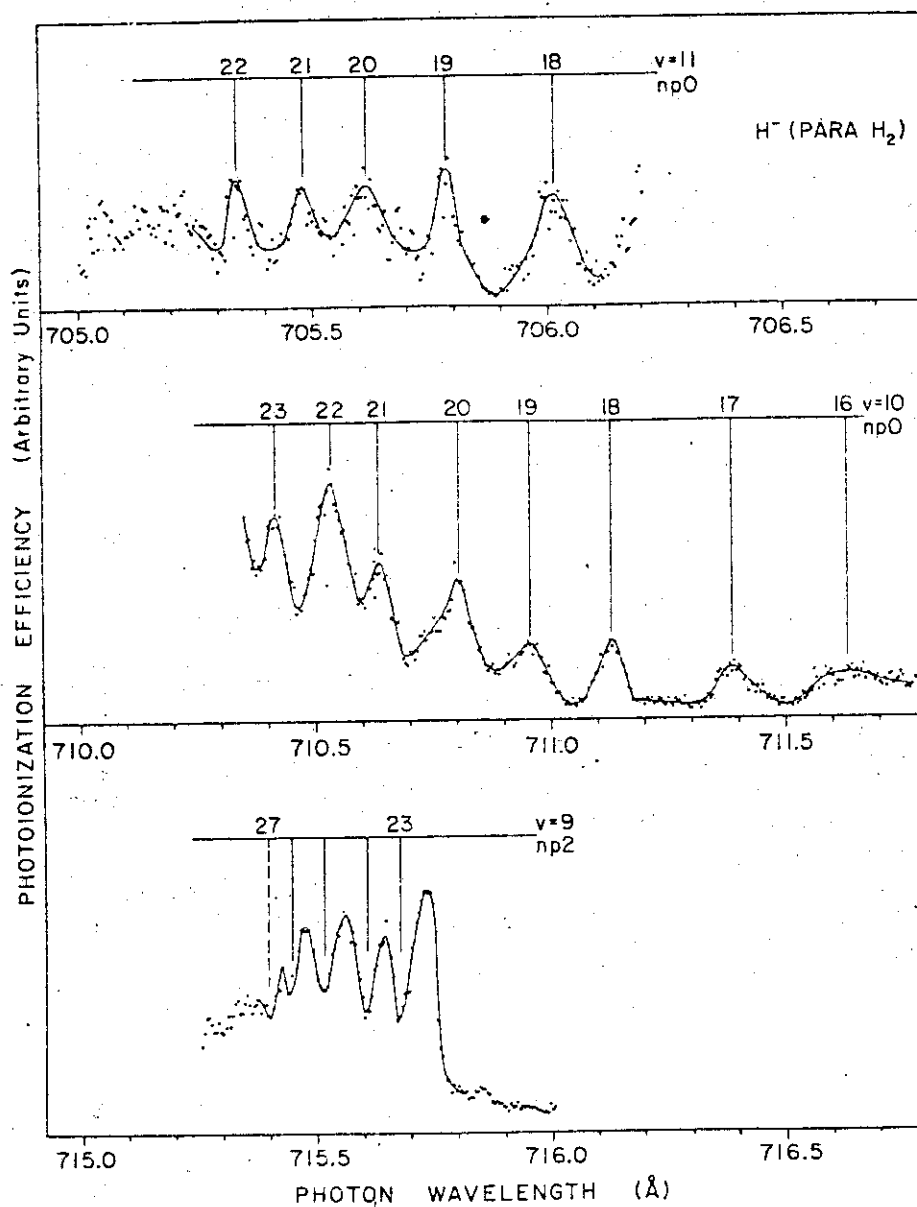


Fig. 16<sup>30)</sup> Photoionization efficiency curves for  $H^-$  from para- $H_2$  in selected wavelength regions taken at 78 K and at a wavelength resolution (FWHM) of 0.035 Å.

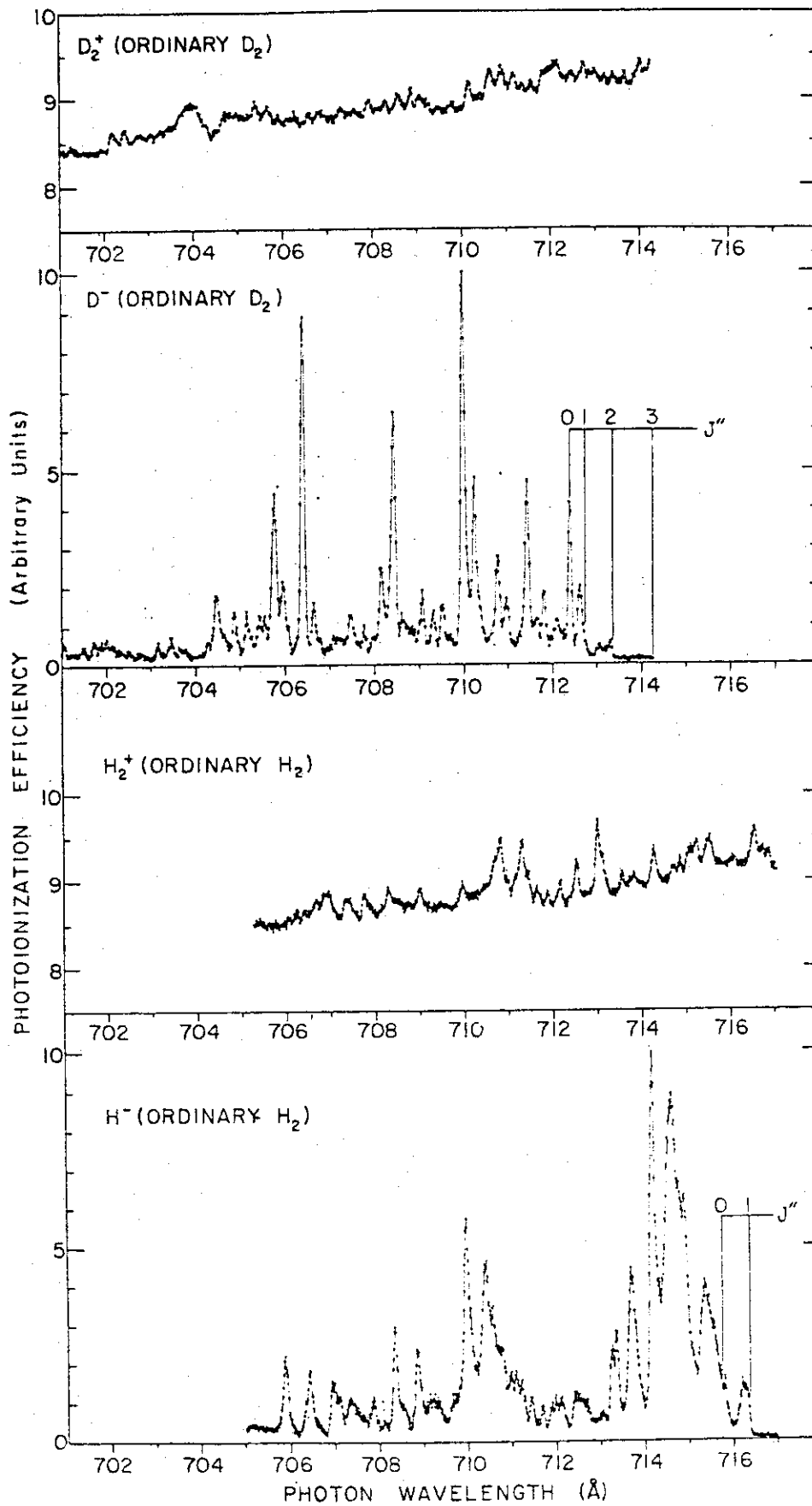


Fig.17<sup>30)</sup> Photoionization efficiency curves for parent ion and ion-pair formation in ordinary  $D_2$  and  $H_2$  showing  $D_2^+$ ,  $D^-$ ,  $H_2^+$ , and  $H^-$ . The data were taken at 78 K and at a wave-length resolution (FWHM) of 0.07 Å. The thresholds for ion-pair formation due to excitation from the different rotational levels ( $J''$ ) of the neutral molecules ( $D_2$  or  $H_2$ ) are indicated on the figure.

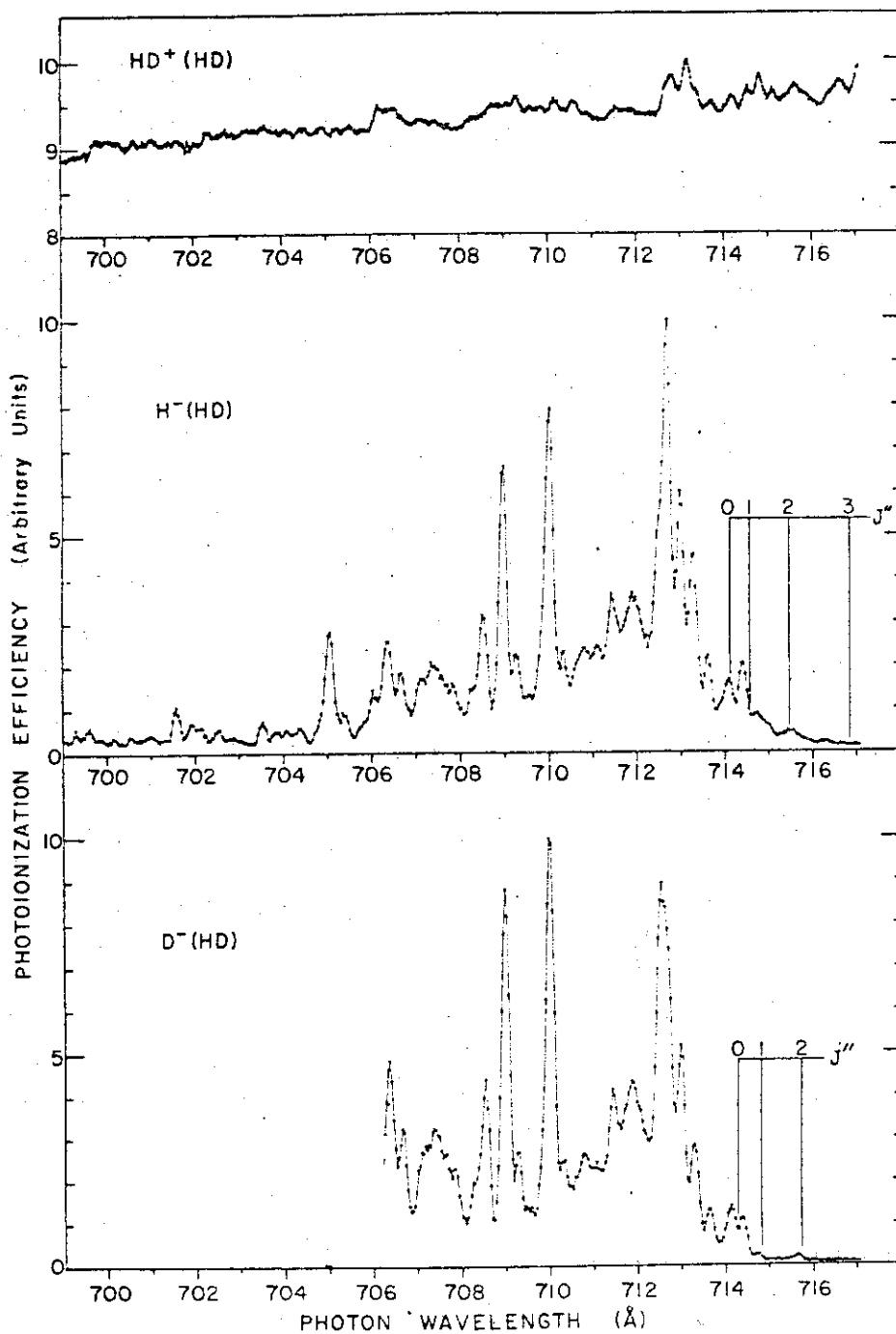


Fig. 18<sup>30)</sup> Photoionization efficiency curves for  $HD^+$ ,  $H^-$ , and  $D^-$  from HD taken at 78°K and at a wavelength resolution (FWHM) of 0.15 Å. The thresholds for  $H^-+D^+$  and  $D^-+H^+$  formation due to excitation from the different rotational levels ( $J''$ ) of neutral HD are indicated on the figure.

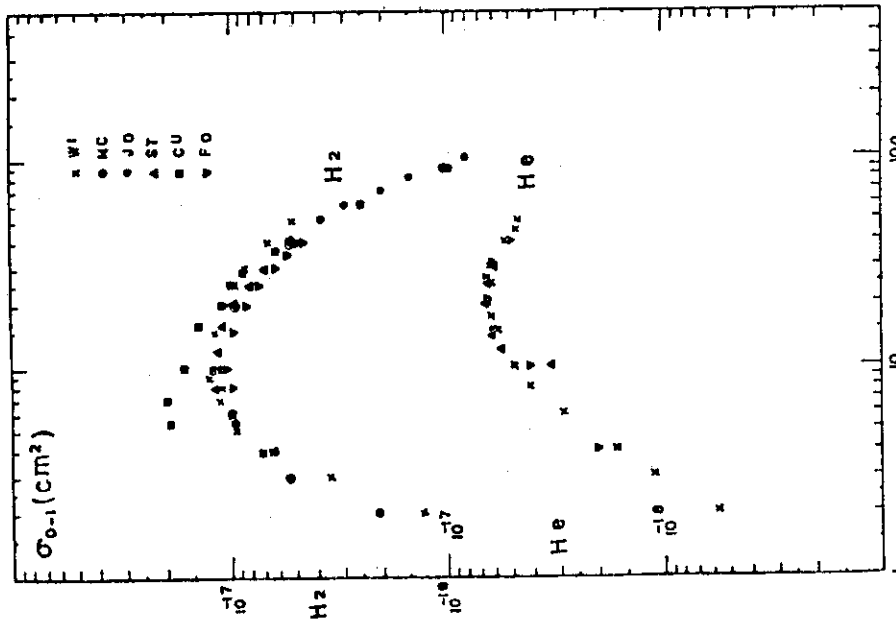


Fig. 19 Single electron capture by a hydrogen atom in H<sub>2</sub> and He (low energy). WI: Williams (1967a). MC: McClure (1964). JO: Jorgensen *et al.* (1965). ST: Stier and Barnett (1956). CU: Curran and Donahue (1960). FO: Fogel *et al.* (1958).

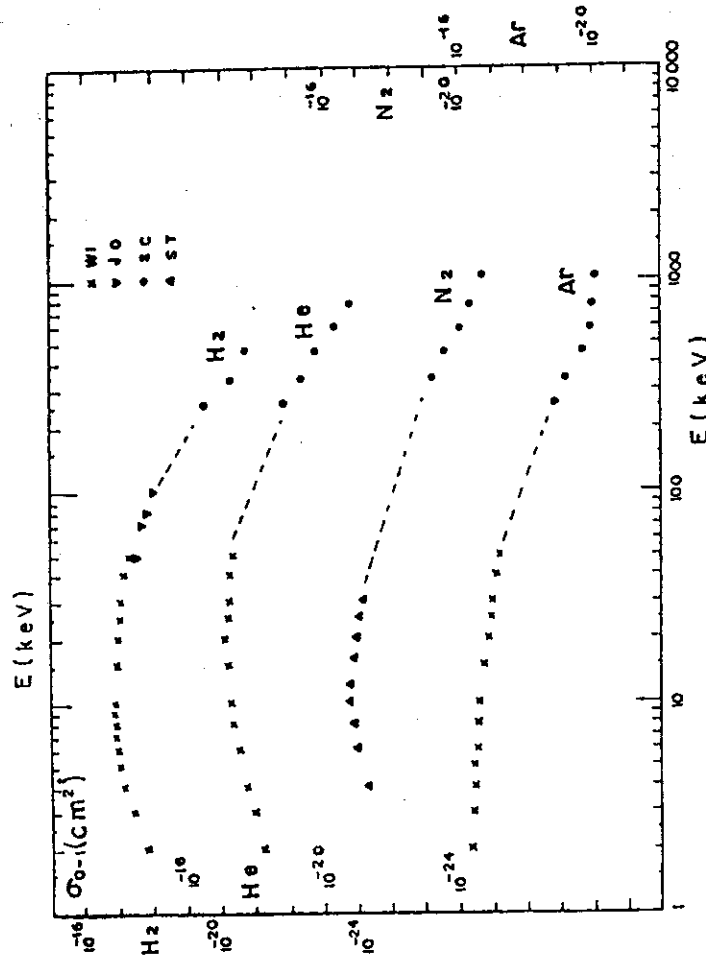


Fig. 20

Single electron capture by a hydrogen atom in H, He, N, and Ar. WI: Williams (1967a). JO: Jorgensen *et al.* (1965). SC: Schryber (1967). ST: Stier and Barnett (1956).



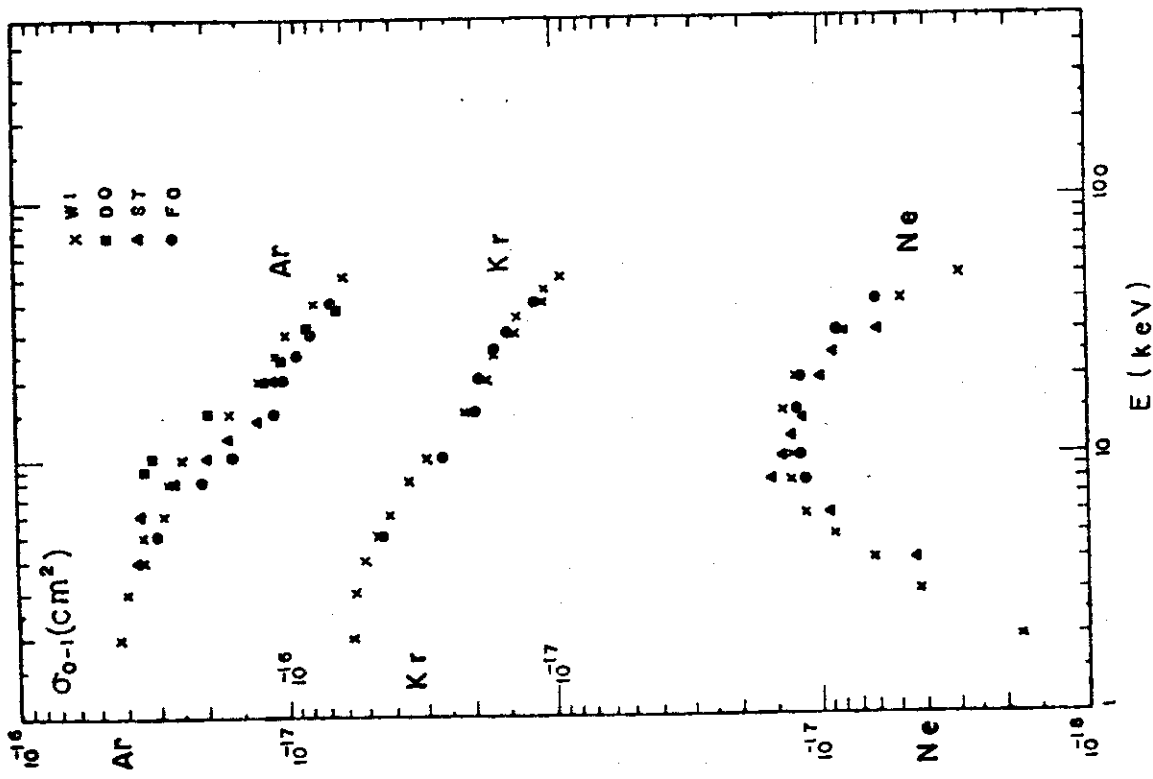


Fig. 21<sup>33)</sup> Single electron capture by a hydrogen atom in Ne, Ar, and Kr (low energy). WI: Williams (1967). DO: Donahue and Hushfar (1961). ST: Stier and Barnett (1956). FO: Fogel et al. (1958).

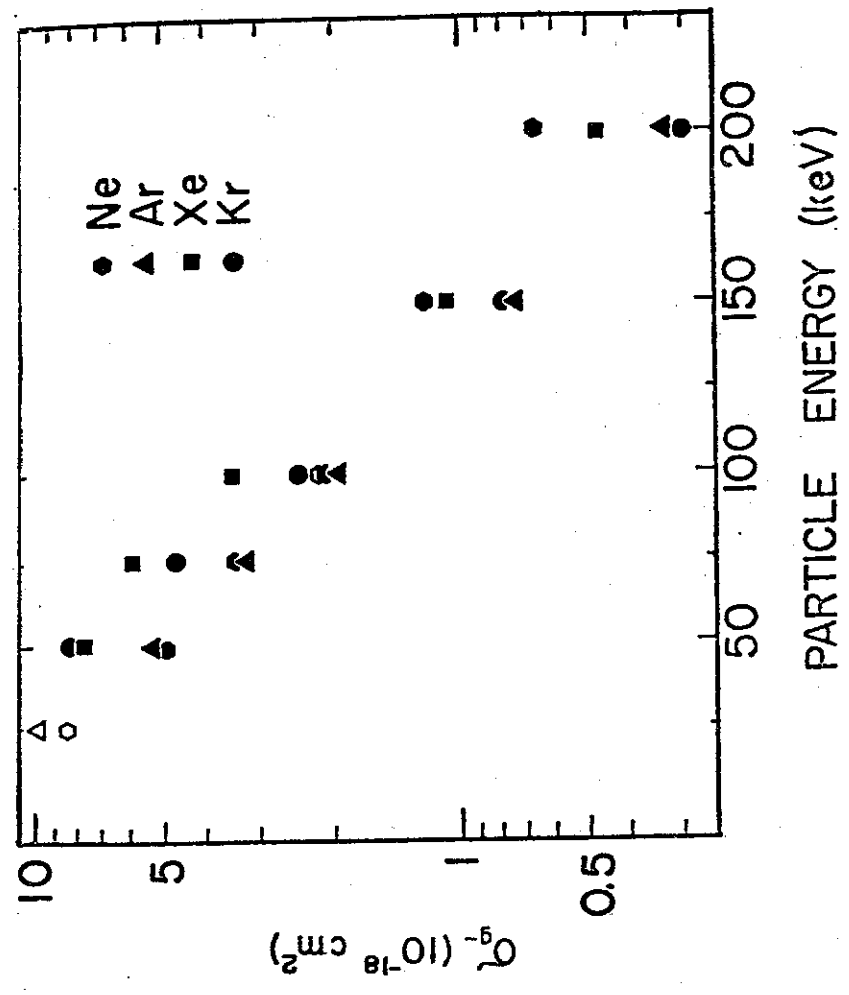


Fig.22<sup>38)</sup>  $\sigma_{g-}$  for  $H^-$  ions incident on various rare gas targets.

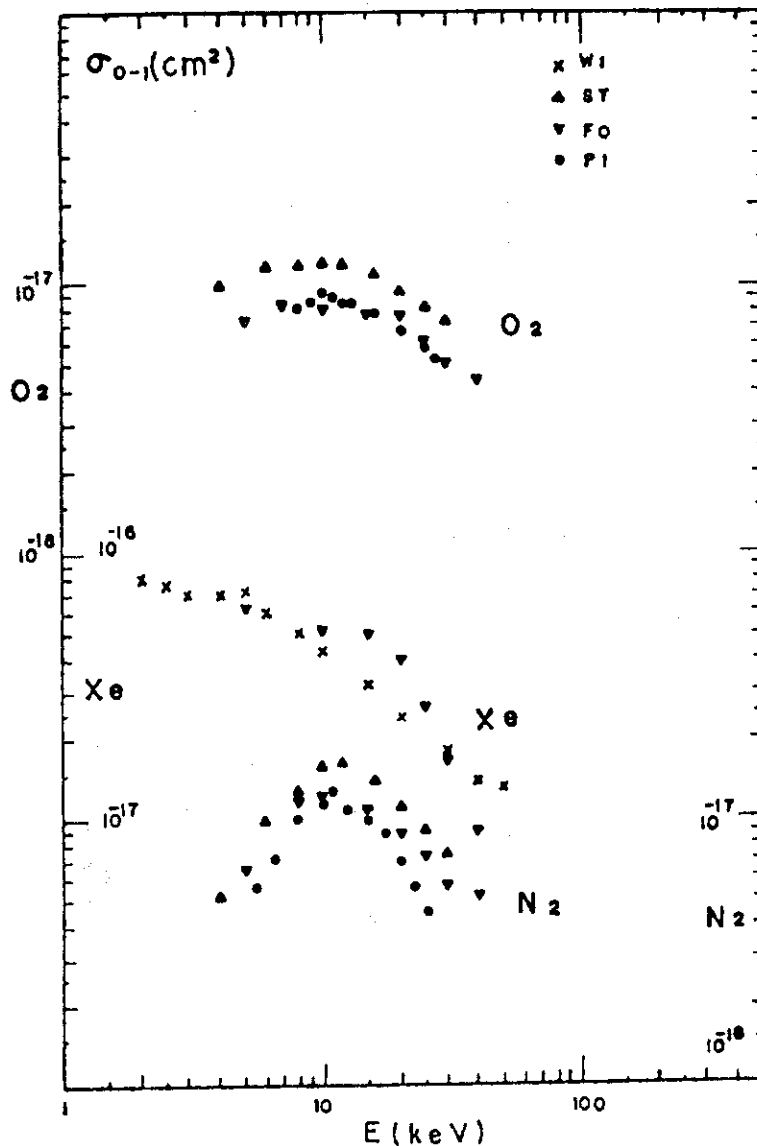


Fig. 23<sup>33)</sup> Single electron capture by a hydrogen atom in N<sub>2</sub>, O<sub>2</sub>, and Xe (low energy). WI: Williams (1967a) ST: Stier and Barnett (1956). FO: Fogel *et al.* (1958). PI: Pilipenko and Fogel (1962).

Table 3<sup>40)</sup> The cross section,  $\sigma_{2s,f}$  for electron capture by H(2s) atoms in He, Ne, Ar and Kr.

Energy (keV)	$\sigma_{2s,f}(10^{-18} \text{ cm}^2)$ Helium	$\sigma_{2s,f}(10^{-17} \text{ cm}^2)$ Neon	$\sigma_{2s,f}(10^{-17} \text{ cm}^2)$ Argon	$\sigma_{2s,f}(10^{-17} \text{ cm}^2)$ Krypton
4	—	1.71 ± 0.73	3.7 ± 1.2	—
5	5.0 ± 2.5	1.99 ± 0.50	3.5 ± 0.43	5.0 ± 1.0
6	6.0 ± 1.0	—	—	—
7	5.68 ± 0.38	2.22 ± 0.40	3.31 ± 0.40	4.0 ± 0.6
9	6.06 ± 0.41	2.10 ± 0.26	2.90 ± 0.43	3.7 ± 0.53
11	6.55 ± 0.50	1.78 ± 0.20	2.73 ± 0.37	3.4 ± 0.41
13	7.40 ± 0.70	1.44 ± 0.24	2.37 ± 0.28	3.3 ± 0.33
15	6.62 ± 0.30	1.33 ± 0.21	1.90 ± 0.27	2.9 ± 0.46
18	7.15 ± 0.17	1.14 ± 0.19	1.70 ± 0.32	2.6 ± 0.41
20	7.19 ± 0.30	1.04 ± 0.22	1.55 ± 0.23	2.2 ± 0.50
23	7.05 ± 0.30	0.93 ± 0.04	1.50 ± 0.26	2.08 ± 0.31
25	6.89 ± 0.30	0.85 ± 0.04	1.55 ± 0.25	1.75 ± 0.28

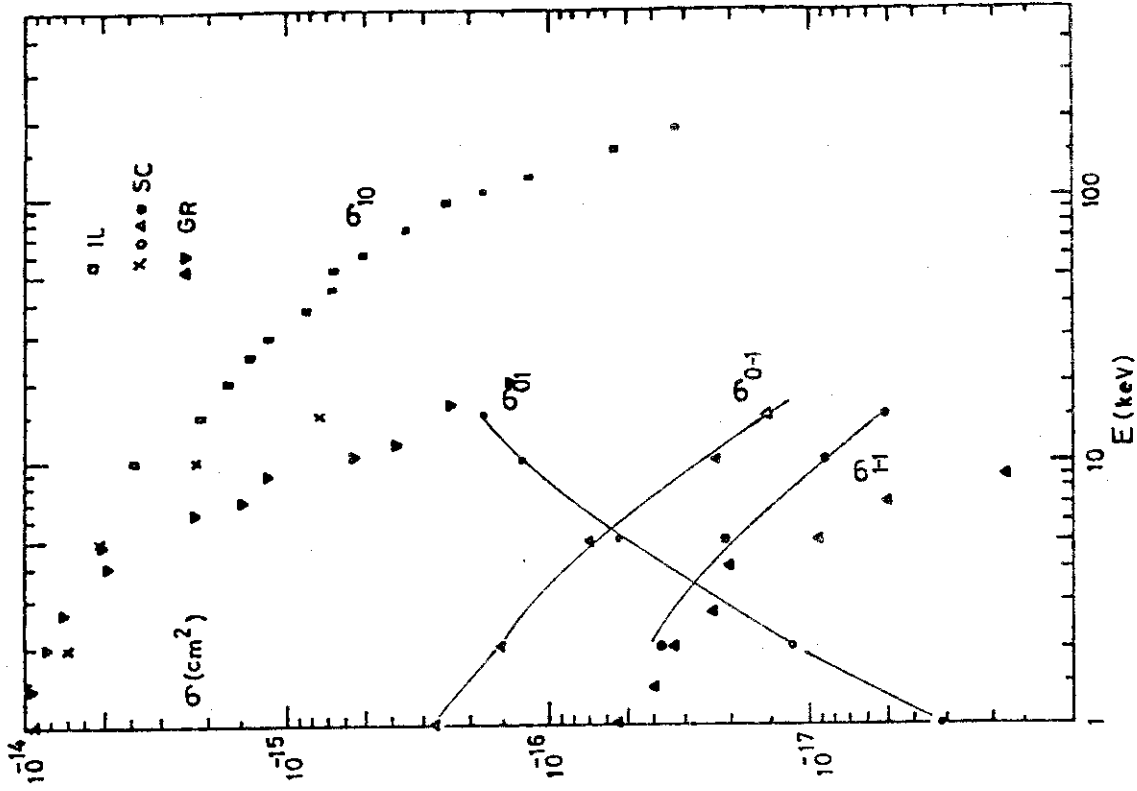


Fig. 25 (33) Single and double electron capture by a proton, single electron loss and single electron capture by a neutral hydrogen atom in Cs vapor. IL: Il'in *et al.* (1965, 1967); (total electron capture cross section). SC: Schlachter *et al.* (1969). GR: Gröbler *et al.* (1970). Data at 1 keV were deduced from a 2-keV deuteron beam.

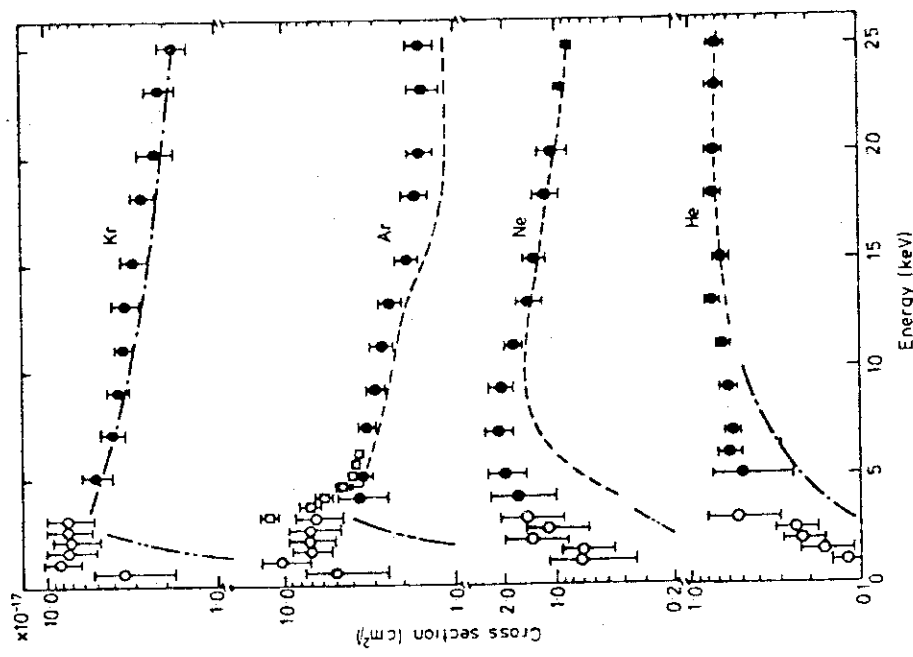


Fig. 24 (40) Cross sections  $\sigma_{2s,1}$  and  $\sigma_{1s,1}$  for one-electron capture by H(2s) and H(1s) atoms in He, Ne, Ar and Kr.  $\bullet$ ,  $\circ$ ,  $\square$ ,  $\square$ ,  $\square$ ,  $\square$  present results;  $\circ$ ,  $\sigma_{2s,1}$  Roussel *et al.* (1977) (only some representative points shown);  $\square$ ,  $\sigma_{2s,1}$  Dose and Gunz (1972) (only some representative points shown);  $\rightarrow$ ,  $\sigma_{1s,1}$  Stier and Barnett (1956);  $\cdots$ ,  $\sigma_{1s,1}$  Williams (1967);  $\cdots$ ,  $\sigma_{1s,1}$  Roussel *et al.* (1977).

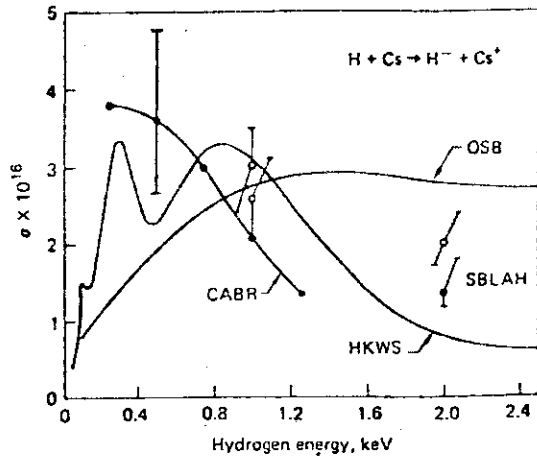


Fig. 26<sup>48)</sup> Charge exchange cross section plotted as a function of incident hydrogen energy.

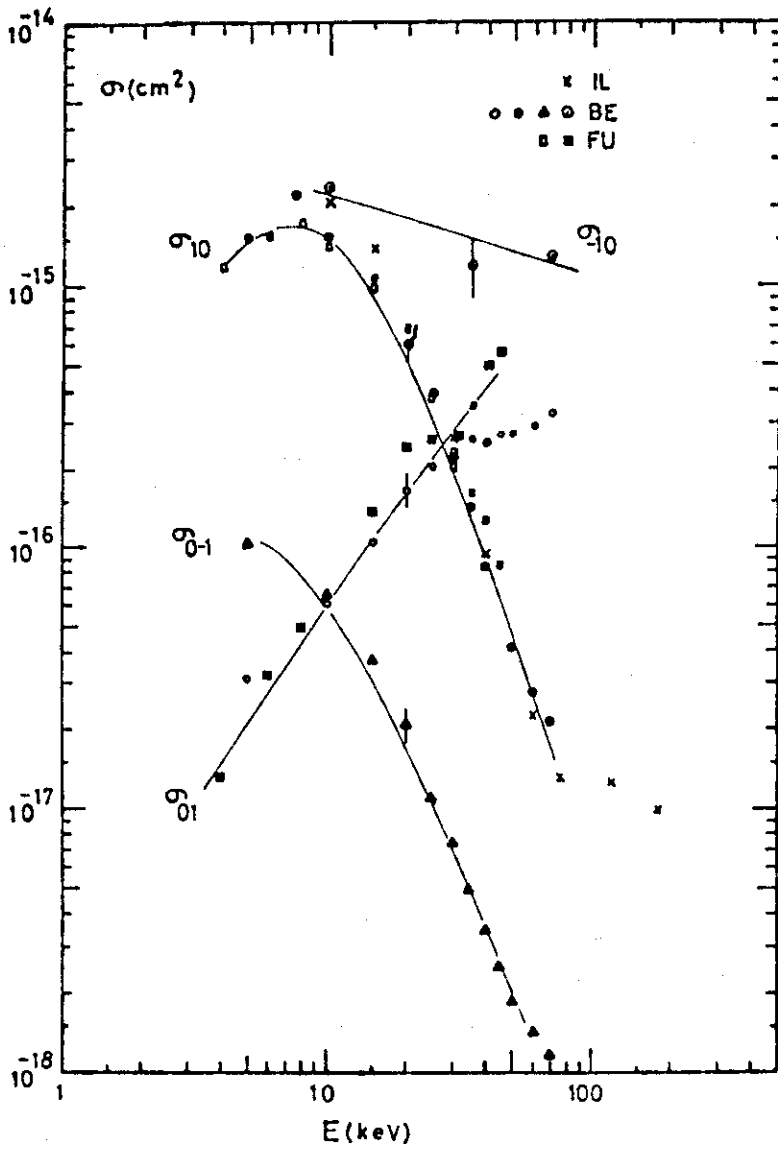


Fig. 27<sup>33)</sup> Charge change by a hydrogen atom in Mg vapor. IL: Il'in *et al.* (1965, 1967). BE: Berkner *et al.* (1969). FU: Futch and Moses (cf. Berkner *et al.*, 1969).

Fig. 28<sup>33)</sup> Double electron capture by a proton in H<sub>2</sub>, N<sub>2</sub>, He, and O<sub>2</sub> (low energy). WI: Williams (1966). FO: Fogel *et al.* (1959), 1960). MC: McClure (1963b).

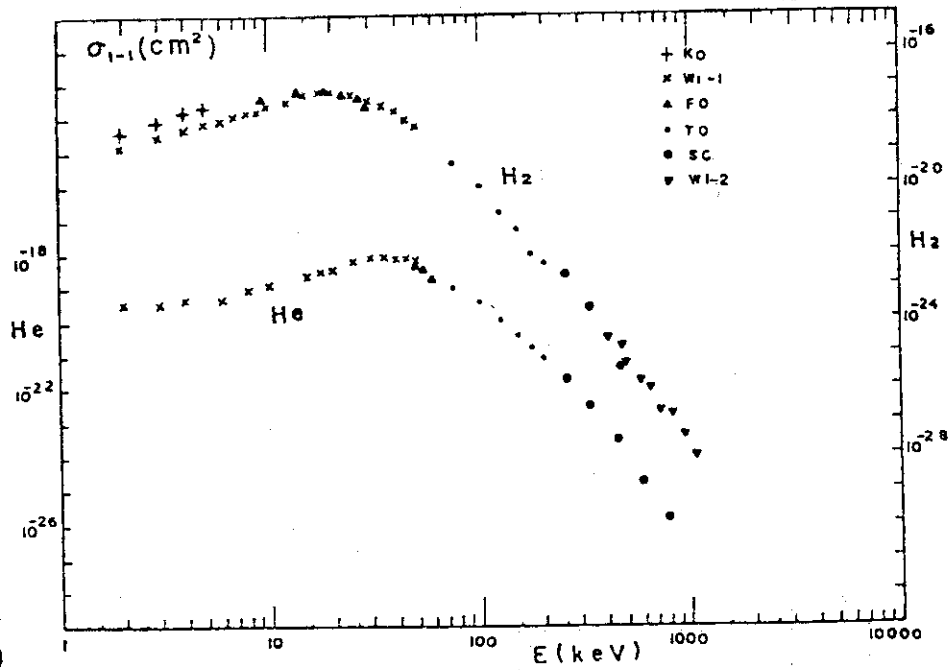
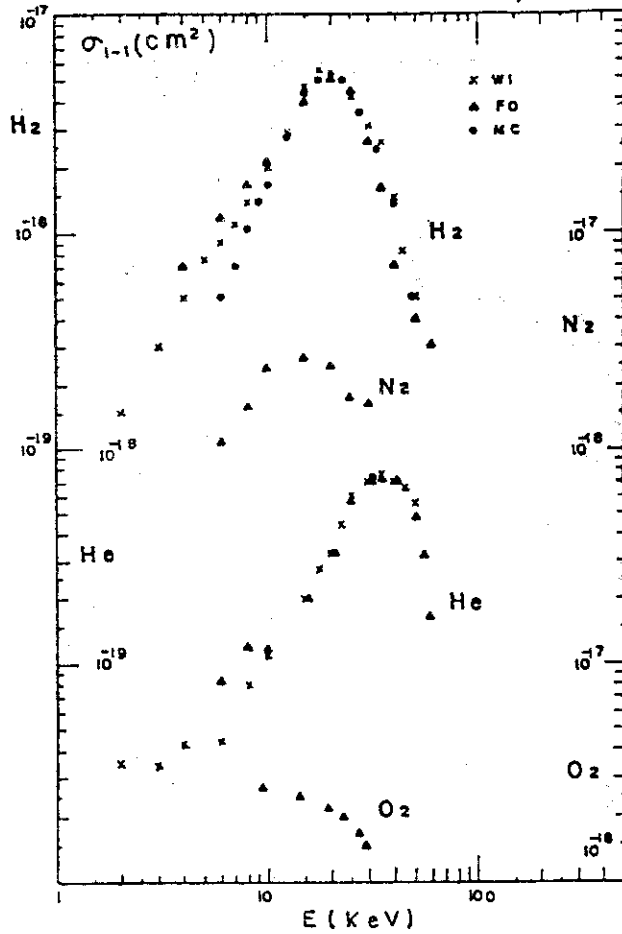


Fig. 29<sup>33)</sup>

Double electron capture by a proton in H<sub>2</sub> and He. KO: Kozlov *et al.* (1963). WI-1: Williams (1966). FO: Fogel *et al.* (1959). TO: Toburen *et al.* (1968a). SC: Schryber (1967). WI-2: Williams (1967c).

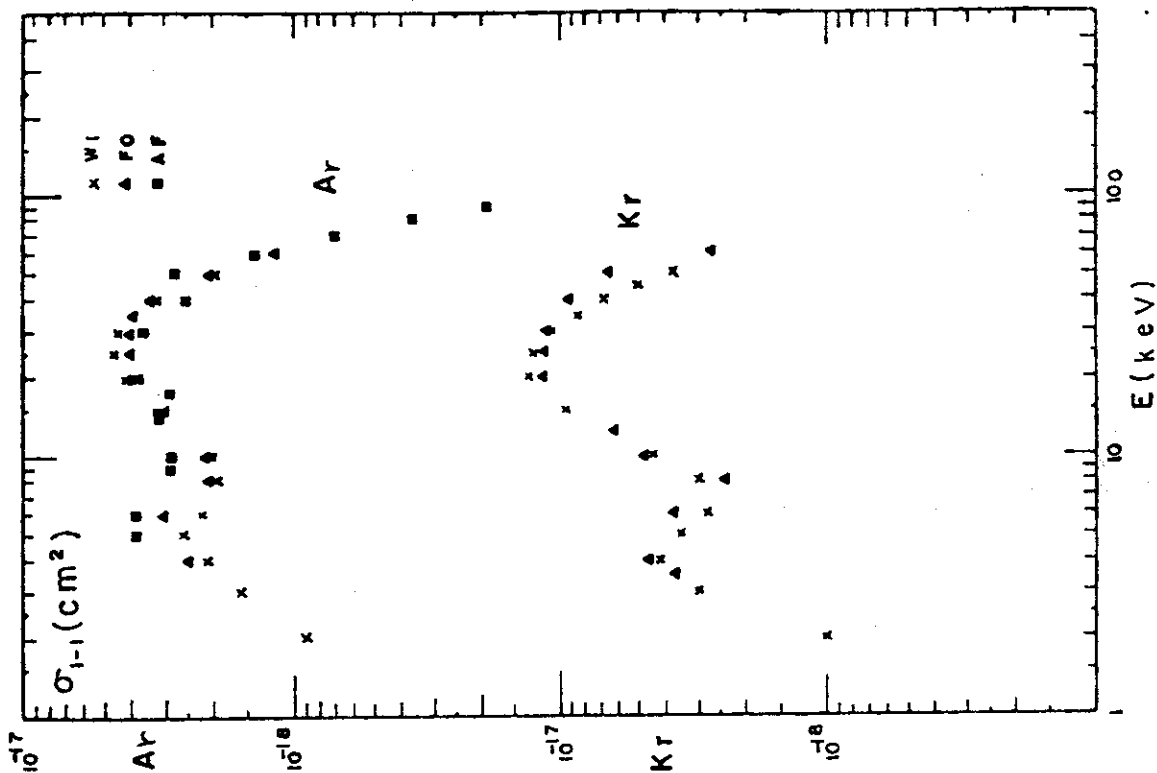


Fig. 31<sup>33)</sup> Double electron capture by a proton in Ar and Kr (low energy). WI: Williams (1966). FO: Fogel et al. (1959). AF: Afrosimov et al. (1960)

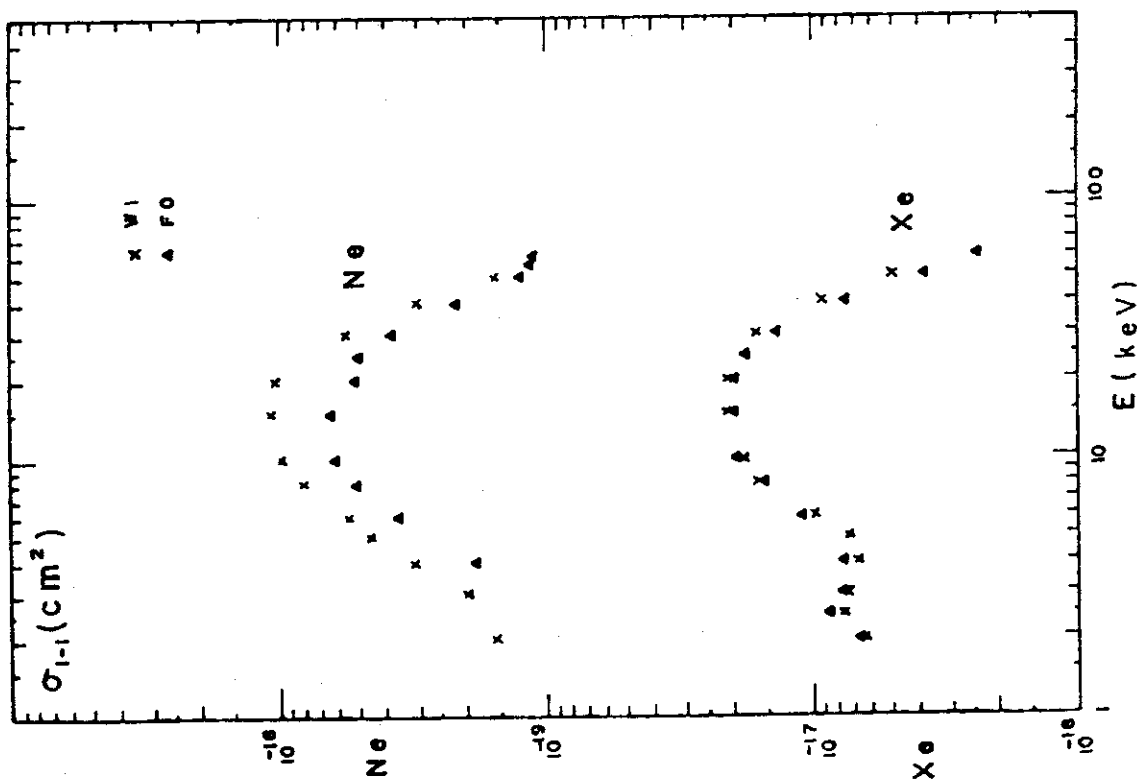


Fig. 30<sup>33)</sup> Double electron capture by a proton in Ne and Xe (low energy). WI: Williams (1966). FO: Fogel et al. (1959).

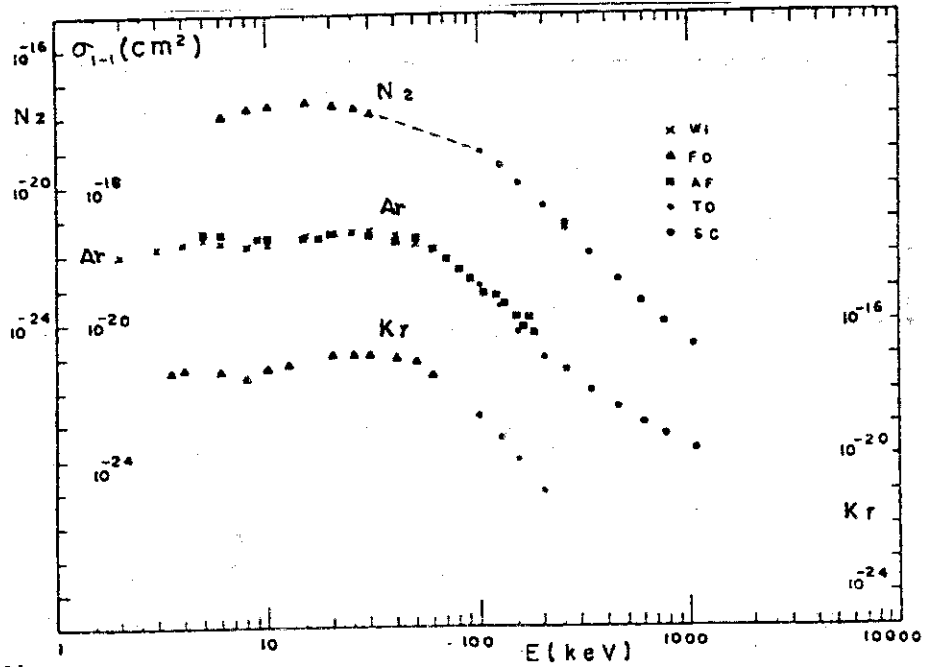


Fig.32<sup>33)</sup>

Double electron capture by a proton in N<sub>2</sub>, Ar, and Kr. WI: Williams (1966). FO: Fogel *et al.* (1959, 1960). AF: Afrosimov *et al.* (1960). TO: Toburen *et al.* (1968a). SC: Schryber (1967).

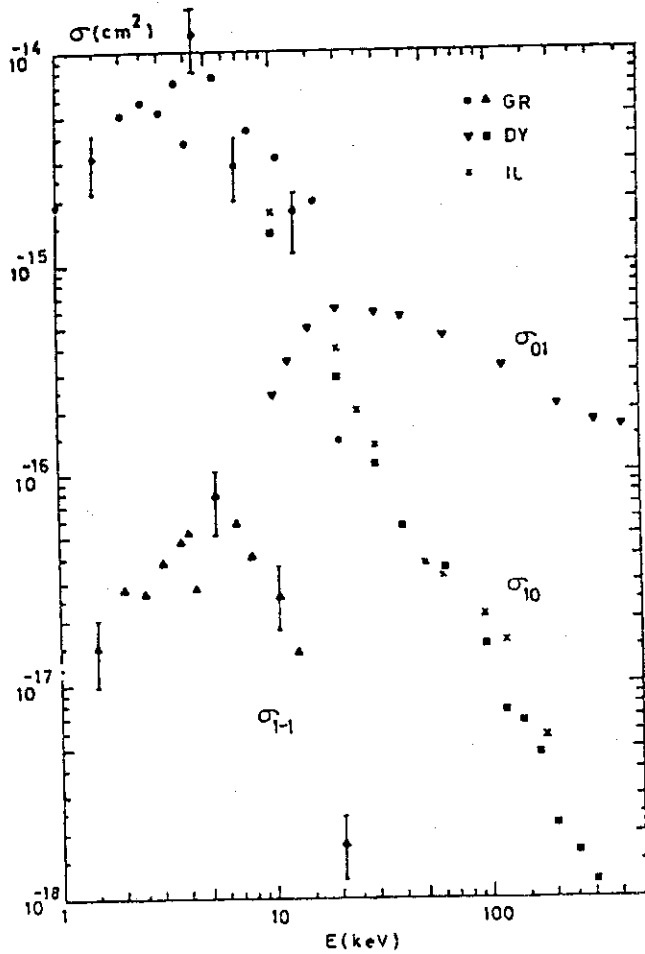


Fig.33<sup>33)</sup> Single and double electron capture by a proton in Li and single electron loss by a hydrogen atom in Li. GR: Grüebler *et al.* (1970). DY: Dyachkov (1969). IL: Il'in *et al.* (1965, 1967).

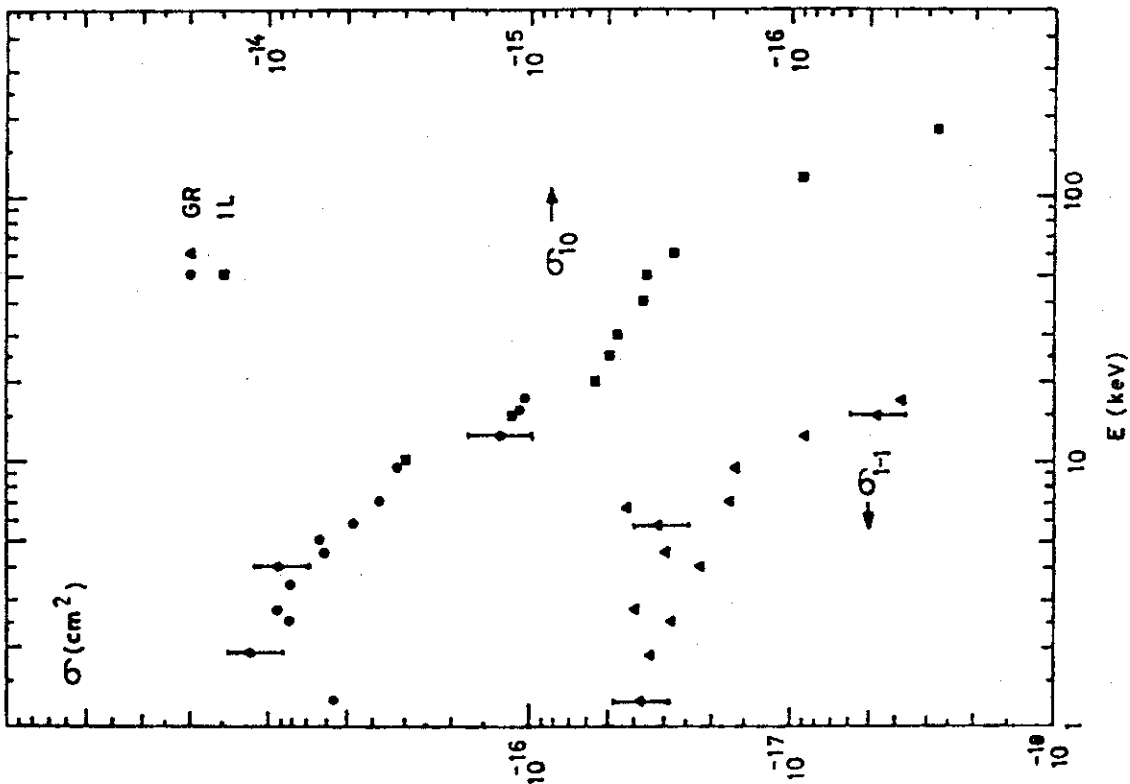


Fig. 35<sup>33</sup>) Single and double electron capture by a proton in K. GR: Gruebler et al. (1970). IL: IL'in et al. (1965, 1967).

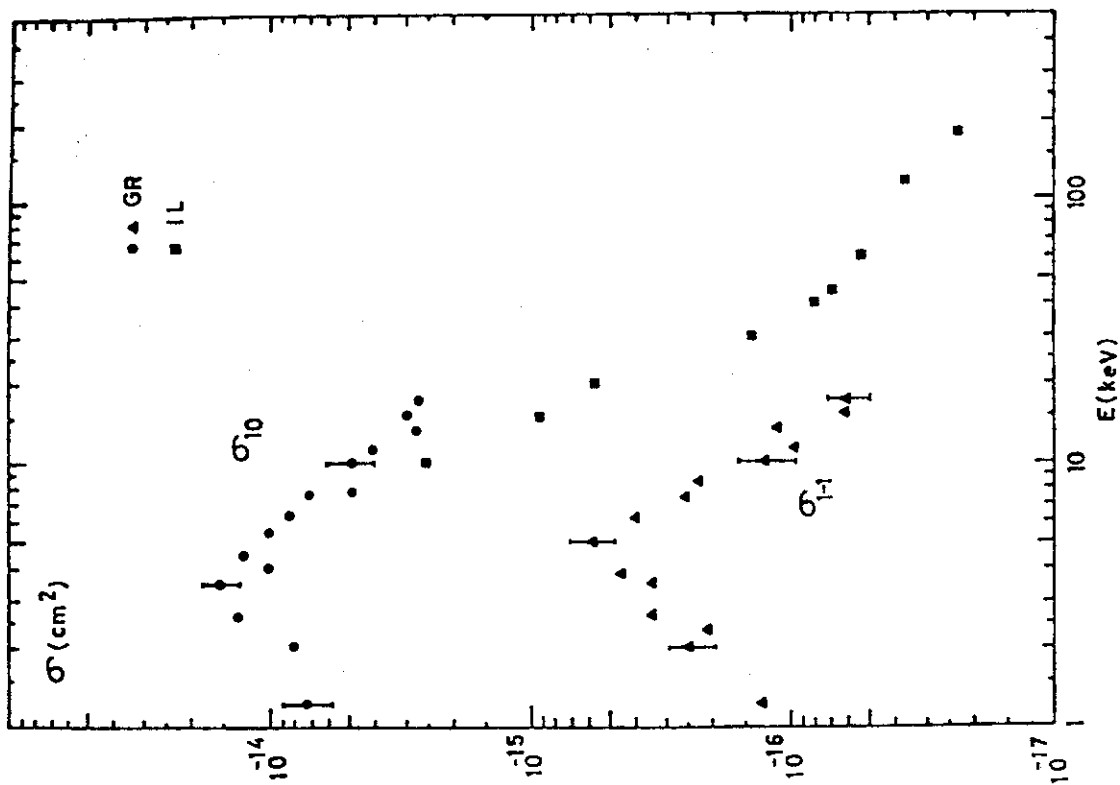


Fig. 34<sup>33</sup>) Single and double electron capture by a proton in Na. GR: Gruebler et al. (1970). IL: IL'in et al. (1965, 1967).



Table 4<sup>60)</sup>

Target	$\sigma_{+-}$ (cm <sup>2</sup> )	$\sigma_{-}$ (cm <sup>2</sup> )
Helium	$(1.9 \pm 0.3) \times 10^{-22}$	$(1.1 \pm 0.15) \times 10^{-20}$
Krypton	$(4.3 \pm 0.6) \times 10^{-21}$	$(5.7 \pm 0.8) \times 10^{-19}$
Xenon	$(7.3 \pm 1.0) \times 10^{-21}$	$(1.7 \pm 0.25) \times 10^{-18}$

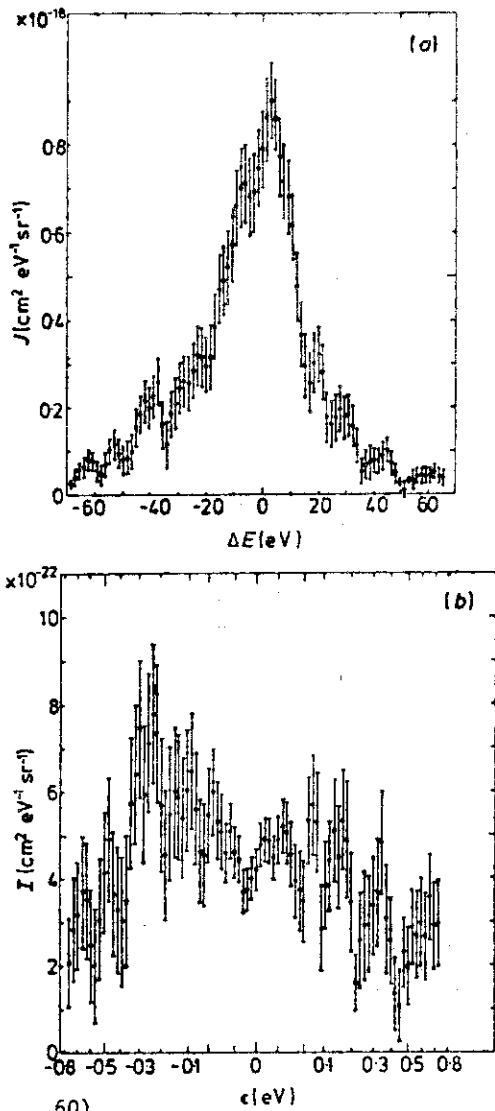


Fig. 36<sup>60)</sup>

Energy distribution of ion pairs produced in the collisional dissociation of  $\text{H}_2^+$  on Kr at 6 keV projectile energy and zero degree deflection. (a) The differential cross section  $J$  plotted against energy gain  $\Delta E$  measured in the laboratory; (b) the differential cross section  $I$  plotted against centre-of-mass energy  $\epsilon$ .

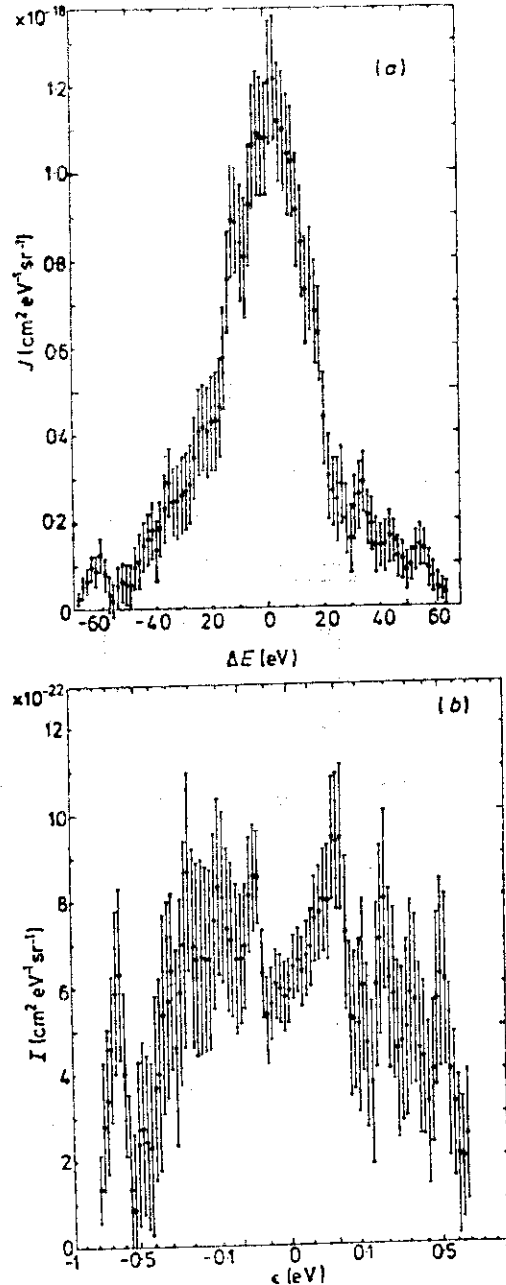


Fig. 37<sup>60)</sup>

Energy distribution of ion pairs produced in the collisional dissociation of  $\text{H}_2^+$  on Xe at 6 keV projectile energy and zero degree deflection. (a) The differential cross section  $J$  plotted against energy gain  $\Delta E$  measured in the laboratory; (b) the differential cross section  $I$  plotted against centre-of-mass energy  $\epsilon$ .

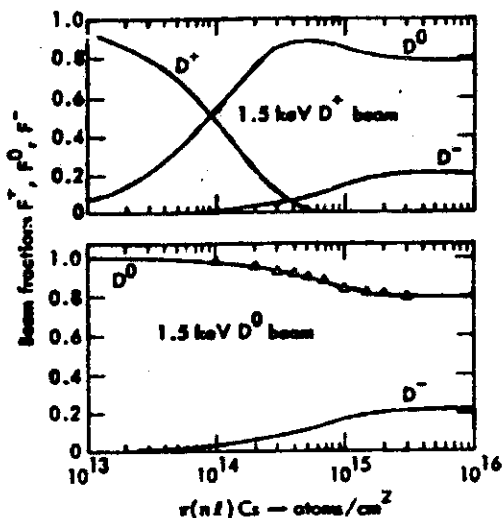


Fig. 38<sup>61)</sup> Beam fractions ( $F^+, F^0, F^-$ ) computed as functions of cesium cell thickness for 1.5 keV incident  $D^+$  and  $D^0$  beams.

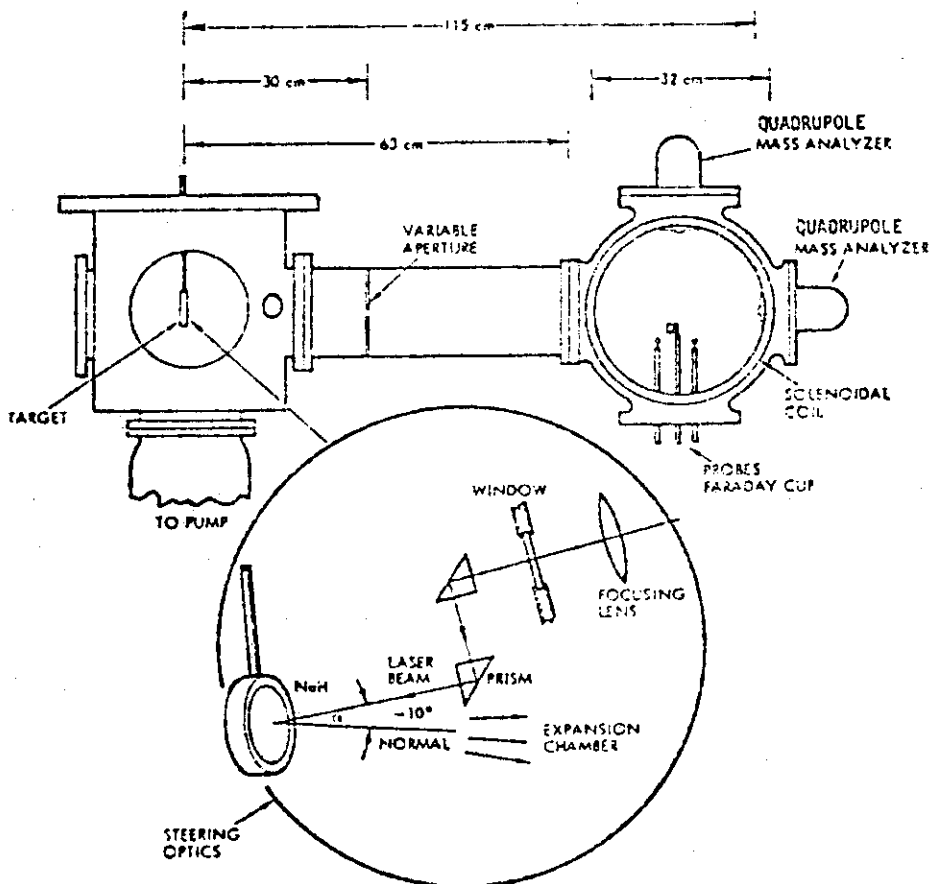


Fig. 39<sup>63)</sup> Schematic of experiment. A pulse ruby laser ( $E_L < 2J, \tau_L = 40 \text{ nsec}$ ) is incident upon an alkali hydride target shown suspended in a vacuum vessel on the left-hand side ( $P = 1 \times 10^{-8}$  Torr). A central drift chamber connects to a diagnostic region where probes or a quadrupole mass analyzer are located. The solenoidal coils on either side of the diagnostic chamber produce a magnetic field out of the plane of the paper and may deflect ions into the mass analyzer mounted vertically. Holograms were taken in the source chamber on the left hand side. The laser steering optics is shown in the inset.

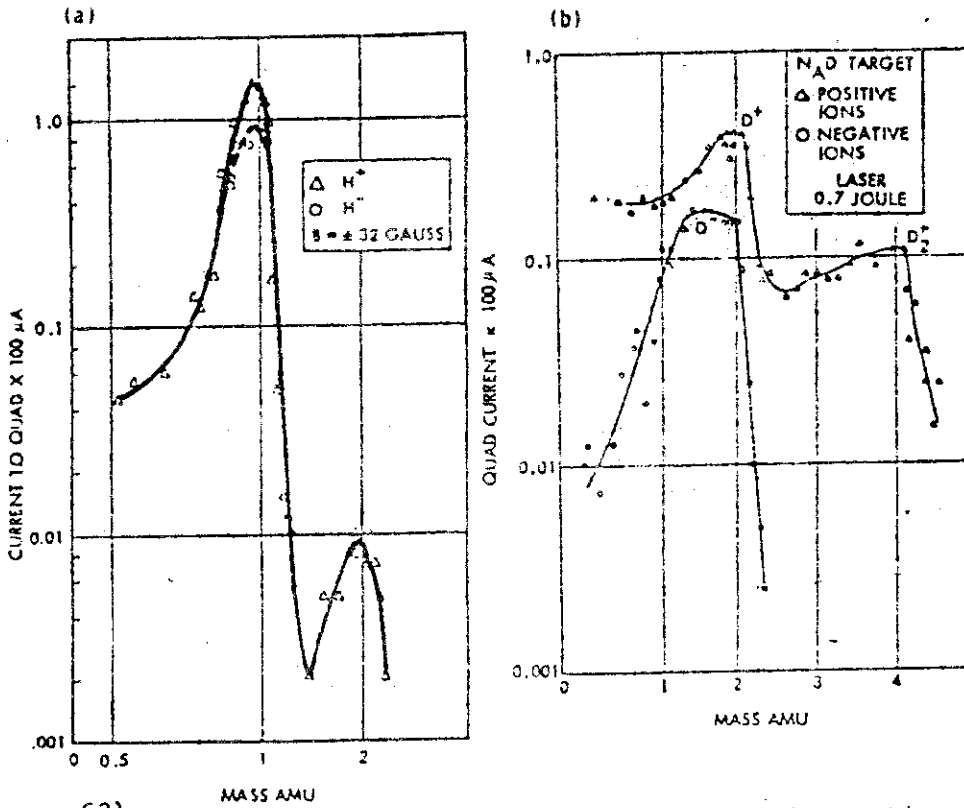


Fig. 40<sup>63)</sup> Mass analyzer scans taken with (a) NaH and (b) NaD targets data was taken with the mass analyzer mounted vertically and with a  $\pm 32$ -G guide field produced by the solenoid. The mass resolution of the quadrupole is clearly evident. In (a), the quadrupole was vertically mounted and a guide field was used. In (b), the quadrupole faced the target and a limiting aperture was employed.

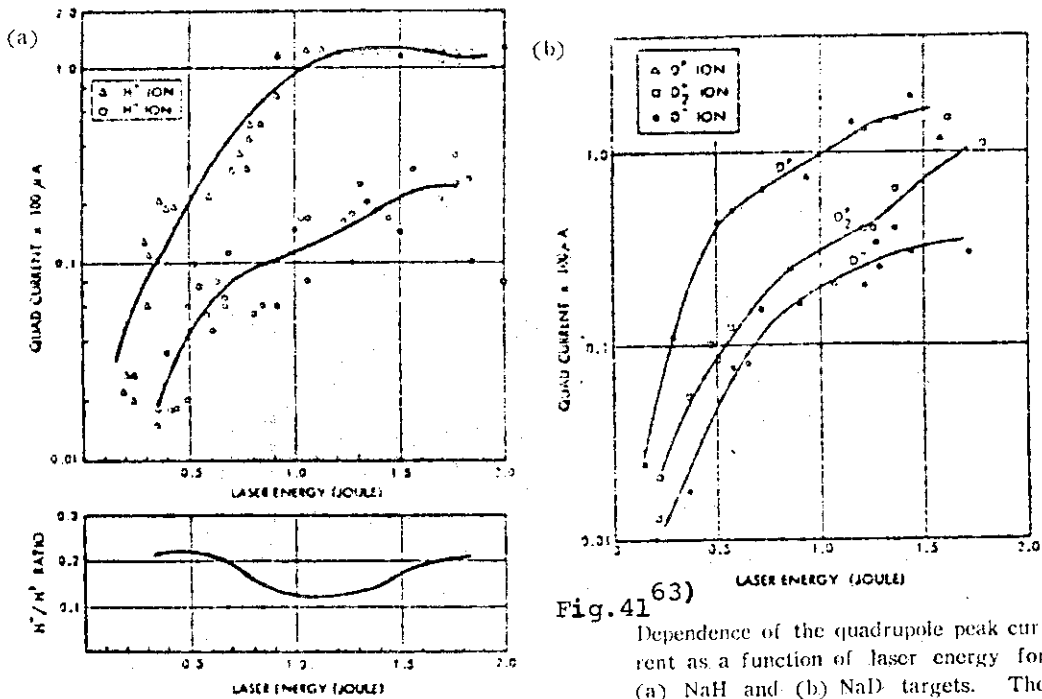


Fig. 41<sup>63)</sup> Dependence of the quadrupole peak current as a function of laser energy for (a) NaH and (b) NaD targets. The ratios of  $H^-/H^+$  are shown. The data was taken with no external magnetic field: the mass analyzer was in line of sight of the target.

**H<sup>-</sup> PRODUCTION FROM NaH BY ARC**

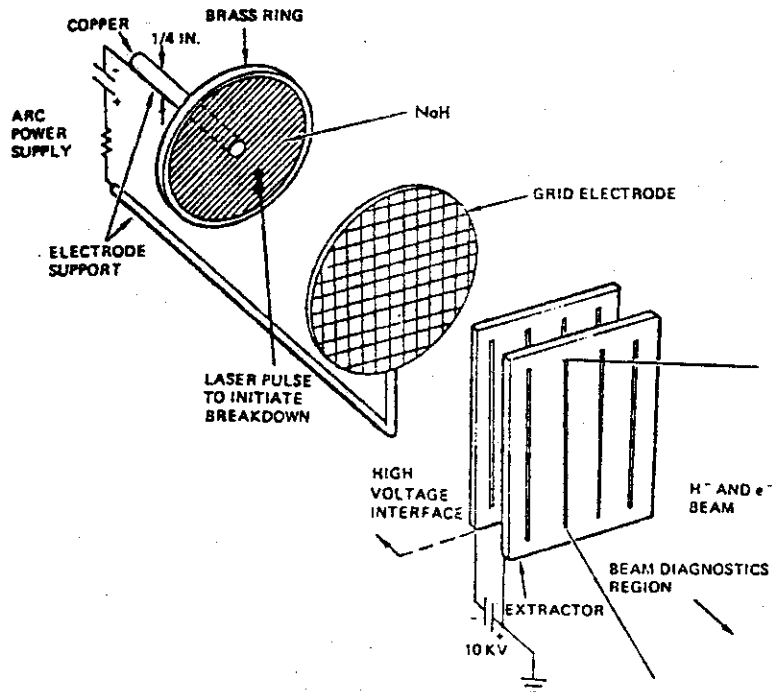


Fig. 42<sup>64)</sup> Schematic view of the electrode geometry, arc power supply connection and the beam extracting electrodes.

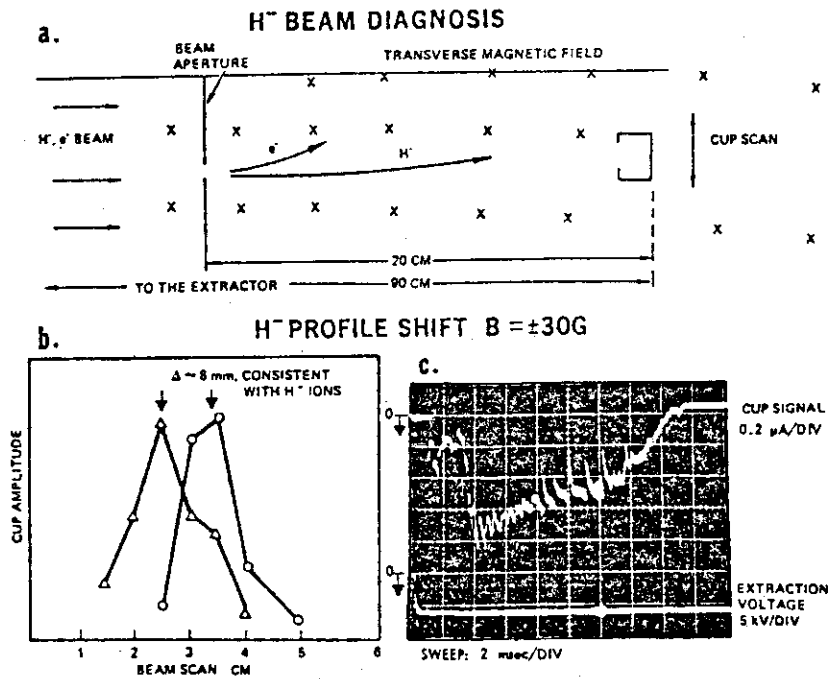


Fig. 43<sup>64)</sup> (a) Schematic of magnetic analyzer. (b) H<sup>-</sup> beam profiles measured by scanning the collector cup shown in (a). The shift is due to an applied magnetic field of ± 30G. (c) Time dependence of the detector signal and the extraction voltage. The laser is fired at t = 1 msec. This detector is collecting only a small fraction of the negative ion beam.

Table 5<sup>65)</sup> First-Born-approximation cross sections for electron impact ionisation of H<sup>-</sup> (10<sup>-15</sup> cm<sup>2</sup>).

Incident e <sup>-</sup> energy (eV)	20-parameter†		33-parameter	
	Born (a)	Born (b)	Born (a)	Born (b)
1.5	4.15	1.62	5.61	2.34
3.0	7.95	6.30	9.36	7.69
4.5	9.16	7.35	1.04 <sup>‡</sup>	8.58
6.0	9.29	7.87	1.03 <sup>‡</sup>	8.92
10.0	8.15	7.41	8.84	8.11
15.0	6.72	6.31	7.22	6.81
25.0	4.93	4.77	5.27	5.10
30.0	4.36	4.24	4.66	4.53
50.0	3.02	2.98	3.21	3.17
75.0	2.21	2.20	2.35	2.33
100	1.76	1.75	1.87	1.86
250	8.32 <sup>-1</sup>	8.32 <sup>-1</sup>	8.83 <sup>-1</sup>	8.82 <sup>-1</sup>
500	4.63 <sup>-1</sup>	4.63 <sup>-1</sup>	4.91 <sup>-1</sup>	4.91 <sup>-1</sup>
750	3.27 <sup>-1</sup>	3.27 <sup>-1</sup>	3.47 <sup>-1</sup>	3.47 <sup>-1</sup>
1000	2.55 <sup>-1</sup>	2.55 <sup>-1</sup>	2.70 <sup>-1</sup>	2.70 <sup>-1</sup>

† See text for definition of Born (a) and (b) and 20-, 33-parameter.

‡ The superscript denotes the power of 10 by which the number is to be multiplied.

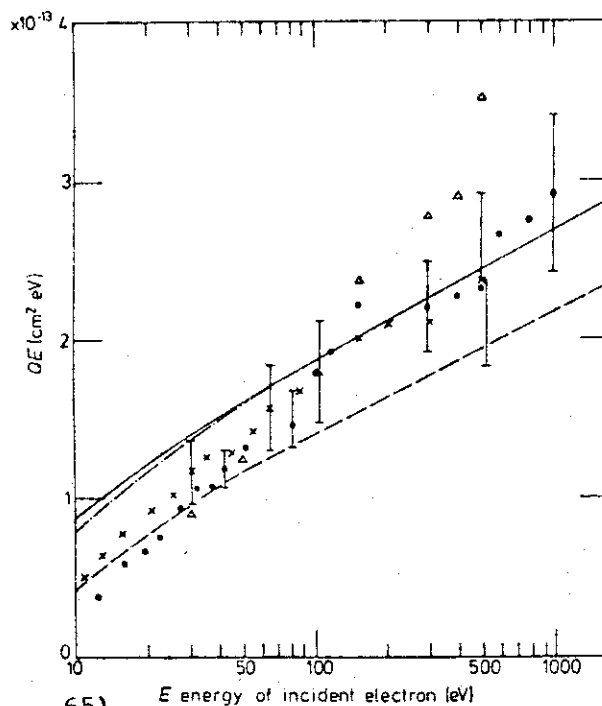


Fig. 44<sup>65)</sup> Product  $QE$  of the electron impact ionisation cross section and the electron energy  $E$ . Theoretical cross sections: — Born (a) present results; - - - - Born (b) present results; --- Faisal and Bhatia (1972). Experimental cross sections: ● Peart *et al* (1970); × Dance *et al* (1967); Δ Tisone and Branscomb (1966). The data of Tisone and Branscomb have been normalised to those of Peart *et al* at 100 eV. The error bars shown are the sum of random plus systematic errors.

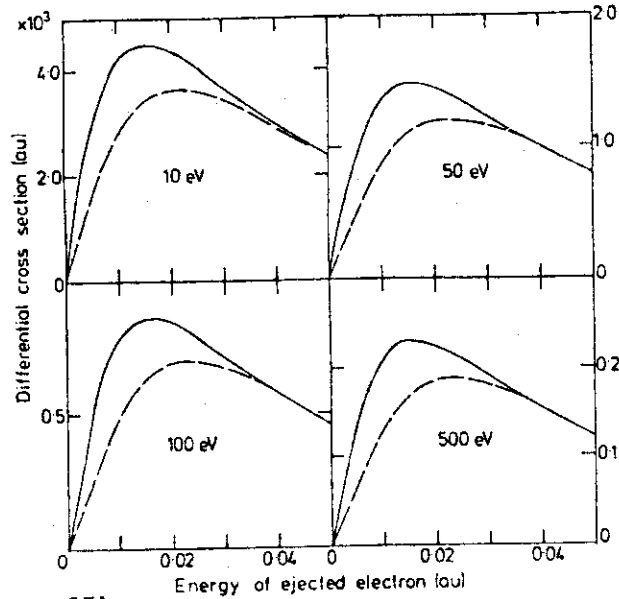


Fig. 45<sup>65)</sup> Differential cross sections for the ejection of electrons from  $H^-$  by electrons having energies of 10, 50, 100 and 500 eV. —, — present calculations using 20- and 33-parameter bound-state  $H^-$  wavefunctions, respectively.

Table 6<sup>73)</sup> Born-approximation cross section (in units of  $10^{-16} \text{ cm}^2/\text{atom}$ ) for electron detachment from  $H^-$  passing through atomic hydrogen.

Incident energy (keV)	$Q(1s-1s)$	$Q(1s-\Sigma_D)$	$Q(1s-c)$	$Q(1s-\Sigma)$
5	1.90	$7.22^{-3}$	$3.19^{-4}$	1.90
10	1.84	$8.21^{-2}$	$7.89^{-3}$	1.93
20	1.50	$5.49^{-1}$	$9.83^{-2}$	2.15
40	1.01	1.13	$5.87^{-1}$	2.73
60	$7.43^{-1}\dagger$	1.07	$8.87^{-1}$	2.70
80	$5.84^{-1}$	$9.39^{-1}$	$9.62^{-1}$	2.49
100	$4.81^{-1}$	$8.20^{-1}$	$9.44^{-1}$	2.24
200	$2.51^{-1}$	$4.83^{-1}$	$6.68^{-1}$	1.40
300	$1.68^{-1}$	$3.39^{-1}$	$4.88^{-1}$	$9.95^{-1}$
400	$1.28^{-1}$	$2.61^{-1}$	$3.80^{-1}$	$7.70^{-1}$
600	$8.48^{-2}$	$1.78^{-1}$	$2.62^{-1}$	$5.26^{-1}$
800	$6.37^{-2}$	$1.36^{-1}$	$2.00^{-1}$	$3.99^{-1}$
1000	$5.09^{-2}$	$1.09^{-1}$	$1.61^{-1}$	$3.22^{-1}$
1200	$4.24^{-2}$	$9.16^{-2}$	$1.35^{-1}$	$2.69^{-1}$
2000	$2.55^{-2}$	$5.55^{-2}$	$8.18^{-2}$	$1.63^{-1}$
3000	$1.70^{-2}$	$3.72^{-2}$	$5.48^{-2}$	$1.09^{-1}$
4000	$1.27^{-2}$	$2.80^{-2}$	$4.12^{-2}$	$8.19^{-2}$

† The superscript denotes the power of 10 by which the number is to be multiplied.

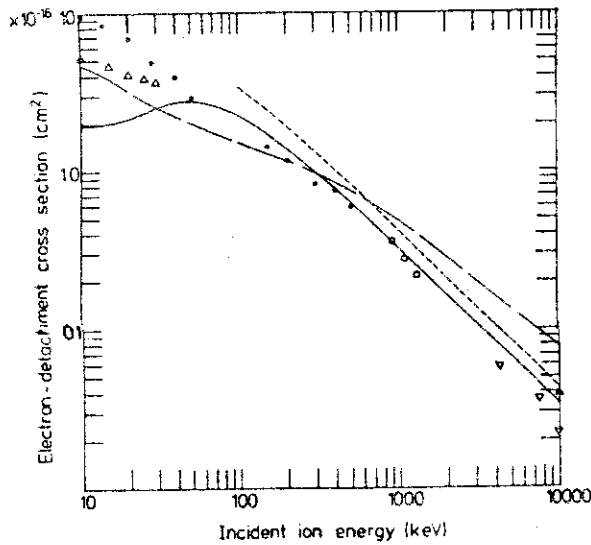


Fig. 46 <sup>73)</sup> Cross sections for electron detachment from  $H^-$  ions passing through atomic hydrogen. Theoretical calculations: — present Born calculations; - - - Born calculations (McDowell and Peach 1959); ··· asymptotic cross section for  $\sigma_{-1,0} + \sigma_{-1,1}$  (Gillespie 1977). Measurements of  $\sigma_{-1,0} + \sigma_{-1,1}$  for atomic hydrogen ● (Hummer *et al* 1960). Measurements of  $\sigma_{-1,0}$  for molecular hydrogen divided by two; Δ (Simpson and Gilbody 1972); ○ (Heinemeier *et al* 1976); □ (Dimov and Dudnikov 1967); ▽ (Smyth and Toevs 1965); ▲ (Berkner *et al* 1964).

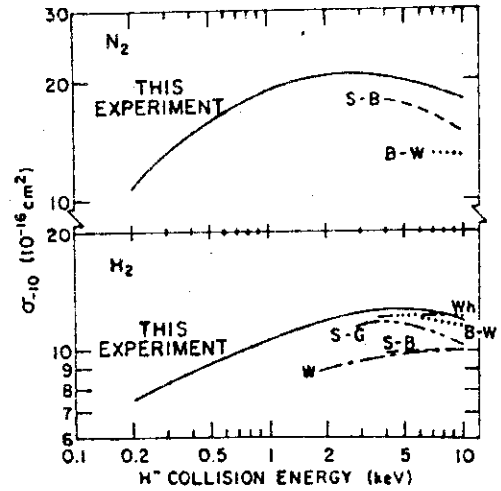


Fig. 48 <sup>84)</sup>  $\sigma_{-1,0}$  for  $N_2$  and  $H_2$  vs  $H^-$  energy. Experiment: S-B, Stier and Barnett (Ref. 36); Wh, Whittier (Ref. 85); W, Williams (Ref. 82); S-G, Simpson and Gilbody (Ref. 77). Theory: B-W, Bates and Walker (Ref. 86).

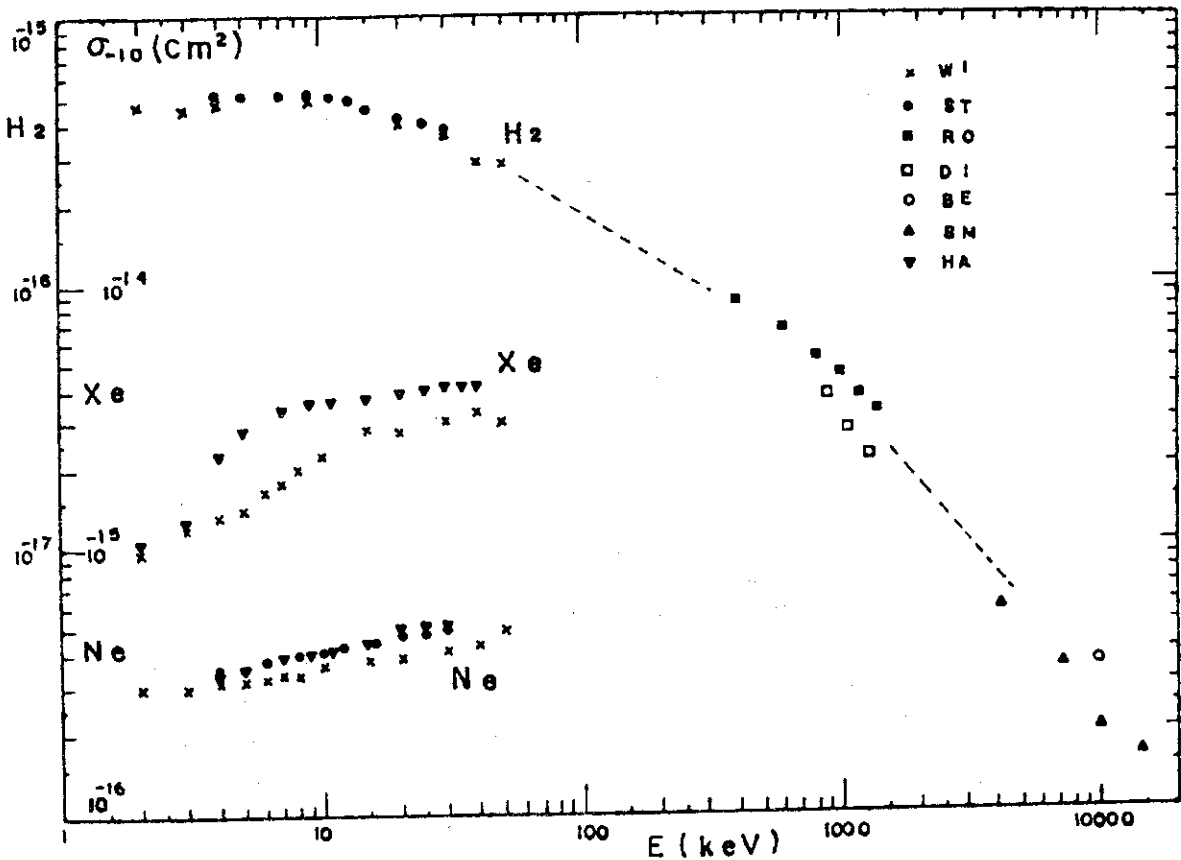


Fig. 47 <sup>33)</sup> Single electron loss by a negative hydrogen ion in  $H_2$ , Ne, and Xe. WI: Williams (1967b). ST: Stier and Barnett (1956). RO: Rose *et al.* (1958). DI: Dimov and Dudnikov (1967). BE: Berkner *et al.* (1964). SM: Smyth and Toevs (1965). HA: Hasted and Stedeford (1955). The result of Berkner *et al.* is obtained with 20-MeV deuterons.

Table 7<sup>73)</sup> Born-approximation cross section (in units of  $10^{-16}$  cm<sup>2</sup>/atom) for electron detachment from H<sup>-</sup> passing through atomic helium.

Incident energy (keV)	$Q(1s^2 - \Sigma_D)$		$Q(1s^2 - c)$		$Q(1s^2 - \Sigma)$	
	$Q(1s^2 - 1s^2)$	Length Velocity	Length Velocity	Length Velocity	Length Velocity	
5	1.64	1.79 <sup>-5</sup> 1.50 <sup>-5</sup>	3.56 <sup>-6</sup> 5.26 <sup>-6</sup>	1.64	1.64	
10	1.71	4.94 <sup>-4</sup> 4.47 <sup>-4</sup>	1.34 <sup>-4</sup> 1.61 <sup>-4</sup>	1.71	1.71	
20	1.53	8.19 <sup>-3</sup> 7.65 <sup>-3</sup>	3.25 <sup>-3</sup> 3.57 <sup>-3</sup>	1.55	1.55	
40	1.15	9.03 <sup>-2</sup> 8.57 <sup>-2</sup>	5.20 <sup>-2</sup> 5.52 <sup>-2</sup>	1.29	1.29	
60	8.91 <sup>-1†</sup>	1.89 <sup>-1</sup> 1.81 <sup>-1</sup>	1.96 <sup>-1</sup> 2.06 <sup>-1</sup>	1.28	1.28	
80	7.24 <sup>-1</sup>	2.21 <sup>-1</sup> 2.12 <sup>-1</sup>	3.50 <sup>-1</sup> 3.66 <sup>-1</sup>	1.30	1.30	
100	6.12 <sup>-1</sup>	2.23 <sup>-1</sup> 2.15 <sup>-1</sup>	4.56 <sup>-1</sup> 4.75 <sup>-1</sup>	1.29	1.30	
200	3.32 <sup>-1</sup>	1.68 <sup>-1</sup> 1.62 <sup>-1</sup>	5.51 <sup>-1</sup> 5.67 <sup>-1</sup>	1.05	1.06	
300	2.25 <sup>-1</sup>	1.27 <sup>-1</sup> 1.23 <sup>-1</sup>	4.75 <sup>-1</sup> 4.86 <sup>-1</sup>	8.26 <sup>-1</sup>	8.34 <sup>-1</sup>	
400	1.75 <sup>-1</sup>	1.01 <sup>-1</sup> 9.85 <sup>-2</sup>	4.00 <sup>-1</sup> 4.09 <sup>-1</sup>	6.77 <sup>-1</sup>	6.83 <sup>-1</sup>	
600	1.14 <sup>-1</sup>	7.20 <sup>-2</sup> 6.99 <sup>-2</sup>	2.97 <sup>-1</sup> 3.04 <sup>-1</sup>	4.84 <sup>-1</sup>	4.88 <sup>-1</sup>	
800	8.59 <sup>-2</sup>	5.57 <sup>-2</sup> 5.41 <sup>-2</sup>	2.35 <sup>-1</sup> 2.40 <sup>-1</sup>	3.77 <sup>-1</sup>	3.80 <sup>-1</sup>	
1000	6.86 <sup>-2</sup>	4.54 <sup>-2</sup> 4.41 <sup>-2</sup>	1.95 <sup>-1</sup> 1.98 <sup>-1</sup>	3.09 <sup>-1</sup>	3.10 <sup>-1</sup>	
1200	5.73 <sup>-2</sup>	3.83 <sup>-2</sup> 3.72 <sup>-2</sup>	1.65 <sup>-1</sup> 1.68 <sup>-1</sup>	2.60 <sup>-1</sup>	2.62 <sup>-1</sup>	
2000	3.44 <sup>-2</sup>	2.35 <sup>-2</sup> 2.29 <sup>-2</sup>	1.03 <sup>-1</sup> 1.05 <sup>-1</sup>	1.61 <sup>-1</sup>	1.62 <sup>-1</sup>	
3000	2.30 <sup>-2</sup>	1.59 <sup>-2</sup> 1.55 <sup>-2</sup>	7.01 <sup>-2</sup> 7.12 <sup>-2</sup>	1.09 <sup>-1</sup>	1.10 <sup>-1</sup>	
4000	1.71 <sup>-2</sup>	1.20 <sup>-2</sup> 1.17 <sup>-2</sup>	5.30 <sup>-2</sup> 5.39 <sup>-2</sup>	8.21 <sup>-2</sup>	8.27 <sup>-2</sup>	

† The superscript denotes the power of 10 by which the number is to be multiplied.

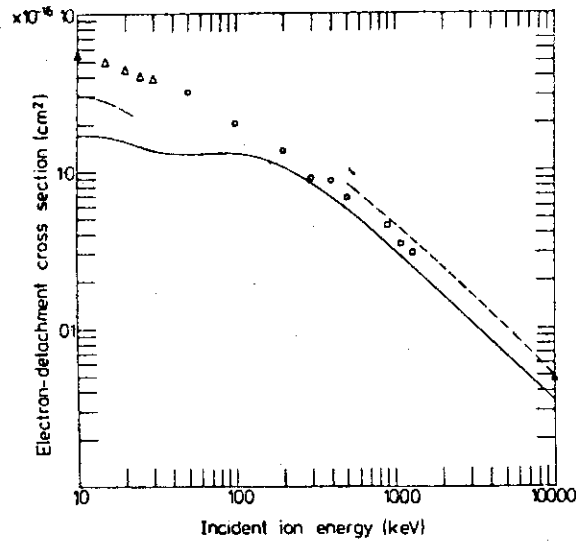


Fig. 49<sup>73)</sup> Cross sections for electron detachment from H<sup>-</sup> ions passing through atomic helium. Theoretical calculations: — present Born calculations; — — — Born calculations (Sida 1955); - - - asymptotic cross section for  $\sigma_{-1,0} + \sigma_{-1,1}$  (Gillespie 1977). Measurements of  $\sigma_{-1,0}$ :  $\Delta$  (Simpson and Gilbody 1972);  $\circ$  (Heinemeier *et al* 1976);  $\square$  (Dimov and Dudnikov 1967);  $\blacktriangle$  (Berkner *et al* 1964).



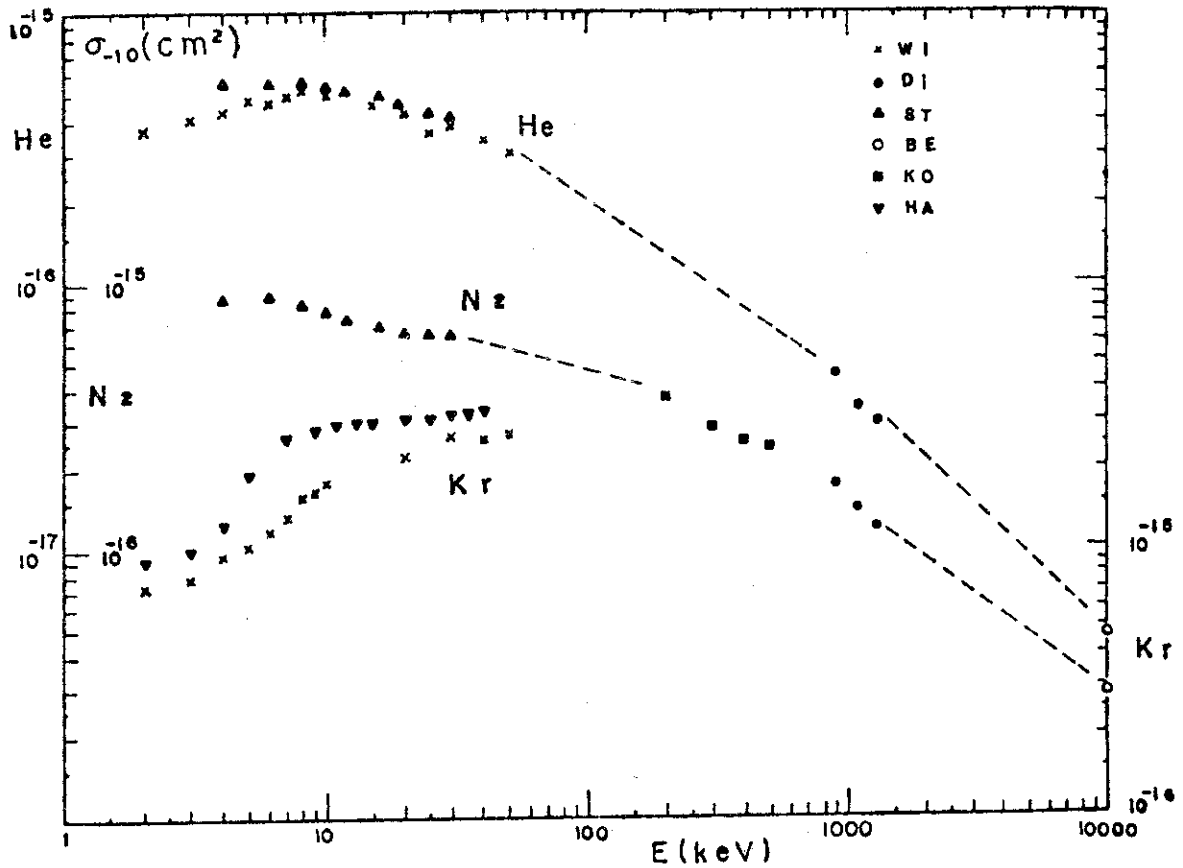


Fig. 50<sup>33)</sup> Single electron loss by a negative hydrogen ion in He, N<sub>2</sub>, and Kr. WI: Williams (1967b). DI: Dimov and Dudnikov (1967). KO: Kovacs (1967). BE: Berkner *et al.* (1964). ST: Stier and Barnett (1956). HA: Hasted and Stedford (1955). The result of Berkner *et al.* is obtained with 20-MeV deuterons.

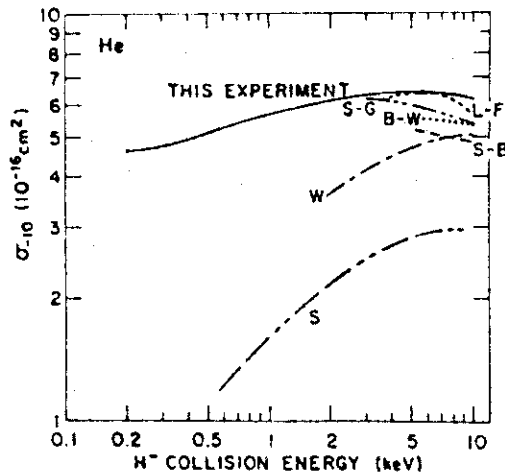


Fig. 51<sup>84)</sup>  $\sigma_{-10}$  for He vs H<sup>-</sup> energy. Experiment: S-B, Stier and Barnett (Ref. 36); W, Williams (Ref. 82); S-G, Simpson and Gilbody (Ref. 77). Theory: S, Sida (Ref. 87); L-F, Lopantseva and Firsov (Ref. 88); B-W, Bates and Walker (Ref. 86).

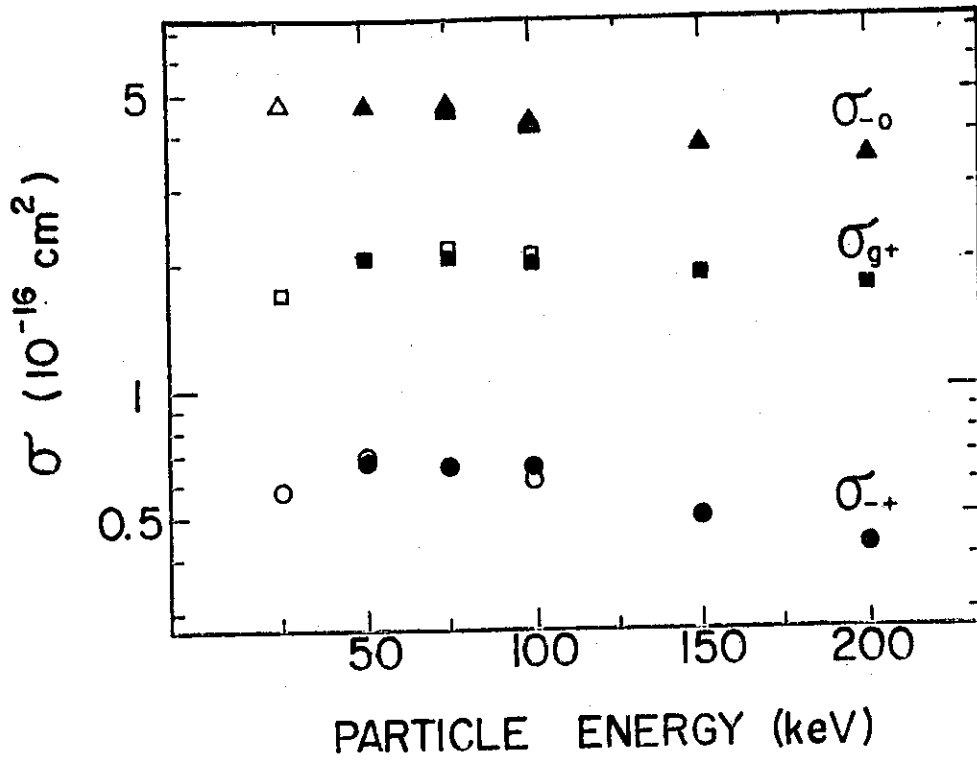


Fig. 52<sup>38)</sup> The graph presents  $\sigma_{g+}$  for  $\text{H}^+$  atoms in the 1s state incident on a Ne target, and the graph presents  $\sigma_{-0}$  and  $\sigma_{-+}$  for  $\text{H}^+$  ions incident on a Ne target.

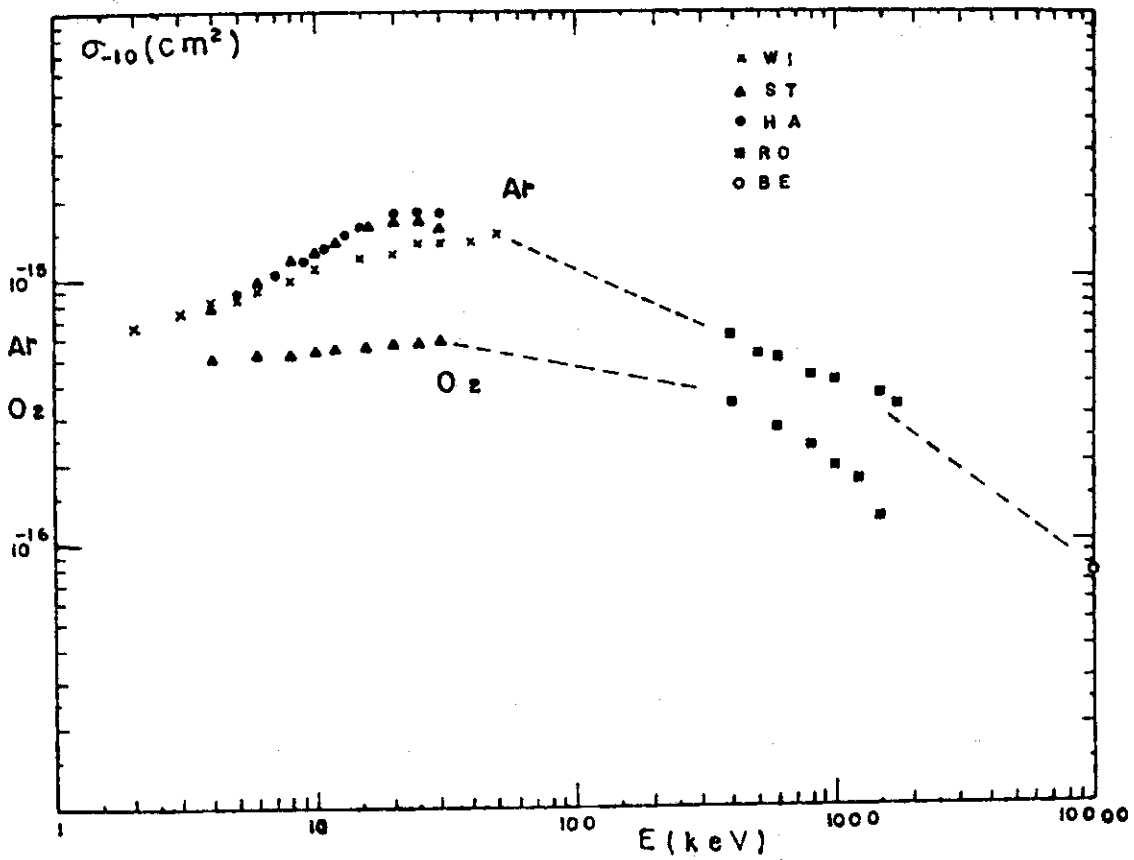


Fig. 53<sup>33)</sup> Single electron loss by a negative hydrogen ion in  $\text{O}_2$  and Ar. WI: Williams (1967b). ST: Stier and Barnett (1956). HA: Hasted and Stedeford (1955). RO: Rose *et al.* (1958). BE: Berkner *et al.* (1964). The result of Berkner *et al.* is obtained with 20-MeV deuterons.

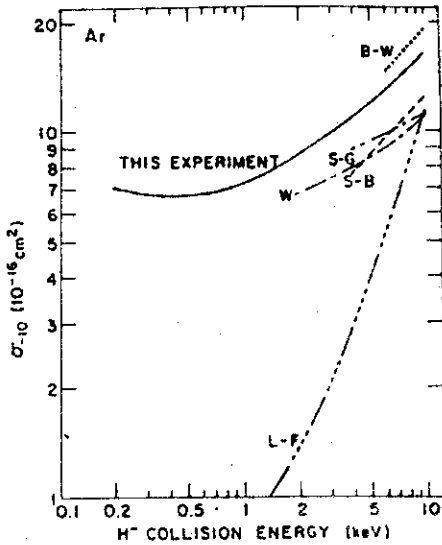


Fig. 54<sup>84)</sup>  $\sigma_{-10}$  for Ar vs  $H^+$  energy. Experiment: S-B, Stier and Barnett (Ref. 36); W, Williams (Ref. 82); S-G, Simpson and Gilbody (Ref. 77). Theory: L-F, Lopantseva and Firsov (Ref. 88); B-W, Bates and Walker (Ref. 86.)

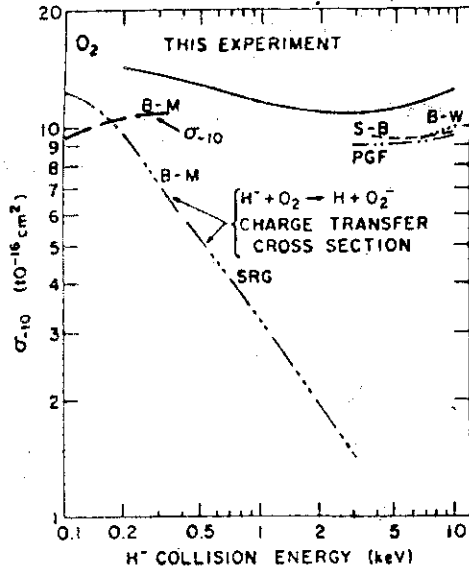


Fig. 56<sup>84)</sup>  $\sigma_{-10}$  for  $O_2$  vs  $H^+$  collision energy. Experiment: S-B, Stier and Barnett (Ref. 36); PGF, Pilipenko, Gusev, and Fogel' (Ref. 92); B-M, Bailey and Mahadevan (Ref. 94). Experimental charge-transfer cross sections  $H^+ + O_2 \rightarrow H + O_2^-$  are due to B-M [Bailey and Mahadevan (Ref. 94)] and SRG [Snow, Rundel, and Geballe (Ref. 93)]. Theory: B-W, Bates and Walker (Ref. 86).

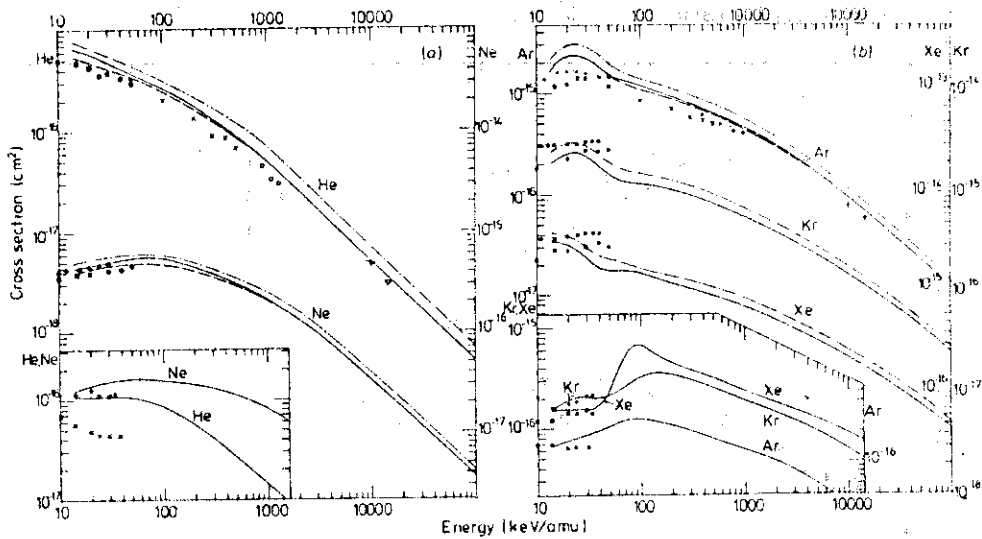


Fig. 55<sup>90)</sup> FCM single-electron-loss cross sections for  $H^+$  projectile. Main figure:  $\sigma_{-10}$ . ———,  $H^+$  assumed to consist of two equivalent weakly bound electrons; - - -,  $H^+$  assumed to consist of a strongly bound electron and a weakly bound electron; - · - · -, experimental data for  $H(1s)$  used for cross section of the strongly bound electron. Experimental data: +, Berkner *et al* (1964);  $\nabla$ , Smythe and Toevs (1965);  $\blacksquare$ , Williams (1967b);  $\bullet$ , Rose *et al* (1958);  $\times$ , Heinemeier *et al* (1976);  $\blacktriangle$ , Stier and Barnett (1956);  $\square$ , Hasted and Stedeford (1955);  $\circ$ , Dimov and Dudnikov (1967). (For clarity the following data have been omitted from the figure: Stier and Barnett (1956) for He (lie close to Williams 1967b); Hasted and Stedeford for Ne and Ar (lie close to Stier and Barnett 1956); Simpson and Gilbody (1972) (lie close to Williams 1967b in He, and between the results of Williams (1967b) and Stier and Barnett (1956) in Ar).) Inset:  $\sigma_{-10}(H^+ \rightarrow H(\alpha))$  - - -, calculated cross section. Experimental data from Orbeli *et al* (1970):  $\times$ , He; +, Ne;  $\blacksquare$ , Ar;  $\square$ , Kr;  $\bullet$ , Xe. (Note the difference between the Ar scale and the Kr-Xe scale in figure.)

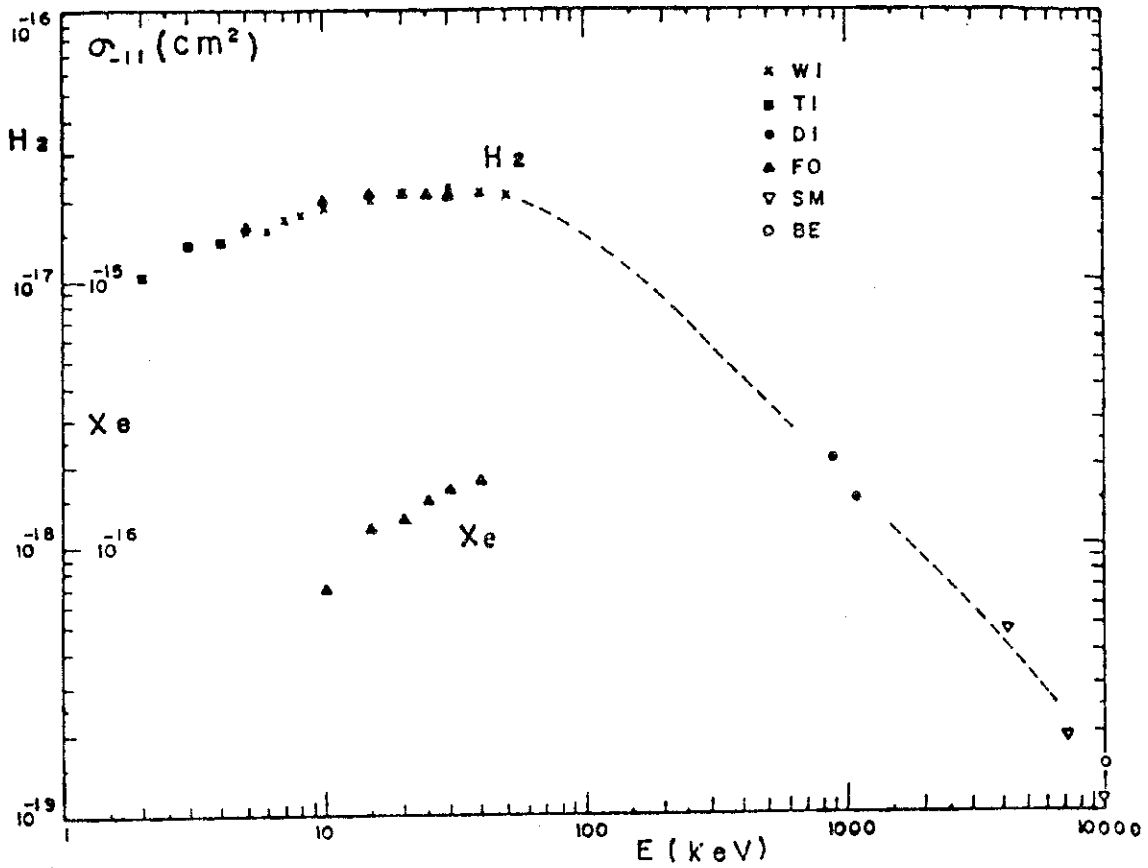


Fig. 57<sup>33)</sup> Double electron loss by a negative hydrogen ion in  $\text{H}_2$  and  $\text{Xe}$ . WI: Williams (1967b). TI: Tisone (1964), Tisone and Branscomb (1964). DI: Dimov and Dudnikov (1967). FO: Fogel *et al.* (1957). SM: Smythe and Toevs (1965). BE: Berkner *et al.* (1964). The result of Berkner *et al.* is obtained with 20-MeV deuterons.

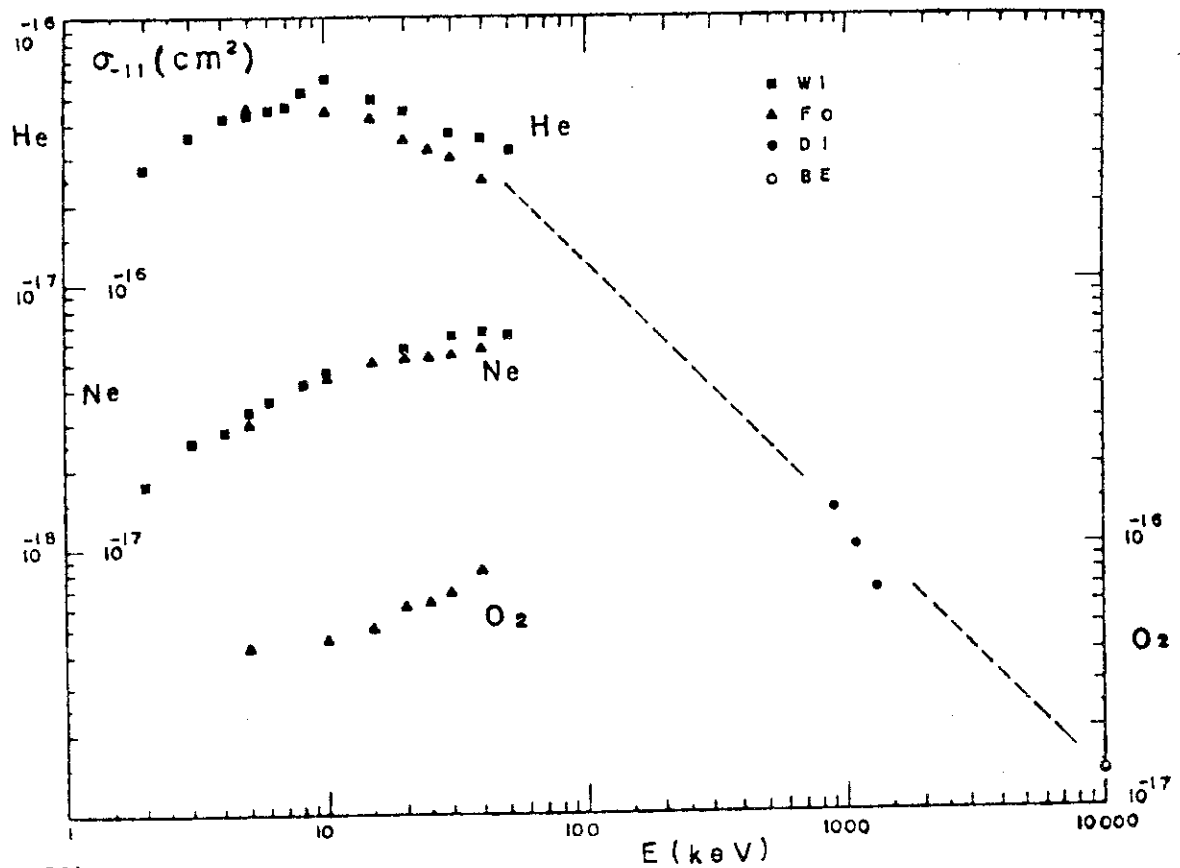


Fig. 58<sup>33)</sup> Double electron loss by a negative hydrogen ion in  $\text{He}$ ,  $\text{O}_2$ , and  $\text{Ne}$ . WI: Williams (1967b). FO: Fogel *et al.* (1957). DI: Dimov and Dudnikov (1967). BE: Berkner *et al.* (1964). The result of Berkner *et al.* is obtained with 20-MeV deuterons.

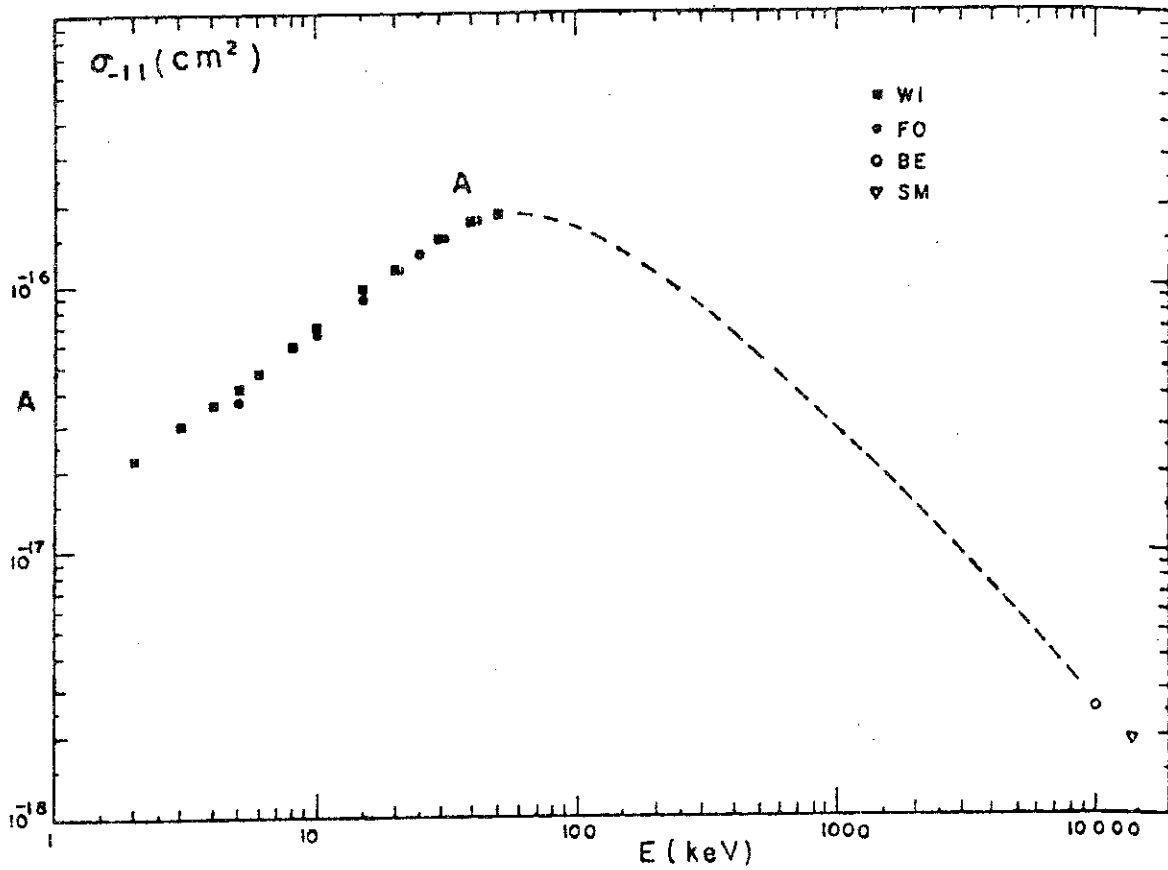


Fig.59<sup>33)</sup> Double electron loss by a negative hydrogen ion in Ar. WI: Williams (1967b). FO: Fogel *et al.* (1957). BE: Berkner *et al.* (1964). SM: Smythe and Toevs (1965). The result of Berkner *et al.* is obtained with 20-MeV deuterons.

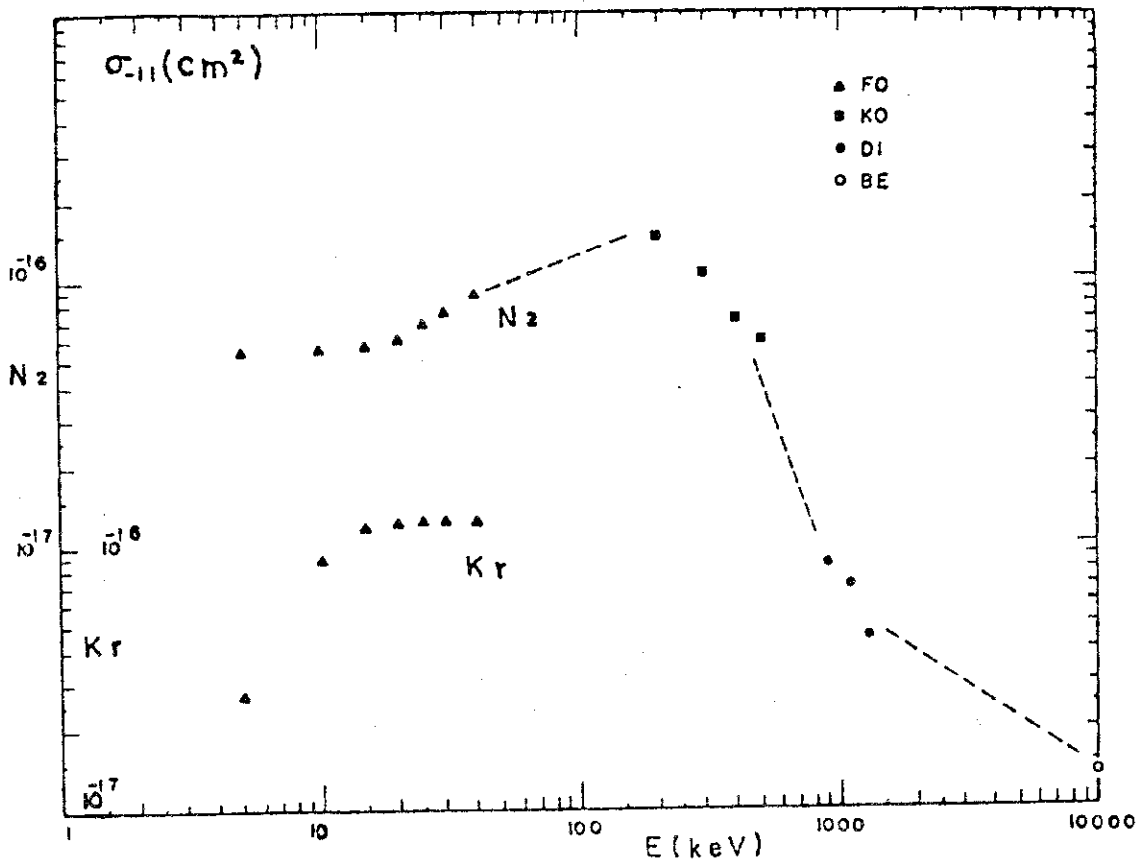


Fig.60<sup>33)</sup> Double electron loss by a negative hydrogen ion in N<sub>2</sub> and Kr. FO: Fogel *et al.* (1957). KO: Kovacs (1967). DI: Dimov and Dudnikov (1967). BE: Berkner *et al.* (1964). The result of Berkner *et al.* is obtained with 20-MeV deuterons.

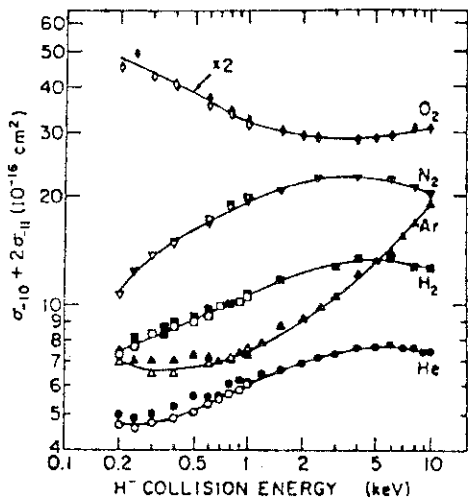


Fig. 61<sup>84)</sup> Detachment cross sections ( $\sigma_{-10} + 2\sigma_{-11}$ ) vs collision energy. The cross section for  $\text{H}^- + \text{O}_2$  has been multiplied by 2.

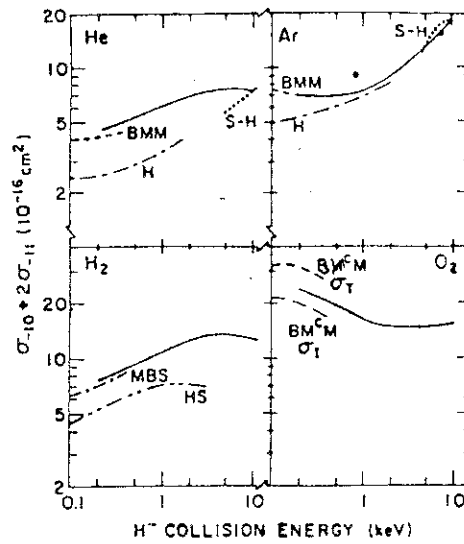


Fig. 62<sup>84)</sup> Comparison of  $\sigma_{-10} + 2\sigma_{-11}$  measurements. Solid lines, present results; solid circles, Bydin (Ref. 97); BMM, Bailey, May, and Muschlitz (Ref. 98) for  $\sigma_T$ ; H, Hasted (Ref. 101); S-H, Stedford and Heated (Ref. 99); H-S, Hasted and Smith (Ref. 100); BMcM, Barker, McGuire, and Muschlitz (Ref. 102) for  $\sigma_T$  and  $\sigma_I$ .

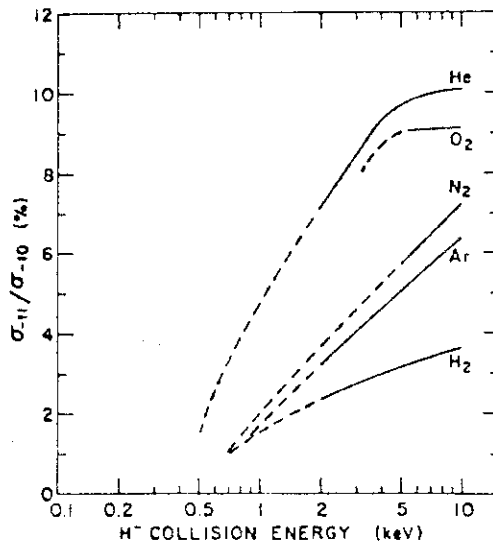


Fig. 63<sup>84)</sup>  $\sigma_{-11}/\sigma_{-10}$  vs  $\text{H}^-$  energy. He, Ar, and  $\text{H}_2$  data taken from Williams (Ref. 82) for  $\sigma_{-11}$  and  $\sigma_{-10}$ . For  $\text{O}_2$  and  $\text{N}_2$  data are from Fogel', Ankudinov, and Slabospitskii (Ref. 96) for  $\sigma_{-11}$  and Stier and Barnett (Ref. 36) for  $\sigma_{-10}$ . The dashed line is an extrapolation to lower energies based on the differential measurements of McCaughey and Bednar (Ref. 103). The uncertainty in the measured values of the ratio is less than 20%.

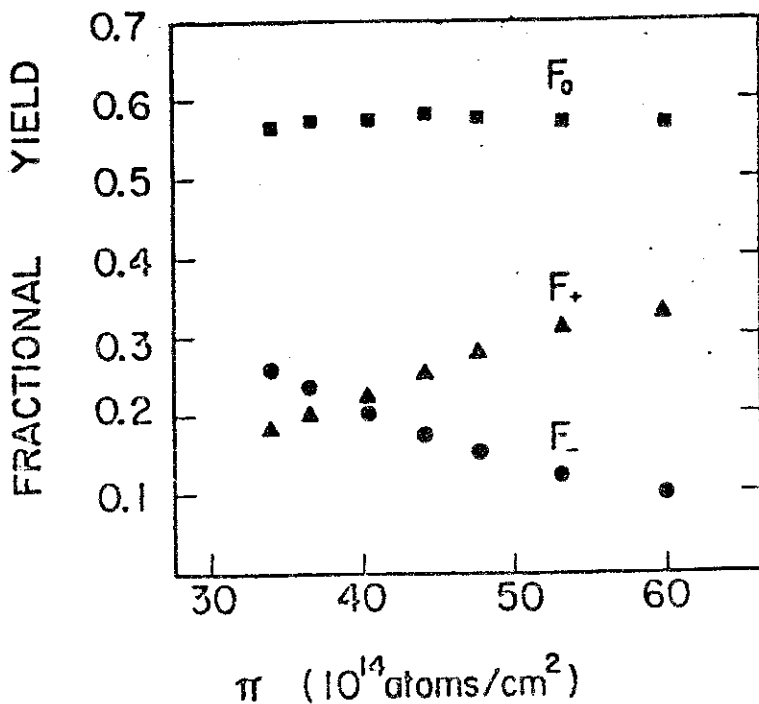


Fig. 64<sup>38)</sup>  $F_+$ ,  $F_0$ , and  $F_-$  as functions of  $\pi$  near the maximum of  $F_0(\pi)$  for 100 keV  $H^-$  ions incident on  $H_2$ .

Table 8<sup>38)</sup>

The pressure at which the maximum neutral fraction,  $\pi_{max}$ , occurs for 100 keV  $H^-$  ions incident on gases

Gas	$\pi_{max}$ molecules/cm $^2$
$H_2(D_2)$	$4.5 \times 10^{15}$
He	$6.7 \times 10^{15}$
Ne	$3.0 \times 10^{15}$
Ar	$1.4 \times 10^{15}$
Kr	$1.3 \times 10^{15}$
Xe	$1.3 \times 10^{15}$
$N_2$	$1.3 \times 10^{15}$
$CO_2$	$1.0 \times 10^{15}$
$SF_6$	$5.5 \times 10^{14}$
$CF_4$	$7.6 \times 10^{14}$
$CHF_3$	$8.6 \times 10^{14}$
$CClF_3$	$6.2 \times 10^{14}$
$CBrF_3$	$6.3 \times 10^{14}$
$C_4H_{10}$	$5.3 \times 10^{14}$
$C_5H_{12}$	$4.1 \times 10^{14}$

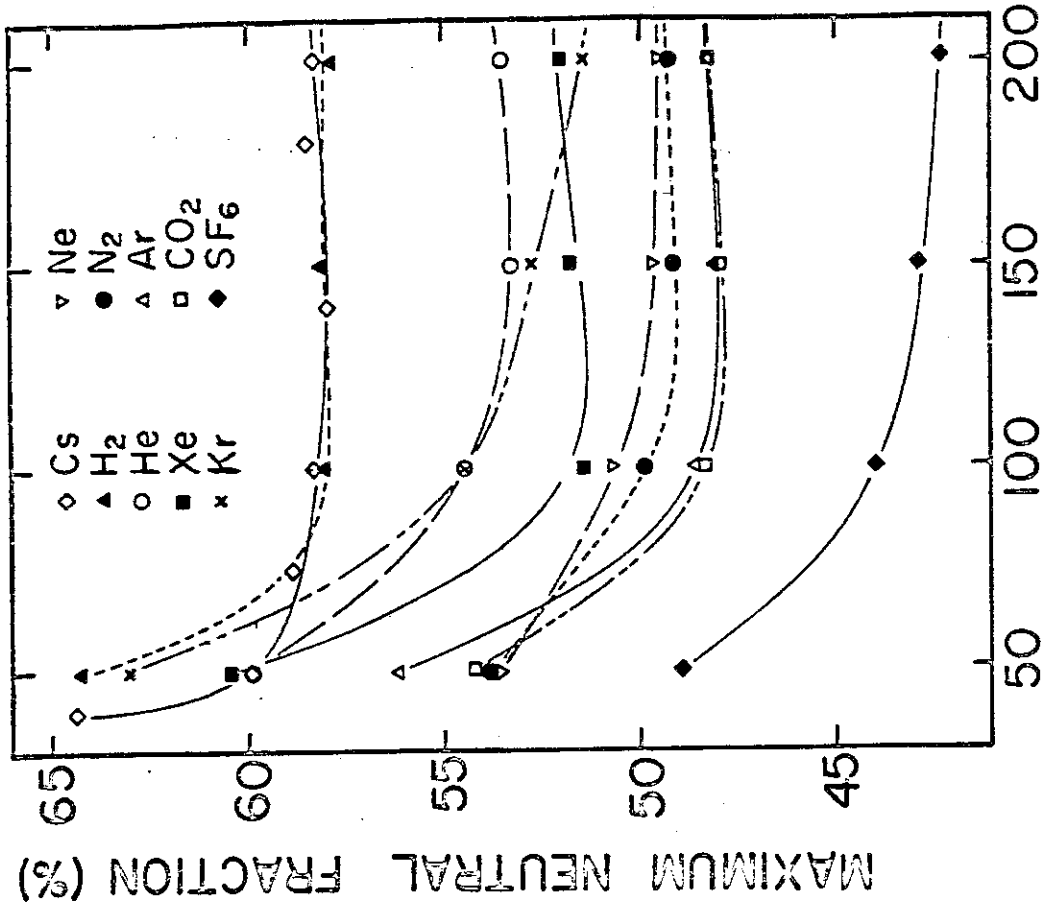


Fig. 66 H<sup>-</sup> INCIDENT ENERGY (keV)  
 Maximum neutral fraction for H<sup>-</sup> ions incident on various gases as a function of incident H<sup>-</sup> ion energy.

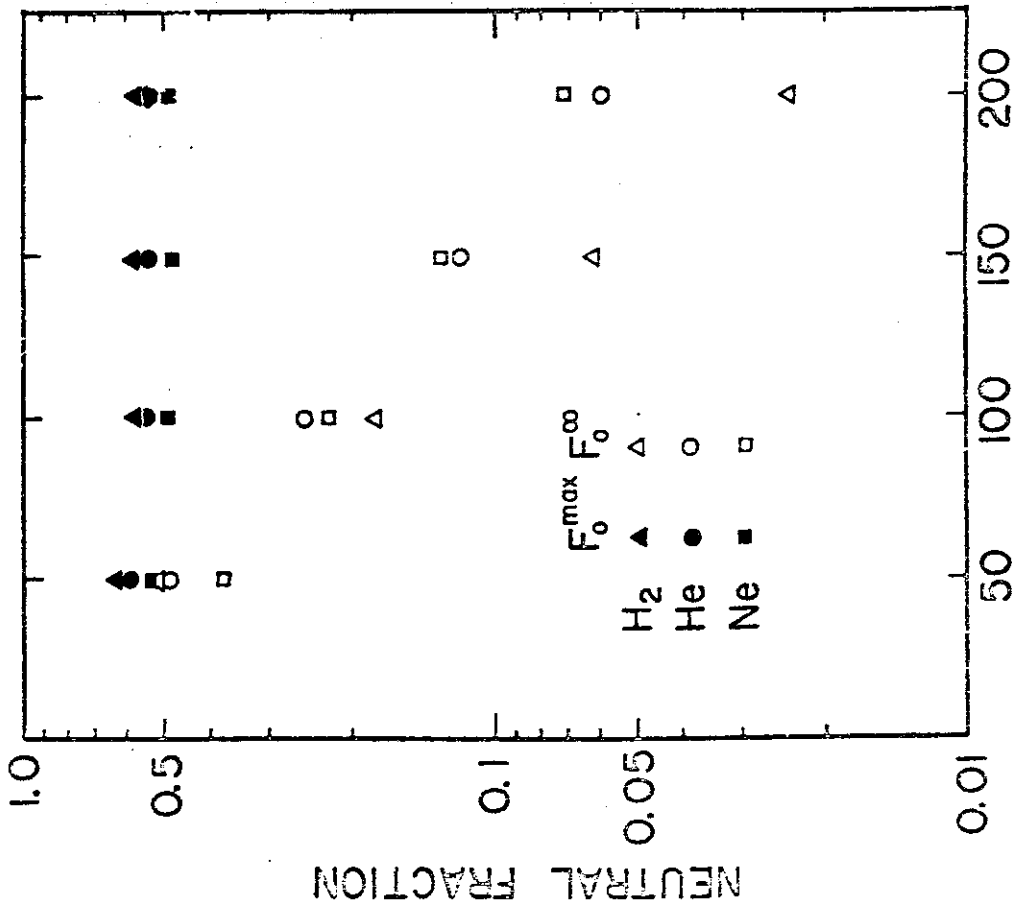


Fig. 65<sup>38</sup> Maximum neutral fraction and equilibrium neutral fraction for the target gases H<sub>2</sub>, He, and Ne as a function of incident hydrogen ion energy.



Table 9<sup>38)</sup>Maximum neutral yield for a  $H^-$  beam in various gases as a function of the energy.

GAS	50 keV	100 keV	150 keV	200 keV
$H_2$	64.3±1.0%	58.1±1.0%	58.2±1.0%	57.9±1.0%
He	60.0	54.5	53.3	53.5
Ne	53.6	50.7	49.7	49.5
Ar	56.2	48.6	48.0	48.2
Kr	63.1	54.5	52.8	51.4
Xe	60.5	51.4	51.8	52.0
$N_2$	53.8	49.8	49.1	49.2
$CO_2$	54.2	48.3	47.9	48.2
$SF_6$	48.9	43.9	42.8	42.2

Table 10<sup>38)</sup>Maximum neutral yield for a 100 keV  $H^-$  beam incident on various gases and vapors.

Gas or Vapor	$F_o^{\max}$
$D_2$	58.3±1.0%
$O_2$	49.3
Natural Gas <sup>#</sup>	52.4
$C_4H_{10}$	48.6
$C_5H_{12}$	47.0
$Br_2$	48.7
$I_2$	48.9
$CF_4$	45.9±1.0%
$CHF_3$	47.2
$CClF_3$	44.3
$CBrF_3$	47.1
Water	50.9
Acetone	48.0
2-propanol	47.9

<sup>#</sup> 85-90% methane by weight

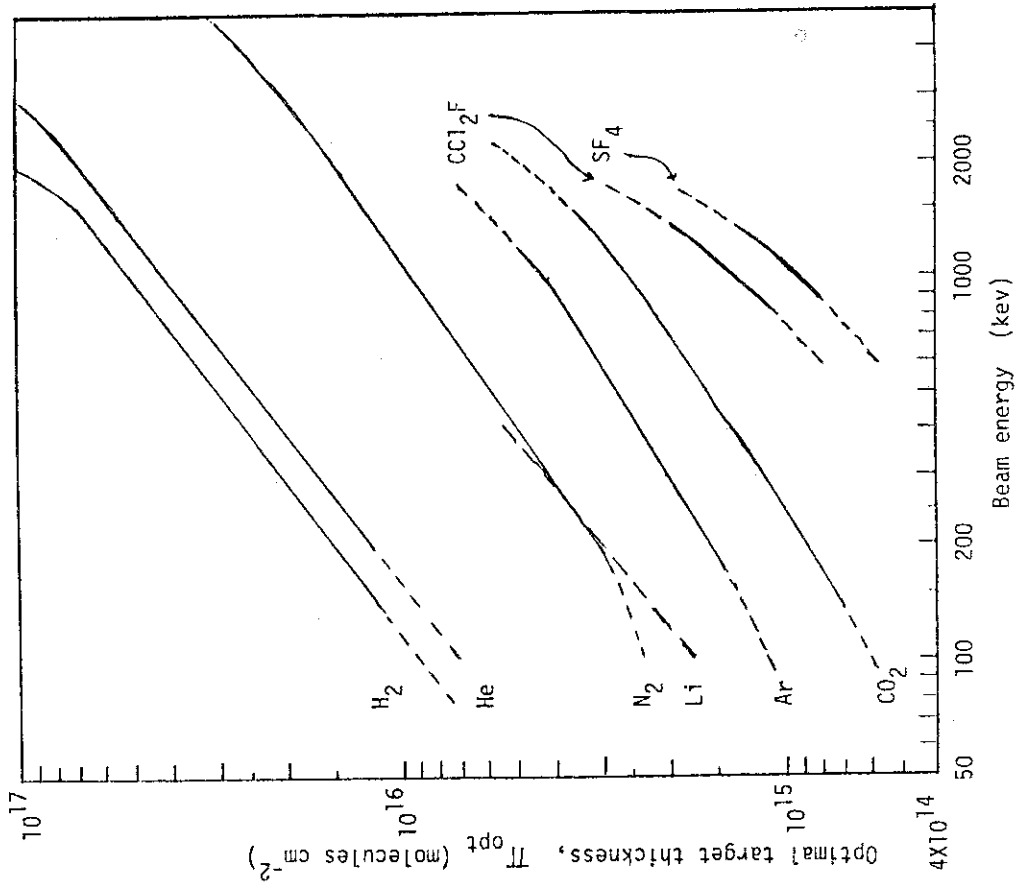


Fig. 67 108) Optimum target thickness for different gases with maximum  $\text{H}^0$  conversion vs beam energy.

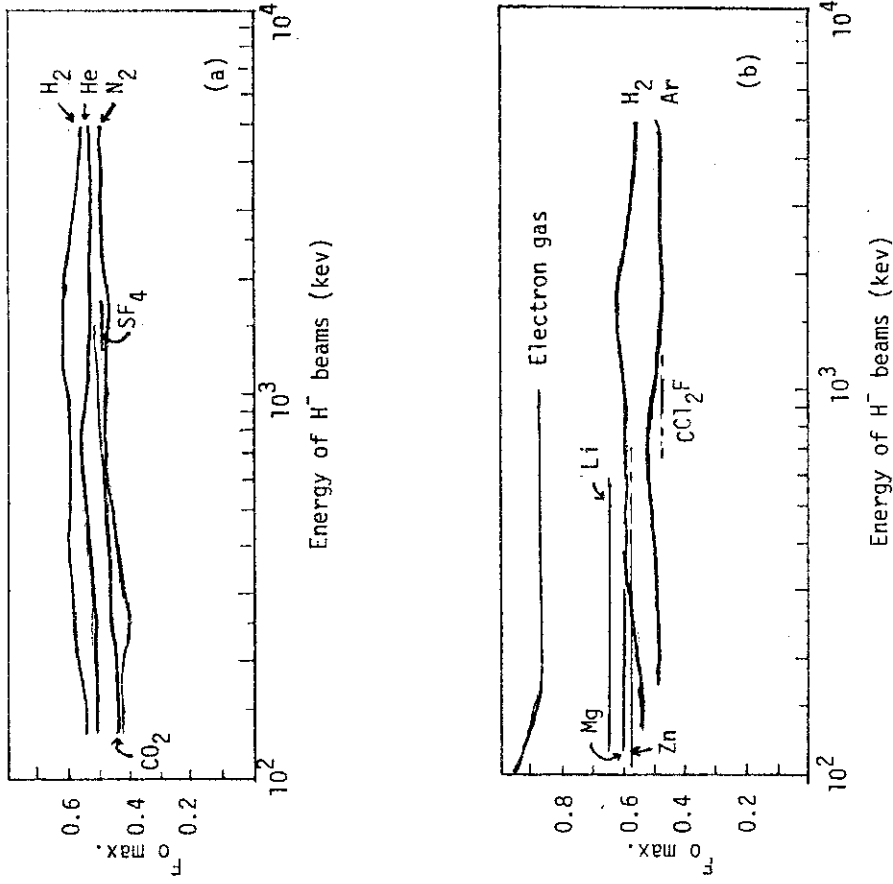


Fig. 68 108) Maximum yield of  $\text{H}^0$  from  $\text{H}^-$  conversion in different gas target vs beam energy.