

TiD 固体に対する重水クラスター衝撃における 重水素原子の加速効果

村 本 哲 也*・山 村 泰 道**

*岡山理科大学大学院理学研究科修士課程応用物理学専攻

**岡山理科大学理学部応用物理学科

(1992年9月30日 受理)

要 旨

TiD 標的に重水クラスターを入射させる場合と重水素クラスターを入射させる場合に対して、系内重水素原子が受ける加速の違いを評価した。系内での加速機構として Fermi Shuttle モデルを採用し、運動する二粒子間の衝突に関する Gryzinsky の理論を応用した。重水クラスター入射ではクラスター内に酸素原子が含まれることにより、重水素クラスター入射よりも系内重水素原子が大きな加速を受ける可能性があることがわかった。

1. 序 論

1989年に BNL (Brookhaven National Laboratory) のグループは TiD 固体標的上への重水クラスターイオン (分子数25~1300) 衝撃の実験をおこない、D-D 核融合反応 ($D + D \rightarrow T + p$) によるプロトンを観測したと報告した¹⁾。BNL の実験でクラスター当りの入射エネルギーは300keV 即ちクラスター内重水素原子当り1200~23eV であり、直接核反応によるプロトンが観測されるエネルギーに比べてかなり低い。

1990年に Lyon (Institut de Physique Nucléaire de Lyon) のグループが TiD 固体標的上への純粋な重水素クラスターイオン衝撃の実験を行った²⁾。Lyon のグループはクラスター内重水素原子当りの入射エネルギーを BNL の実験と同じ (400eV, 500eV) にして実験したがプロトンを観測できなかった。

BNL の実験に対する理論的な研究として、Crawford³⁾と Hautala 達⁴⁾等が Shuttle 運動による系内重水素原子の加速を考慮した核融合収量の評価を行い、実験値よりはるかに小さい理論値を得ている。

大きなクラスターイオンを固体に入射させる場合、単原子イオン入射では起きない特有の現象が起こることが期待されている。そのクラスター効果の一つが加速効果で、系内原子の一部にクラスター内原子当りの入射エネルギーより高い運動エネルギーを持つものが現われる現象である。

系内重水素原子が受ける加速の解析に使用した Fermi Shuttle モデルは、1949年に荷電

粒子（宇宙線）が連続散乱を経て高エネルギー宇宙線へと加速されることに Fermi が注目して提出した加速モデルである⁵⁾。彼は、高速で宇宙空間を運動する磁気を持つプラズマ雲（磁気雲と呼ばれる）が入射した荷電粒子の軌道を曲げ反射する時粒子にエネルギーを与えること、そして互いに接近する磁気雲の間を荷電粒子が何回も往復する場合に高効率の加速が可能であることを示した。

我々は古典力学の立場から、TiD 標的に重水クラスターを入射させる場合と重水素クラスターを入射させる場合に対して、連続衝突モデルに Gryzinsky の理論⁶⁾を応用し、クラスター内に酸素原子が含まれることによる系内重水素原子が受ける加速の違いを任意の散乱角について評価した。

2. 方 法 論

大きなクラスターの照射では極く狭いクラスター衝撃領域において、クラスター内原子の一部は標的内原子と衝突したが他のクラスター原子はクラスター入射速度を保ったまま入射してくるような初期に Fermi 加速に似た現象が起こる可能性がある。系内重水素原子に対するこの加速を評価するため、種々な原子の組み合わせが考えられる Shuttle モデルの中から最も効率の良い二種のモデルを考えた。具体的にはクラスター内の粒子 1 は重水素原子、クラスター内の粒子 2 は重水素クラスターを入射させる場合は重水素原子で重水素クラスターを入射させる場合は酸素原子、標的内の粒子 3 はチタン原子、標的内の粒子 4 は重水素原子である。即ちクラスター内重水素原子の加速に注目する Shuttle モデルが図 1 であり、そこではクラスター内の粒子 2 は粒子 1 を加速する役割を、標的内の粒子 3 は少ないエネルギー損失で粒子 1 を散乱させる役割をはたす。そして標的内重水素原子の加速に注目する Shuttle モデルが図 2 であり、そこではクラスター内の粒子 2 は粒子 4 を加速する役割を、標的内の粒子 3 は少ないエネルギー損失で粒子 4 を散乱させる役割をはたす。それらの Shuttle モデルに運動する二粒子間の衝突を記述する Gryzinsky の理論⁶⁾を応用し、古典力学に基づき加速効果を解析した。

図 1, 2 に示すように m_n ($n = 1, 2, 3, 4$) はそれぞれの粒子の質量, v_0 はクラスター入射速度, E_0 は粒子 1 の入射エネルギー（この場合はクラスター重水素原子の入射エネルギー）, E_2 は粒子 2 の入射エネルギーを表す。加速を注目する粒子 1, 4 の運動エネルギー, 速度, 散乱角は $E_{n,s}$, $v_{n,s}$, $\theta_{n,s}$ でそれぞれ表す。ここで $s = a', a, b', b$ で多重衝突の各段階を区別する。一般的に論ずる場合には s を省略することにする。粒子 1, 4 のエネルギーゲインを次式で定義する。

$$\omega_{n,s} = E_{n,s}E_0^{-1} \quad (1)$$

図 1 の a 段階での $\theta_{n,s}$ の限界と $\omega_{n,s}$ の関数関係は Gryzinsky の理論を応用して次の様に書ける。

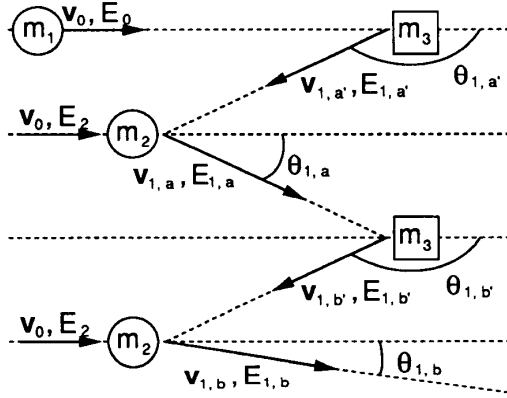


図1 クラスター内重水素原子（粒子1）の加速に注目する Fermi Shuttle モデルを示す。

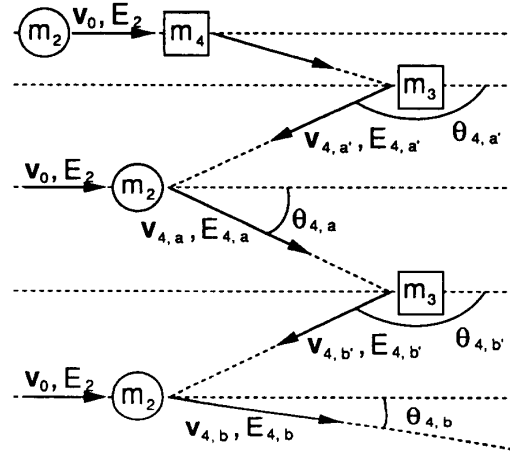


図2 標的內重水素原子（粒子4）の加速に注目する Fermi Shuttle モデルを示す。

$$\cos \theta_{1,a,\pm} = \omega_{1,a}^{-1/2} \left[\omega_{1,a'}^{1/2} \cos \theta_{1,a'} + \frac{1}{2} (\omega_{1,a} - \omega_{1,a'}) \frac{m_1}{m_2} \omega_{1,a'} \xi_{\pm} \right] \quad (2)$$

ここで

$$\omega_{1,a'} = \left[\frac{m_1}{m_1 + m_3} \cos \theta_{1,a'} + \sqrt{\left(\frac{m_1}{m_1 + m_3} \cos \theta_{1,a'} \right)^2 + \frac{m_3 - m_1}{m_1 + m_3}} \right]^2 \quad (3)$$

$$\xi_{\pm} = \frac{1}{\eta_c} \left(A \pm \sqrt{A^2 - \frac{1}{4} \left(\frac{\omega_{1,a}}{\omega_{1,a'}} - 1 \right)^2 \eta_c \eta_r} \right) \quad (4)$$

$$A = \sin^2 \theta_{1,a'} + \frac{1}{2} \left(\frac{\omega_{1,a}}{\omega_{1,a'}} - 1 \right) \left[1 - \frac{m_1}{m_2} \omega_{1,a'} + \frac{m_1 - m_2}{m_2} \omega_{1,a'}^{1/2} \cos \theta_{1,a'} \right] \quad (5)$$

$$\eta_c = \left(\frac{m_1}{m_2} \right)^2 \omega_{1,a'} + 1 + 2 \frac{m_1}{m_2} \omega_{1,a'}^{1/2} \cos \theta_{1,a'} \quad (6)$$

$$\eta_r = \omega_{1,a'} + 1 - 2 \omega_{1,a'}^{1/2} \cos \theta_{1,a'} \quad (7)$$

図1, 2の一般的な連続衝突における各段階の ω_n の可能範囲は解析的に表すことが非常に難しいが, Gryzinsky の二体衝突についての理論を繰り返し適用し, 数値計算によって求めることが可能である。

なお, 運動している二粒子間のエネルギーの授受に関しては, 一方が静止している場合と異なり, 正面衝突が必ずしもエネルギー授受の最大を与えるわけではない。図1を例に

でも, 第一衝突の90°近い散乱で粒子1が少しエネルギーを失っているためである。

図3は重水クラスター入射でも起こる。これは重水内には酸素原子だけでなく重水素原子も含まれているからである。しかしながら系内重水素原子の加速効果においては, 次に述べる粒子2が酸素原子の場合に比べ加速効果が圧倒的に小さい。

図4は TiD 標的上に重水クラスターを入射させる場合に対応するクラスター内重水素原

ても、第一衝突の90°近い散乱で粒子1が少しエネルギーを失っているためである。

図3は重水クラスター入射でも起こる。これは重水内には酸素原子だけでなく重水素原子も含まれているからである。しかしながら系内重水素原子の加速効果においては、次に述べる粒子2が酸素原子の場合に比べ加速効果が圧倒的に小さい。

図4はTiD標的上に重水クラスターを入射させる場合に対応するクラスター内重水素原子の加速可能範囲を示す。この図は一見等高線の様に見えないが、実は斜めに立て掛けた板状の立体の等高線を示している。この図には次のような特長がある：

- i) $\omega_{1,a} = 1$ の等高線のうち $\theta_{1,a'}$ が大きい方の線は図3と同様の理由で $\theta_{1,a'} = 0$ の近くで $\theta_{1,a} = \theta_{1,a'}$ の直線に近い。
- ii) 図3と同様の理由で $\omega_{1,a}$ が大きくなるに従い $(\theta_{1,a'}, \theta_{1,a})$ の可能範囲が狭くなる。
- iii) 等高線で囲まれた範囲の $\theta_{1,a}$ 軸方向の幅が図3と比べて狭い。この場合粒子2に比べて粒子1の運動量が小さいため、第二回目の衝突は粒子2と静止した粒子1との衝突に近い。もし粒子1が静止しているなら粒子2との衝突で、ある $\omega_{1,a}$ に対して $\theta_{1,a}$ はある一つの値しか持たない。よって等高線で囲まれた範囲の $\theta_{1,a}$ 軸方向の幅が狭くなる。
- iv) エネルギーゲインの最大値 $\omega_{1,a} = 6.20$ は粒子1の180°散乱の連続の場合に起こる。この場合 $m_2 = 7.94m_1$ であるので $E_{\text{crit}} = 12.0E_0$ であり、a'段階で粒子1の可能なエネルギーゲインが12.0未満なので、粒子1の180°散乱の連続の場合が最大のゲインを与える。

これより重水クラスター入射の場合では重水素クラスター入射の場合に比べて、クラスター内に酸素原子が存在することにより可能な $\omega_{1,a}$ の最大値が3.23倍大きいことがわかった。この違いは次の様に考えれば理解できる。速度は等しいがクラスター酸素原子は重水素原子との質量比に応じた7.94倍の入射エネルギーを持つ。系内重水素原子がクラスター

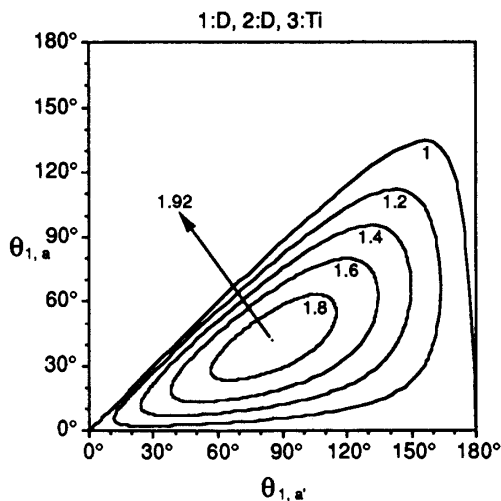


図3 重水素クラスターに対する解析解式(2)によるクラスター内重水素原子のエネルギーゲイン可能範囲を示す。 $\omega_{1,a}$ の最大値は1.92であり、その時 $\theta_{1,a'} = 85.4^\circ$, $\theta_{1,a} = 41.7^\circ$ である。

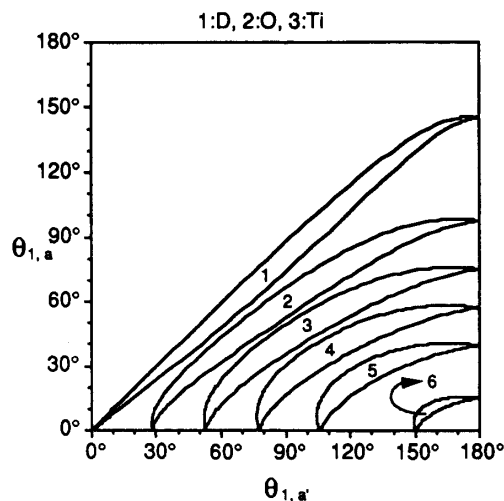


図4 重水クラスターに対する解析解式(2)によるクラスター内重水素原子エネルギーゲイン可能範囲を示す。 $\omega_{1,a}$ の最大値は6.20であり、その時 $\theta_{1,a'} = 180^\circ$, $\theta_{1,a} = 0^\circ$ である。

酸素原子と衝突する場合は、クラスター重水素原子との衝突よりさらに大きいエネルギーを奪うことが可能になる。

3.2 多重 Shuttle モデル

図5～8は二回までの Shuttle によるエネルギーゲインの可能範囲を示す。図5, 6ではクラスター内重水素原子の加速を, 図7, 8では, 標的內重水素原子の加速を評価する。図5, 7は TiD 標的に純粋な重水素クラスターを入射させる場合に対応し, 図6, 8は重水クラスターを入射させる場合である。図5～8中の各曲線は $a' \sim b$ 段階における ω_n の可能範囲の上限を θ_n の関数として示している。

図5は TiD 標的に純粋な重水素クラスターを入射させる場合に対応するクラスター内重水素原子の加速可能な上限を示す。この図には次のような特長がある：

i) 粒子1が粒子3との衝突をした後の b' 段階では, 粒子1の加速は起こらず, ω_1 の可能な上限の曲線は最大の所が a 段階の最大の所に接したままで, 角度に対する変化が小

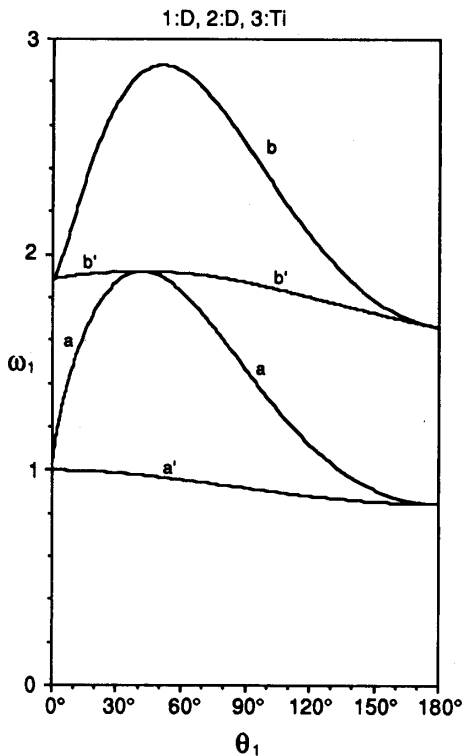


図5 重水素クラスターに対するクラスター内重水素原子のエネルギーゲイン可能範囲を示す。それぞれの段階について ω_1 の最大値は, $\theta_{1,a'} = 0^\circ$ の時 $\omega_{1,a'} = 1$, $\theta_{1,a} = 41.7^\circ$ の時 $\omega_{1,a} = 1.92$, $\theta_{1,b'} = 41.7^\circ$ の時 $\omega_{1,b'} = 1.92$, $\theta_{1,b} = 50.9^\circ$ の時 $\omega_{1,b} = 2.88$ である。

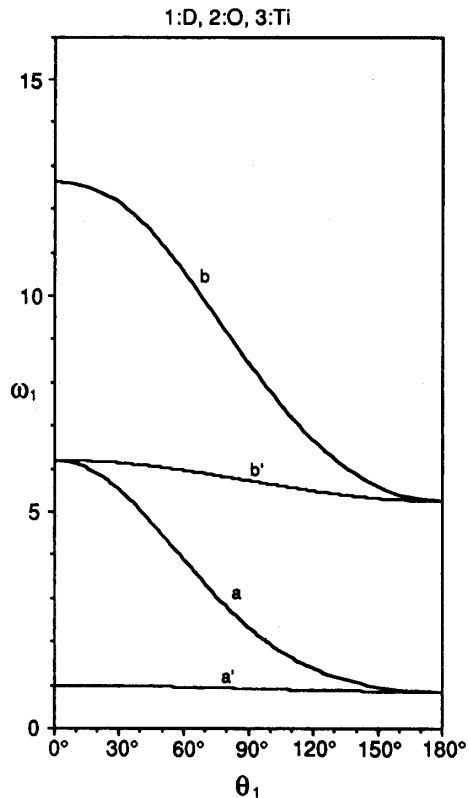


図6 重水クラスターに対するクラスター内重水素原子エネルギーゲイン可能範囲を示す。それぞれの段階について ω_1 の最大値は, $\theta_{1,a'} = 0^\circ$ の時 $\omega_{1,a'} = 1$, $\theta_{1,a} = 0^\circ$ の時 $\omega_{1,a} = 6.20$, $\theta_{1,b'} = 0^\circ$ の時 $\omega_{1,b'} = 6.20$, $\theta_{1,b} = 0^\circ$ の時 $\omega_{1,b} = 12.6$ である。

$$E_{\text{crit}} = \frac{1}{4} E_0 \left(1 - \frac{m_2}{m_1}\right)^2 \quad (m_2 \geq m_1) \quad (8)$$

$$\theta_{\text{crit}} = \arccos \left[\frac{1}{2} \omega_1^{1/2} \left(1 - \frac{m_2}{m_1}\right) \right] \quad (m_2 \geq m_1) \quad (9)$$

一方 a', b' 段階で $E_1 < E_{\text{crit}}$ ならば粒子 2 が静止した粒子 1 と衝突する場合と同様に, 粒子 1 が粒子 2 と正面衝突して粒子 1 が 180° 散乱するとき粒子 1 は粒子 2 から最大のエネルギー ($< E_2$) を得る。

3. 結果と考察

系内重水原子の受ける加速の評価に当たっては, 基本的に何回の Shuttle でも ω_n を任意の散乱角にわたって評価できるが, クラスター内に酸素原子が含まれることがその加速に与える影響を定性的に議論するためには, 少数回の Shuttle について評価するだけで十分である。以下に示すのは解析解式(2)で表すことができる単純 Shuttle モデルと Gryzinsky の理論を繰り返し計算できる多重 Shuttle モデルについての結果と考察である。

3.1 単純 Shuttle モデル

図 3, 4 は一回の Shuttle によるエネルギーゲインの可能範囲, 即ち式(2)から得られた結果を示す。図 3 は TiD 標的に純粋な重水素クラスターを入射させる場合に, 図 4 は重水クラスターを入射させる場合に対応する。図 3, 4 はある $\omega_{1,a}$ のゲインを得て出てくることが可能な $\theta_{1,a'}$ と $\theta_{1,a}$ の限界を $\omega_{1,a}$ の等高線で示している。ただし図 3 で $\omega_{1,a} = 1$ の等高線は $\theta_{1,a} = 0^\circ$ の軸を含んでおり, その理由は第二回目の衝突が等質量粒子衝突であり衝突後エネルギーと方向を完全に交換してしまうことが可能だからである。

図 3 は TiD 標的に純粋な重水素クラスターを入射させる場合に対応するクラスター内重水素原子の加速可能範囲を示す。この図には次のような特長がある：

i) $\omega_{1,a} = 1$ の等高線のうち $\theta_{1,a}$ が大きい方の線は $\theta_{1,a'} = 0$ の近くで $\theta_{1,a} = \theta_{1,a'}$ の直線に近い。最初の衝突で粒子 1 の散乱角が小さい時, 第二回目の衝突は粒子 2 による追突となる。そこで粒子 1 が最初の衝突で失ったエネルギー (ここで $0.84 < \omega_{1,a'} \leq 1$ だからかなり小さい) を得るだけで済むので, 弱い散乱しか起こらず $\theta_{1,a} \cong \theta_{1,a'}$ になる。

ii) $\omega_{1,a}$ が大きくなるにつれて $\theta_{1,a'}$ と $\theta_{1,a}$ の許される範囲が狭くなる。それはより大きなエネルギー交換が起こる衝突が起こりにくいからである。

iii) エネルギーゲインの最大値 $\omega_{1,a} = 1.92$ は粒子 1 の 180° 散乱の連続ではなく $\theta_{1,a'} = 85.4^\circ$ と $\theta_{1,a} = 41.7^\circ$ の場合に起こる。この理由は, この場合 $m_2 = m_1$ であるので $E_{\text{crit}} = 0$, $\theta_{\text{crit}} = 90^\circ$ ($E_1 > 0$ の時) となり, 粒子 1 が第二回目の衝突で有効な加速を得るために最初の衝突で 90° 近い散乱を受けなければならないからである。ゲインの最大値が 2 に満たない理由は, 粒子 1 の第二衝突が入射角 90° の近くで粒子 2 のエネルギーを全て奪ったとし

さくなっている。それらの理由は、静止している粒子3との衝突がエネルギー損失過程であること、粒子3は粒子1との質量比が大きくほとんどエネルギー損失なしで粒子1を散乱させうることにある。

ii) 粒子1が粒子2との衝突をした後のa, b段階では、図3と同様の理由で、 $\theta_1 \neq 0^\circ$ の特定の角度のところで粒子1の加速が顕著である。例えばb段階のとき最大値 $\omega_{1,b} = 2.88$ は $\theta_{1,b} = 50.9^\circ$ の場合に起こる。最大値近傍の散乱は必ず二体衝突の入射角がほぼ θ_{crit} に等しい。理論的に言えば、シャトルの段階が進むと、最大値を与える θ_1 は 90° にシフトしていく。その理由は、粒子1が段階を経て加速されるにつれて、粒子2と衝突する粒子1の速度ベクトルは v_0 より圧倒的に大きくなるからである。

図6はTiD標的に重水クラスターを入射させる場合に対応するクラスター内重水素原子の加速可能な上限を示す。この図には次のような特長がある：

i) 粒子1が粒子3との衝突をした後のb'段階では、図5と同様の理由で、粒子1の加速は起こらず、 ω_1 の可能な上限の曲線は最大の所がa段階の最大の所に接したままで、角度に対する変化が小さくなっている。

ii) 粒子1が粒子2との衝突をした後のa, b段階では、図4と同様にb'段階でも粒子1の持ちうるエネルギーが臨界エネルギー($12.0E_0$)未満であるから、 $\theta_1 = 0^\circ$ のところで粒子1の加速が顕著である。しかし理論的に言えば、粒子1が加速を繰り返して粒子2との衝突の前に E_1 が臨界エネルギー E_{crit} より大きくなれば $\theta_1 = 0^\circ$ ではなく $\theta_1 > 0^\circ$ が最大のエネルギーゲインを与える。b段階では可能なゲインの最大値 $\omega_{1,b} = 12.6$ である。

これより重水クラスター入射の場合では重水素クラスター入射の場合に比べて、クラスター内に酸素原子が存在することにより可能な $\omega_{1,b}$ の最大値が4.39倍大きいことがわかった。この理由は $\omega_{1,a}$ の最大値の違いについて前述した理由と同様である。なお、図5, 6のa段階は図3, 4と同じものを示す。

図7はTiD標的に純粋な重水素クラスターを入射させる場合に対応する標的內重水素原子の加速可能な上限を示す。この場合 $m_2 = m_4$ なので粒子4が受ける最初の反跳において E_4 の最大値はクラスター重水素原子の入射エネルギーと等しく、 ω_4 の上限の議論をする限りにおいて図7は図5と全く同じになる。

図8はTiD標的に重水クラスターを入射させる場合に対応する標的內重水素原子の加速可能な上限を示す。この図には次のような特長がある：

i) 粒子4が粒子3との衝突をした後のb'段階では、図5と同様の理由で、粒子4の加速は起こらず、 ω_4 の可能な上限の曲線は最大の所がa段階の最大の所に接したままで、角度に対する変化が小さくなっている。

ii) 粒子4が粒子2との衝突をした後のa, b段階では、図4と同様にb'段階で粒子4の可能なエネルギーゲインが $E_{crit} = 12.0E_0$ 未満であるから、 $\theta_4 = 0^\circ$ のところで粒子4の加速が顕著である。しかし理論的に言えば図6と同様に、粒子4が段階を経て加速されて

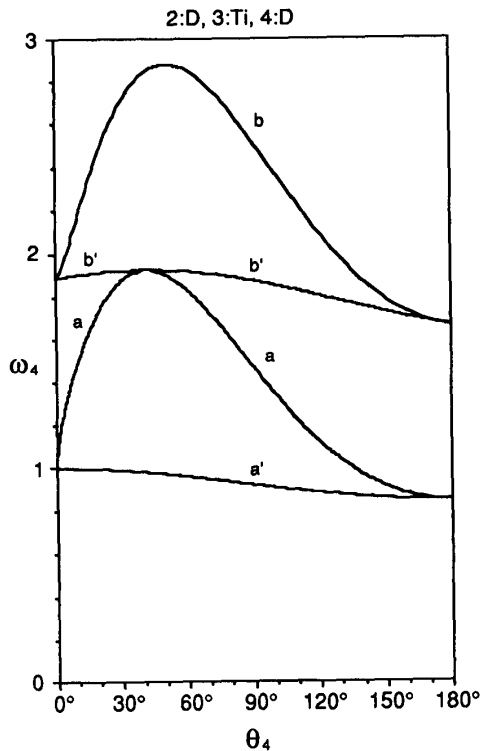


図7 重水素クラスターに対する標的内重水素原子のエネルギーゲイン可能範囲を示す。それぞれの段階について ω_4 の最大値は、 $\theta_{4,a'} = 0^\circ$ の時 $\omega_{4,a'} = 1$, $\theta_{4,a} = 41.7^\circ$ の時 $\omega_{4,a} = 1.92$, $\theta_{4,b'} = 41.7^\circ$ の時 $\omega_{4,b'} = 1.92$, $\theta_{4,b} = 51.0^\circ$ の時 $\omega_{4,b} = 2.88$ である。

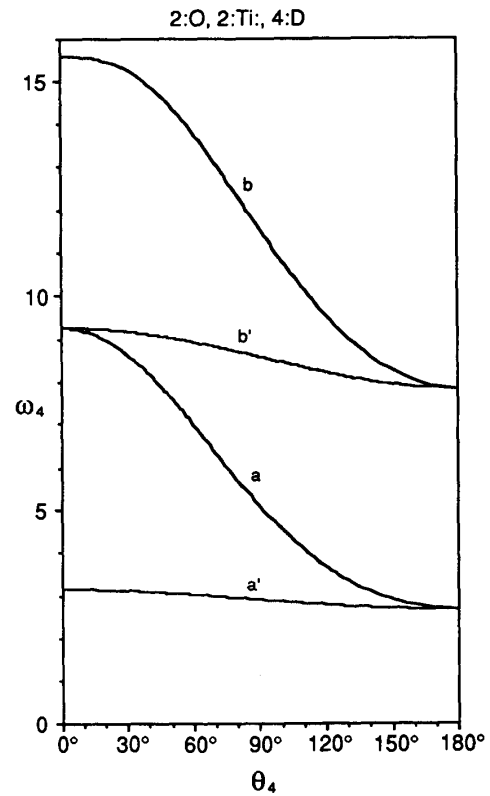


図8 重水クラスターに対する標的内重水素原子のエネルギーゲイン可能範囲を示す。それぞれの段階について ω_4 の最大値は、 $\theta_{4,a'} = 0^\circ$ の時 $\omega_{4,a'} = 3.16$, $\theta_{4,a} = 0^\circ$ の時 $\omega_{4,a} = 9.27$, $\theta_{4,b'} = 0^\circ$ の時 $\omega_{4,b'} = 9.27$, $\theta_{4,b} = 0^\circ$ の時 $\omega_{4,b} = 15.6$ である。

ゆき粒子2との衝突の前に E_4 が臨界エネルギー E_{crit} より大きくなれば $\theta_4 = 0^\circ$ ではなく $\theta_4 > 0^\circ$ が最大のエネルギーゲインを与える。b段階では可能なゲインの最大値 $\omega_{4,b} = 15.6$ である。

iii) 図8の可能なゲインの最大値が図6の最大値の1.23倍となる。その理由は、この場合 $m_2 = 7.94m_4$ であるので粒子4が受ける最初の反跳では E_4 の最大値はクラスター重水素原子の入射エネルギーの3.16 ($= \{2m_4/(m_2+m_4)\}^2$) 倍である。換って、 ω_1 と ω_4 の違いは図2のモデルでの最初の反跳エネルギーが大きい為であり、図1のモデルより衝突が一回多いことに因ると言える。また最大のエネルギーゲインを与える散乱の断面積が極く小さいことが予想できるので、小さくなった断面積と引替に粒子4が同じ段階でより大きな加速を得ていると言える。

これより重水クラスター入射の場合では重水素クラスター入射の場合に比べて、クラスター内に酸素原子が存在することにより可能な $\omega_{4,b}$ の最大値が5.41倍大きいことがわかった。この理由は $\omega_{1,a}$ の最大値の違いについて前述した理由と同様である。

4. 結 論

TiD 標的上へ重水クラスターか重水素クラスターを照射する時に起こる系内重水素原子の加速モデルに、Fermi Shuttle モデルを採用した。それに Gryzinsky の運動する二粒子間の衝突に関する理論を応用して評価したところ、重水クラスター照射では重水素クラスター照射と比較して、クラスター内に酸素原子が含まれることにより、系内重水素原子がより大きな加速を受けることが可能になる。標的內重水素原子の二回の Shuttle を考えた場合には、クラスター内に酸素原子が含まれる場合は、含まれない場合に比べて、可能なエネルギーゲインの最大値が5.41倍になる。これはクラスター内に重水素原子に比べかなり重い原子が存在することに起因する。

参 考 文 献

- 1) R.J. Beuhler, G. Friedlander and L. Friedman, *Phys. Rev. Lett.* **63**, 1292 (1989)
- 2) M. Fallavier, J. Kemmler, R. Kirsch, J.C. Poizat, J. Remillieux and J.P. Thomas, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 621 (1990)
- 3) O.H. Crawford, *Rad. Eff. Def. in Solids* **117**, 43 (1991)
- 4) M. Hautala, Z. Pan and P. Sigmund, *Phys. Rev.* **A44**, 7428 (1991)
- 5) E. Fermi, *Phys. Rev.* **75**, 1169 (1949)
- 6) M. Gryzinsky, *Phys. Rev.* **138**, A305 (1965)

Accelerations of Deuterium Atoms due to Heavy Water Cluster Impact on a TiD Target

Tetsuya MURAMOTO and Yasunori YAMAMURA

Department of Applied physics,

Faculty of Science,

Okayama University of Science

Ridai-cho 1-1, Okayama 700, Japan

(Received September 30, 1992)

For pure deuterium cluster impacts and heavy-water cluster impacts on a TiD target, the acceleration of a cluster deuterium atom and a target deuterium have been investigated, employing the Fermi-shuttle process as the energy enhanced multiple collision process. The Gryzinsky fundamental theory of the two-moving particles encounter is successfully applied to the present investigation. It is found that acceleration of deuterium atoms due to the heavy-water cluster impact is much stronger than the pure deuterium cluster impact.