

液体ヘリウム中の反陽子のトラッピング

城 哲 男・中 川 幸 子

岡山理科大学理学部応用物理学科

(1996年10月7日 受理)

1. 序 論

5.6 MeV のエネルギーで反陽子を液体ヘリウムに入射したとき、3.6%の反陽子だけがマイクロ秒の領域まで消滅を免れる現象が山崎らのグループによる実験により確認されている¹⁾。また、彼等はレーザーによる実験において、反陽子ヘリウム原子が生成されている事を確認し、その中で反陽子の角運動量が大いものだけが長寿命成分となることも確認した²⁾。

このようなエキゾチック原子が生成される事は、先に Condo-Russell により計算されていた³⁾。それを基に、山崎と大槻は反陽子ヘリウム原子の各準位のダイヤグラムを計算した⁴⁾。それによると、反陽子と電子の質量の違いから反陽子がヘリウム原子の $1s$ 状態にある電子と入れ替わった時、主量子数 $n=38$ 、方位量子数 $L=37$ の領域に入る。その後ゆっくりとした双極子遷移を起こし、 $L=31$ 以下では不安定状態で一度そこに入ると直ちに対消滅を起こす事が示されている。又残った一個の電子と反陽子との間に偏極効果が起きその事が準安定状態の寿命を更に伸ばしている事も調べられている⁴⁾。我々はこれらの事に注目して Monte-Carlo シミュレーションを用いて液体ヘリウム中の反陽子の挙動を追い、なぜ3.6%の反陽子だけが長寿命成分に成り得るのかについて、特に反陽子がヘリウム原子に捕えられる直前の反陽子の角運動量分布に注目して考える事にした。

2. 反陽子の液体ヘリウム中でのエネルギー損失過程

実際、反陽子のエネルギーが非常に低レベルまで落ちたとき、反陽子ヘリウム原子が生成される。それまでは電子的阻止能 (S_e)、並びに核的阻止能 (S_n) により、エネルギーを落としていくことになる。中、高エネルギーの領域では S_e が支配的であるが、その領域では Barkas の効果が効いてくるので、陽子の方が反陽子よりも S_e が大きくなる事が知られている⁵⁾。したがって Andersen-Ziegler の、陽子をヘリウムに入れた S_e の実験データ⁶⁾をそのまま反陽子の場合に用いる事は出来ない。この S_e を以下 A-Z と表記する。そこで我々は、Agenello らの反陽子をヘリウムに入れた実験データ⁷⁾を使う事にした。実際彼等は5.875 MeV のエネルギーを持った反陽子を標的であるヘリウムガスに入射し、Andersen と Ziegler が用いたように、次のようなカーブフィットを行った。ただし単位は (eV/Å) で、ヘリウ

ムガスの密度を液体の密度 (0.129 g/cm^3) に変えてある。

$$S^{-1} = S_l^{-1} + S_h^{-1} \quad (1)$$

$$S_l = 0.281E^{0.29}; E > 0.5\text{keV}$$

$$S_h = 94.0/E \ln(1 + 2 \times 10^5/E + 0.05225E); E \leq 1.1\text{MeV}$$

ただし E は keV の単位を用いる。注目すべき点は Agnello らの S_e (反陽子→ヘリウム) の実験データにおいて、 0.5keV より低エネルギーの領域で式(1)で与えられるものとは明らかに離れた位置にピークが観測される事である。彼等はこのピークの事を“nuclear”ピークとよんでいる。この現象は、Fermi-Teller 効果⁸⁾によって説明されるものと我々は考える。

式(1)でカバーされない 0.5 keV より低エネルギーの領域では S_n が支配的である。 S_n が支配的な領域では、断熱的な場の中で電子の運動を考える事が出来る。Fermi と Teller によれば、そのとき反陽子と電子の間にクーロン斥力が働く関係から、反陽子と核との距離が小さくなれば、少なくとも1個の電子が自動電離によって連続状態に移る。この事は陽子入射の時は起こらない。この現象が“nuclear”ピークが生じる原因であろうと考えられる。井口と季村は分子軌道計算(MO)を用いて反陽子がヘリウム原子に近づいた系のエネルギーを計算した⁹⁾。その結果、反陽子がヘリウム原子に 2.4a.u. あたりまで接近した時、基底状態にある電子1個が実際に自動電離を引き起こす事が分かった。彼等は、反陽子とヘリウム原子との距離 r の関数として断熱ポテンシャルを求めた。我々はそこから遮蔽関数を求めシミュレーションを行う便宜上カーブフィットを行った結果(2)の様な関数になった¹⁰⁾。

$$\chi(r) = 1.034 \times 10^{-1.257r} \quad (2)$$

ここで r の単位は (a.u.) である。以下(2)の式の遮蔽関数を通例にならって MO ポテンシャルと呼ぶことにする。これは中性原子間の相互作用の記述に通常使われる、Kr-C ポテンシャル¹¹⁾と比較して大変短い距離での相互作用を与える。

今回我々は S_e に関しては式(1)で与えられる Agnello らの実験データを $E < 0.5\text{keV}$ の範囲に拡張して用いた。さらに“nuclear”ピークに関しては Fermi-Teller 効果によるものとして、井口と季村による MO 計算から得た式(2)を用いて考慮した。

3. 反陽子のヘリウム原子による捕獲過程

2章で述べた S_e と S_n によって反陽子のエネルギーは損失していき最終的には反陽子とヘリウム原子核との対消滅により反陽子の寿命は終る。しかし反陽子がヘリウム原子核に吸収される直前に、反陽子はヘリウム原子核の周りで回っている電子を追い出し、電子に代わってその軌道に入り、時には反陽子ヘリウム原子を生成する事が分かっている²⁾。これが、反陽子のヘリウム原子による捕獲という現象である。反陽子の角運動量が小さい値で

ヘリウム原子に捕獲された時は、すぐにオージェ遷移によって残りの電子をイオン化させ、最終的にはピコ秒で対消滅を起こす⁴⁾。これが短寿命状態にあたる。しかし大きな角運動量でヘリウム原子に捕獲された場合は、すぐにオージェ遷移が起きずに暫くゆっくりとした双極子遷移により光子を放出する⁴⁾。この間がマイクロ秒の領域にあたり長寿命状態となる。これらの事から捕獲直前の角運動量 l を保持してヘリウム原子に入るとすると⁴⁾、その時の l 分布 $f(l)$ のうち何パーセントの反陽子が l の大きな長寿命状態に成り得るかというトラップ確率 q を求める事が出来る。関数 $f(l)$ を求めて、

$$q = \frac{\int_{l_1}^{l_2} f(l) dl}{\int_0^{l_{\max}} f(l) dl} \quad (3)$$

からトラップ確率を求めた。但し、 l は反陽子がヘリウム原子に捕獲される前の連続的な状態を、 L は反陽子がヘリウム原子に捕獲された後の離散的な状態をそれぞれ表わす事にする。

もし反陽子とヘリウム原子との間に全く相互作用が無く剛体球衝突とみなせるならば、 l 分布は統計的な分布を示し、その時 $f(l)$ は $2l+1$ に比例する。その統計分布を仮定して $l_1 = 31$, $l_2 = 37$, $l_{\max} = 37$ を代入すると、実験で得られた $q=3.6\%$ に比べて $q=29\%$ と非常に大きい⁴⁾。但し、これから先の l の単位は原子単位 (a.u.) で計算を行った。その際山崎と大槻はもし l 分布が(4)のような非統計分布をしていれば⁴⁾

$$f(l) \propto l \ln \frac{l_{\max}}{l} \quad (4)$$

l_1 , l_2 , l_{\max} に同じ値を代入しても $q=4\%$ を得て実験の値とほぼ一致する事を指摘している。我々はシミュレーションから実際の $f(l)$ を計算し、そこからトラップ確率を求めることにした。

4. シミュレーションモデル

反陽子が 5.6 MeV で液体ヘリウムに入射した時、 S_e , S_n によってエネルギーを落とししていく。そして反陽子のエネルギーがターゲットのヘリウム原子の第1イオン化エネルギー I_0 (重心系で 0.90 a.u., 実験室系で 1.11 a.u.) 以下まで落ちると、他のヘリウム原子をイオン化出来ずに、反陽子ヘリウム原子を生成すると考えられる⁴⁾。

我々はこの過程を、反陽子の古典的軌道を仮定した Monte-Carlo シミュレーションを用いて、反陽子のエネルギーが I_0 以下まで落ち、且つ反陽子の角運動量 l が 60 以下になるところを terminal stage とみなし、そこに至るまで反陽子の挙動を追うことにした。この $l=60$ という値は、反陽子が Condo-Russell に従ってヘリウム原子の 1s 軌道に入る時の角運動量に相当する。

山崎と大槻は $31 \leq l \leq 37$ を長寿命状態としたが、最近森田らはレーザーによる実験において $37 \leq l \leq 40$ での長寿命状態を確認した²⁾。この事により、我々は山崎と大槻によって求められた $31 \leq l \leq 37$ ではなくて、実験において確認された $37 \leq l \leq 40$ の状態を長寿命状態として用いて、実際のトラップ確率を求める事にした。

5. 結 果

我々は実際に Monte-Carlo シミュレーションを用いて数値計算を行い terminal stage での $f(l)$ を調べた。トラップ確率については式(3)に従って $l_{\max} = 60$, $l_1 = 37$, $l_2 = 40$ として計算を行った。

5.1 シミュレーションにおける入射エネルギーの選択

実際の実験では5.6 MeV の反陽子を液体ヘリウムに入射しているが、シミュレーションでも同じように5.6 MeV から始める必要は無い、つまり5.6 MeV より低いエネルギーで始めても、terminal stage において5.6 MeV で始めたと同じ $f(l)$ が得られれば、少なくともそのエネルギーからシミュレーションを始めても良いと思われる。我々がシミュレーションを行った結果5.6 MeV と 1 MeV で terminal stage での $f(l)$ に余り大きな変化がみられなかった。したがって、これから5.3節以降は 1 MeV で入射した場合について話を進めていく事にする。シミュレーションをする際のヒストリーは常時5000である。

5.2 減速過程における反陽子の阻止能

図1は S_e として Agnelloらの実験データを S_n には MO ポテンシャルをそれぞれ用いて計算し、縦軸に S_e , S_n を、横軸に depth を取った減速過程を示すグラフである。比較した入射エネルギー E_0 は 1 MeV, 10keV, 100eV である。図から明らかなように、1 MeV ではエネルギー損失の過程は殆ど、 S_e によって大勢が占められている。しかし10keV あたりになると、 S_e , S_n の相対強度の差は減少している、そして100 eV になると今度は S_n の方が S_e よりも相対強度が大きくなった。このことは減速過程を段階的に分けて示したとも解釈できる。4章で述べたように反陽子ヘリウム原子が生成されるのは、反陽子のエネルギーが I_0 以下に落ちた時である。したがって我々が求めようとしているトラップ確率には S_n が非常に重要である事が分かる。

5.3 terminal stage での l 分布

S_e 及び S_n をそれぞれ変えてシミュレーションを行い、 l 分布にどのような違いが現れるか調べた。その結果 l 分布は常に統計成分と非統計成分とが混ざりあった分布であることが判った。

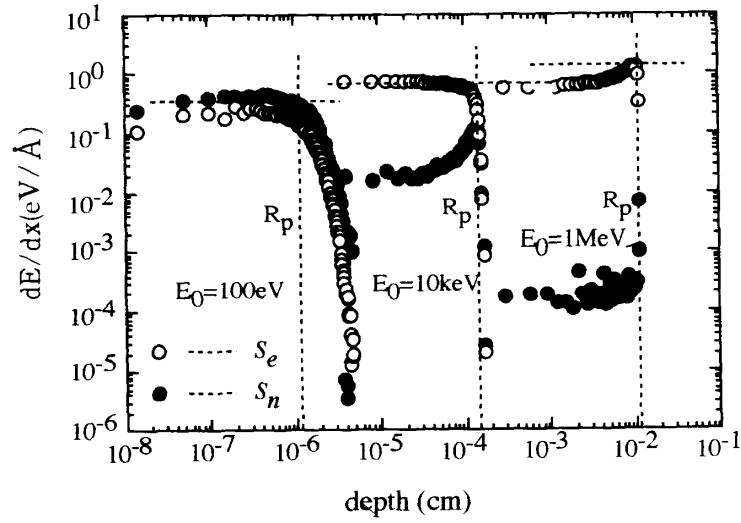


図1 Monte-Carlo シミュレーションを用いて計算した液体ヘリウム中での反陽子の S_e 並びに S_n 。但し、 E_0 は反陽子の入射エネルギー、縦の破線で示した R_p はプロジェクトレンジを示す。

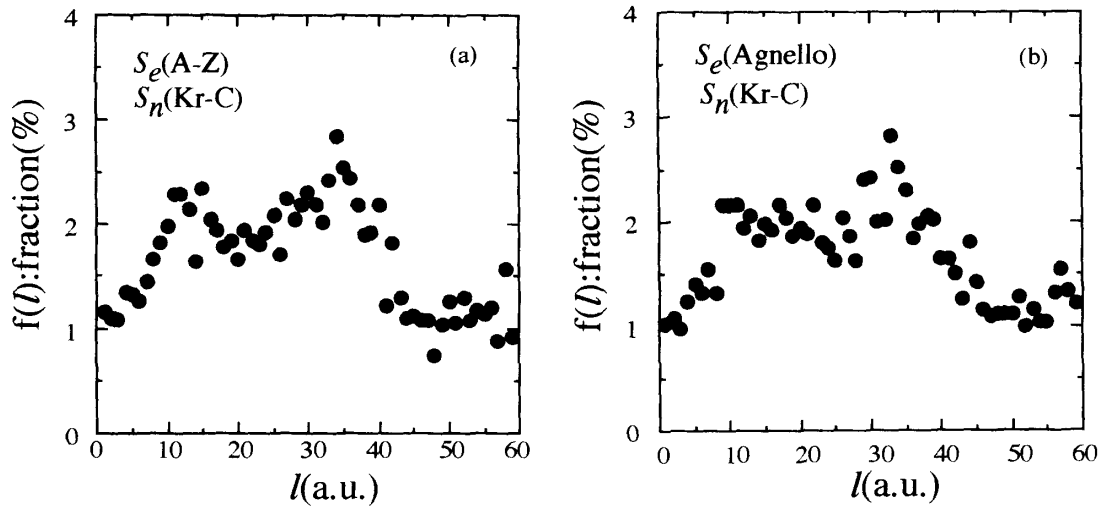


図2 A-Zの S_e ⁶⁾と Kr-C ポテンシャル¹⁰⁾を用いた l 分布(a)と Agnello らの S_e ⁷⁾と Kr-C ポテンシャルの S_n を用いた l 分布(b)との比較。

5.3-1 S_e のモデルの影響

図2はA-Zの S_e と Kr-C ポテンシャルの S_n を用いた l 分布と、Agnello らの S_e と Kr-C ポテンシャルの S_n を用いた l 分布とを比較した図である。その結果 S_e の違いは最終的な l 分布には余り大きく影響しなかった。

5.3-2 S_n のモデルの影響

図3では実験値である Agnello らの S_e を用い、ポテンシャルの影響を調べた。ポテンシャルを Kr-C から MO に変えて、 l 分布を比較した結果、 l 分布に大きな違いがみられた。このことから、ポテンシャルの違いが最終的な l 分布に非常に大きく効いてくる事が分かる。ポテンシャルを変えるという事は、結局 S_n を変化させる事に相当するので、5.2節で述べたが、ここでもトラップ確率には S_n が非常に重要である事が確かめられた。

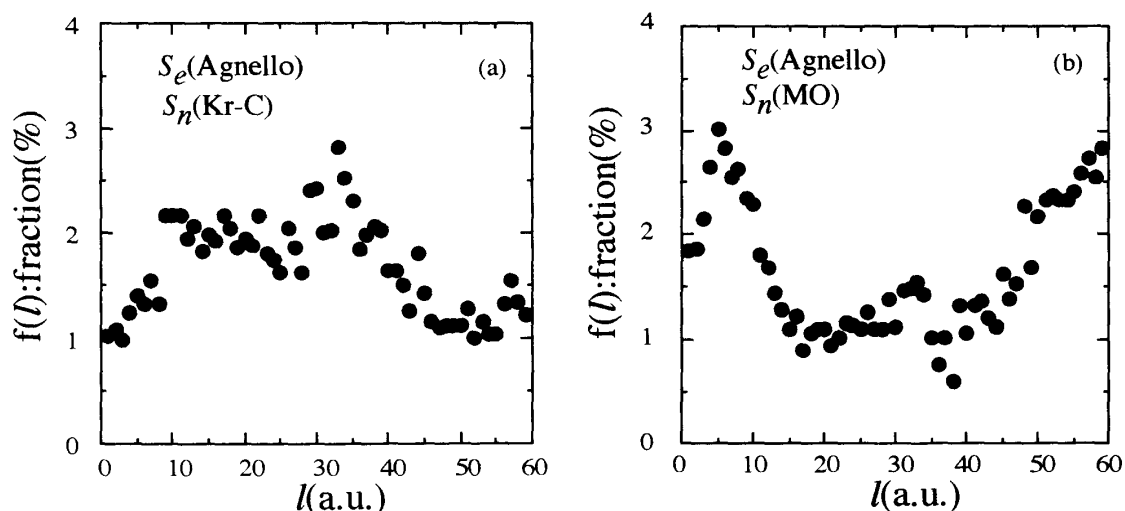


図3 Agnello らの S_e ⁷⁾と Kr-C ポテンシャル¹⁰⁾を用いた l 分布(a)と Agnello らの S_e と MO ポテンシャル⁹⁾を用いた l 分布(b)との比較。

5.3-3 ポテンシャルの変化に伴う統計成分と非統計成分の割合

terminal stage における l 分布は先に述べたように S_n が非常に重要である。便宜的に Kr-C ポテンシャル¹⁰⁾を用いた場合、反陽子とヘリウム原子との間のポテンシャルと、陽子とヘリウム原子との間のポテンシャルとでは、電荷の違いだけで対称になる。しかし MO ポテンシャルのように反陽子とヘリウム原子との間のポテンシャルと、陽子とヘリウム原子との間のポテンシャルとでは対称にはならない。これが Kr-C ポテンシャルと MO ポテンシャルに関して式(2)で述べたような明らかな r 依存性の違いが原因である。

r 依存性の違いは、原子間相互作用の場合遮蔽定数の違いで議論できることが多い。そこで、それぞれのポテンシャルの違いを、反陽子とヘリウム原子との間の相互作用の“遮蔽定数 a ”の違いとして取り出した。Kr-Cポテンシャルでは通常 Firsov の遮蔽定数 a_F を用いる。Kr-C の a を a_F からあえて変えたポテンシャルと、MO ポテンシャルとで l 分布の形状を比較した。更に l 分布の統計成分と非統計成分の割合がどのように変化するかも同時に調べた。

図4で見るように、 $f(l)$ は、原点を通る直線的な増加関数と、1～2個のピークの和と見ることが出来る。この基部の増加関数を統計成分、ピーク部分を非統計成分と我々はみなした。3章で述べたように l 分布の統計成分は $2l+1$ に比例した直線的な分布を示す事が予想される。例えば MO+Agnello の時 $l=20$ 付近から、Kr-C+Agnello の時 $l=50$ 付近から先がほぼ直線的な分布を示しているのでそれぞれ直線を引きその範囲内を統計成分として表現した。統計成分と非統計成分の割合は面積比から求めた。図4のハッチ部分が統計成分を示す。

今回の計算モデルの中で最も信頼できる S_e :Agnello+ S_n :MO というケースでは、68%が統計成分で占められているという結果が得られた。 $f(l)$ 分布の形状と、この占有比に最も近い結果は、Kr-C ポテンシャルで $a=0.5a_F$ を用いた場合得られた。Kr-Cの遮蔽定数

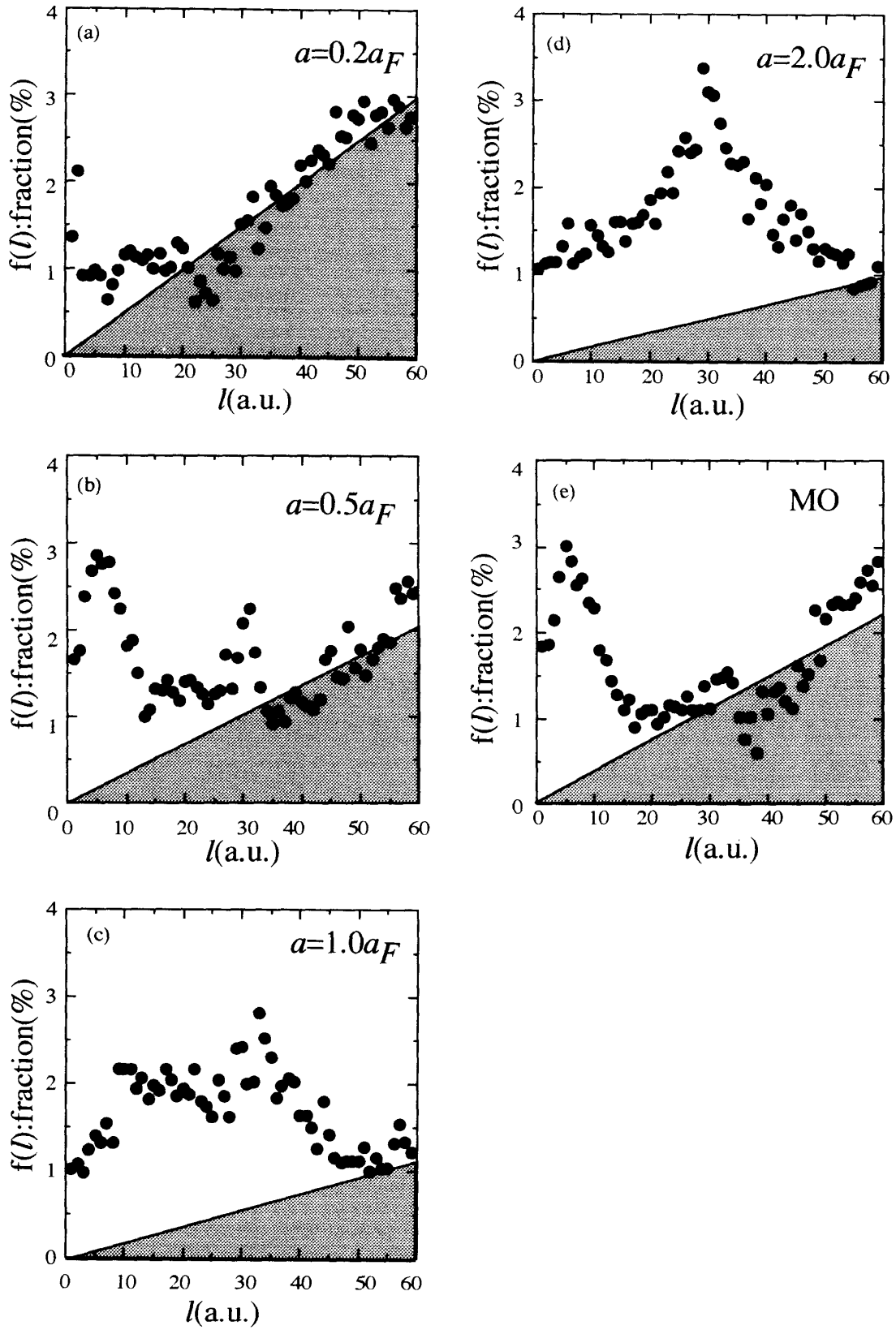


図4 Kr-C ポテンシャルの遮蔽定数 a を変化させた時の l 分布(a)~(d), および MO ポテンシャル⁹⁾を用いた l 分布(e)。黒丸はシミュレーション結果。斜線部分が統計成分の割合を示す。 S_e は全て Agnello らの S_e ⁷⁾を用いた。

を $a = 0.2a_F$, $a = 0.5a_F$, $a = 1.0a_F$, $a = 2.0a_F$ と順に増加させた時の統計成分の割合は88%, 63%, 41%, 31%と減少していく。 a の大きさを変えることは反陽子とヘリウム原子との相互作用を変えることに相当する。 a の大きさを大きくするという事は反陽子とヘリウム原子との間の相互作用の範囲を大きく決める事に相当し, その分反陽子はより広い領域でヘリウム原子によって軌道を曲げられ, 非統計成分の割合が増加したものと考えられる。

5.3-4 トラップ確率

我々は式(3)から実際にトラップ確率を求めた。先に述べたように森田らのレーザーによる実験²⁾において $37 \leq L \leq 40$ の長寿命状態が確認されたので我々は $l_1 = 37$, $l_2 = 40$, $l_{\max} = 60$ でトラップ確率を計算した。その結果 Kr-C+A-Z の時 $q = 5\%$, Kr-C+Agnello の時 $q = 5\%$, MO+A-Z の時 $q = 3\%$ であり, 最も信頼できるモデルで考えた, MO+Agnello の時 $q = 3\%$ だった。 q の値で見ると, 図2～4にみられた顕著な $f(l)$ の違いが大きく反映されないようであるが, それは $37 \leq l \leq 40$ という範囲の狭さに依ると考えられる。 $f(l)$ の評価はむしろ反陽子ヘリウム原子を作る前の電子的プロセスに重要であろう。

6. 結 論

我々は S_e に関しては Agnello らの実験データを⁷⁾, S_n に関しては井口と季村らの計算に基づく MO ポテンシャル⁹⁾をそれぞれ考慮して Monte-Carlo シミュレーションを用いて, 反陽子の長寿命成分を, 特に terminal stage での l 分布に注目して調べた。その結果3つの結論を得た。

- 1) terminal stage での l 分布($f(l)$) には統計成分と非統計成分の2つに分かれていて, 統計成分の割合は68%である。
- 2) 反陽子とヘリウム原子の間の相互作用ポテンシャルは $f(l)$ に大きく影響する。Fermi-Teller 効果を入れた MO 計算に基づくポテンシャルは, Kr-Cポテンシャルに比べその遮蔽定数を半分にすると程局在性の強いものであるが, この効果が統計成分を増やし, 一方で $l < 31$ の短寿命成分を増やす。
- 3) トラップ確率は3%となり実験事実とほぼ一致した。

7. 課 題

(i) 今回のトラップモデルでは反陽子のエネルギーが I_0 以下に落ちた時ターゲットであるヘリウム原子に捕まるとした, しかしその時の捕獲の断面積は一定であるとしたが³⁾, Dolinov 達はエネルギーによって捕獲の断面積が変わってくると考えている¹²⁾。したがってこの点について検討する必要がある。

(ii) Beck 達は反陽子がヘリウム原子に完全に捕えられた時電子が一つ残っているか, 否かにより長寿命と短寿命を区別している¹³⁾。一方我々は反陽子がヘリウム原子に捕えられ

る直前の角運動量 l の大きさにより長寿命と短寿命を区別している。しかし 3 章で述べたように、電子が一つ残っていたとしてもその時の反陽子の角運動量が小さかったとしたら、オージェ遷移によってすぐに残りの電子をイオン化させ、短寿命状態になる事が理論的⁴⁾にも、実験的¹⁾にも分かっている。山崎と大槻は反陽子の角運動量 l が 31 以下でヘリウム原子に捕えられた時は不安定状態になり、1 度そこに入ると直ちに対消滅を起こす事を示し $31 \leq l \leq 37$ の準位を長寿命状態と結論づけた⁴⁾。しかし反陽子の角運動量 l が 31 より大きな領域でヘリウム原子に捕まったとしても、オージェ遷移によってすぐに残りの電子をイオン化させてしまったらやはり短寿命状態になる¹⁴⁾。

したがって我々は実験で確認された¹⁾ $37 \leq L \leq 40$ の準位を長寿命状態として実際にトラップ確率を求めた。その結果 3 % という値を得て実験事実とほぼ一致した。一方 Beck 達はトラップ確率を 23 % と結論づけている。しかし Beck 達の考えも考慮に入れた今後シミュレーションを行う事は重要であると思われる。

8. 参考文献

- 1) M. Iwasaki et al., *Phys. Rev. Lett.* **67**, 1246 (1991).
- 2) N. Morita et al., *Phys. Rev. Lett.* **72**, 1180 (1994).
- 3) G. T. Condo, *Phys. Lett.* **9**, 65 (1964).
: J. E. Russell, *Phys. Rev. Lett.* **23**, 63 (1970).
: J. E. Russell, *Phys. A* **1**, 721 (1970).
- 4) T. Yamazaki and K. Ohtsuki, *Rhys. Rev. A* **45**, 7782 (1992).
- 5) J. Lindhard, *Nucl. Instr. Meth.* **132**, 1 (1976).
- 6) H. H. Andersen and J. F. Ziegler, "The Stopping and Ranges of Ions in Matter", vol. 3, page 3 (Pergamon, New York, 1977).
- 7) M. Agnello et al., *Phys. Rev. Lett.* **74**, 371 (1995).
- 8) E. Fermi and E. Teller, *Phys. Rev.* **72**, 399 (1947).
- 9) M. Kimura and M. Inokuti, *Phys. Rev. A* **38**, 3801 (1988).
- 10) S. T. Nakagawa and T. Joh, *Nucl. Instr. Meth. B*, in press (1996).
- 11) W. D. Wilson, L. G. Hagmark, and J. P. Biersack, *Phys. Rev. B* **15**, 2458 (1977).
- 12) V. K. Dolinov, G. Ya. Korenman, I. V. Moskalenko, and V. P. Popov *Muon Catal. Fusion* **4**, 169 (1989).
- 13) W. A. Beck, L. Wilets, and M. A. Alberg, *Phys. Rev. A* **48**, 2779 (1993).
- 14) N. Morita, K. Ohtsuki, and T. Yamazaki, *Nucl. Instr. Meth. A* **330**, 439 (1993).

The trapping probability of antiprotons impinged into liquid Helium

Tetsuo JOH and Sachiko. T. NAKAGAWA

Dept. of Appl. Phys.

Okayama University of Science

1-1 Ridai-cho, Okayama 700, Japan

(Received October 7, 1996)

It is known that when antiprotons are implanted into liquid ${}^4\text{He}$ with a low energy of 5.6 MeV, a very small fraction 3.6% of them has an extraordinary long lifetime in the order of a few microseconds at the longest. This delayed fraction "q" should reflect the distribution of angular momentum l of $f(l)$ with respect to a ${}^4\text{He}$ atom or the annihilation center of each. The present concern is whether $f(l)$ is a statistical distribution or not, how does the interaction potential influence on $f(l)$, and how small the q-value is. Taking into account the energy dissipation by means of electronic stopping power measured and an interaction potential derived by the Molecular-Orbital theory, we simulate the classical trajectories of implanted into ${}^4\text{He}$ with an energy of 1MeV. We obtained three conclusions: The fraction of the statistical distribution was 68%. The interaction potential decisively determined the $f(l)$. The delayed fraction was evaluated as $q=3\%$.