

高エネルギー重イオン加速器における遮蔽設計の一考察

早大理工研 埼玉衛生科大A 高エネルギー研B

・道家忠義 大石公成^A 宮島光弘^B

最近のPrincetonやBerkeleyにおける高速重イオンの加速の成功に伴い、我が国においても更に高い高速重イオンをも加速し得る機器建設の提案がなされている。この様な現状にも拘らず、高速重イオンに対する遮蔽の問題は殆ど顧みられていない。そこで、われわれは最近になって僅かながら得られ始めた高エネルギー重イオン核反応のデータに基づいて、重イオンの遮蔽に対する考え方、およびその設計法の確立を企図しており、ここではこれまでに得られた結果について報告する。

われわれは、高速重イオンの遮蔽問題を取り扱うにあたり、まず、重イオンの阻止物質中の飛程と核反応に対するmean free path λ との比較を試みる。protonの場合にはそのエネルギーが重イオンの核子当りのエネルギーに等しい場合でも、その飛程は λ に比して充分長く、問題とはならないが、0.5~1 GeV/mの高速重イオンの飛程は λ と同程度かそれよりも短い。これは、核反応の全断面積 σ_{total} が後に示すように100 MeV/m以上で殆どエネルギーに依存しないことから、 $\sigma_{total} \approx constant$ を仮定して、飛程内の核反応の確率を求めると、protonの場合に比し極めて小さな値をとることが期待される。Fig. 1は、この様な観点から、遮蔽物質である鉄中での0.5 GeV/m及び1 GeV/mの重イオンの飛程と λ との重イオンの核電荷に対する変化を示したものである。ここで、0.5 GeV/mでも1 GeV/mでも λ は殆ど変わらないが、このような比較に σ_{total} から得られる λ を使用することには問題がある。われわれが本来に欲しい λ は、遮蔽において最も重要な高速二次粒子の発生にのみ関与した λ から得られる λ である。例えば、

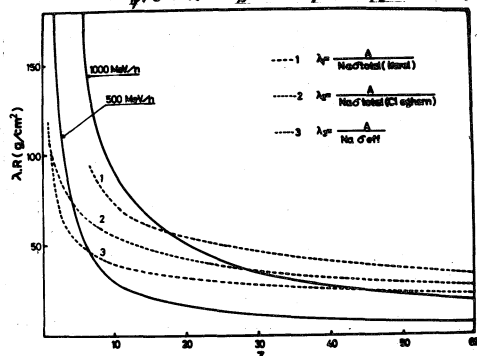


Fig. 1

単なるpick upやstripping processによる反応は高速二次粒子の発生に殆ど寄与しない。従って、高速二次粒子の発生を伴う有効核反応断面積 σ_{eff} を如何にして求めるかは、高速重イオン遮蔽における重要な研究課題の一つである。Fig. 1における λ は最近の高速重イオンによる実験結果とよく一致するKarolのsoft-spheres modelに基づいて計算された σ_{total} を使用して得られた。この λ の値は、重一次宇宙線による原子核乾板での実験結果に基づいてCleghornらによって作られた σ_{total} の公式から得られた λ_2 よりも短い。この差は、原子核乾板では上述のようなpick upやstripping processを明確に判断できないので、 σ_{total} を小さく推定してしまふことによると考えられる。しかし、遮蔽問題としてはこのような λ_2 の方が、重イオンの飛程と比較する場合にはより適切であると考えられる。また、次に述べる最近のCummingのデータから見ても高速二次粒子の発生に関与する反応の λ は更に長くなる可能性がある。 λ_3 はNイオンで高速二次粒子の発生に寄与する反応断面積 σ_{eff} は σ_{total} (Karol)の $1/2$ であるとして得られた値で、 σ_{total} と σ_{eff} との差は全て重イオンが核の周辺をかすめて飛び去る表面積反応によるとしている。恐らく、実際には $\lambda_2 \sim \lambda_3$ の値の使用が適切であらう。同様にしり、1 GeV/m程度で

は、重イオンの入射エネルギーとが等しくなるのは Ar イオン位からであるが、500 MeV/n ほどは小さく、核電荷を持つ重イオンでもその飛程は入射以下であると推定される。

次に最近 Cumming らが行った $\text{Cu} + 3.9 \text{ GeV p}$, $\text{Cu} + 3.9 \text{ GeV } ^{14}\text{N}$ の実験結果と Karol の計算結果とに基づいて、高速重イオンによる高速二次粒子（核子）の発生について考えてみる。Cumming らの実験結果によれば、3.9 GeV p と 3.9 GeV ^{14}N とによって生成される核の質量数 A_p の内、 $20 < A_p < 60$ の範囲でその生成断面積の比 $\sigma(^{14}\text{N})/\sigma(\text{p})$ がほぼ 1 に近いこと*、および $A_p < 10$ で急激に $\sigma(^{14}\text{N})/\sigma(\text{p})$ が増加することが明らかになっている。（Fig. 2）。

また、Karol は前述の model から $^{14}\text{N} + ^{64}\text{Cu}$ 反応における σ_{total} のエネルギー依存性を計算した。その結果 σ_{total} は 100 MeV/n 以上のエネルギー領域でほぼ一定であった。このことから、Cumming らの結果は重イオンのエネルギーによってそう変わらないと考えてよいであろう。20 < $A_p < 60$ の領域はいわゆる cascade process と evaporation process の = step model の立場から理解され得る部分で、そこでほぼ等しい生成断面積を示すことは proton 入射と ^{14}N 入射とで以上の二つの process がそうひどく異なつたものでないことを示している。問題

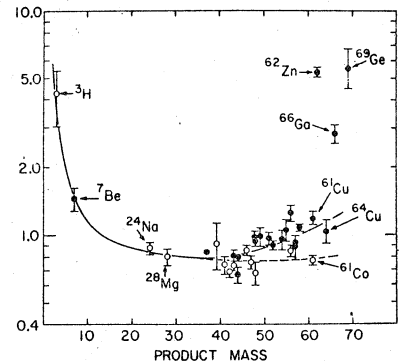


Fig. 2

は $10 > A_p$ の生成核の急激な増加をどう理解するかであるが、Cumming らの結果はターゲット物質内の放射能の測定から得られたものであるから、その運動エネルギーは小さく、遮蔽時に問題となる高速二次粒子と見做す必要はない。たゞ、よりエネルギーの高い軽い粒子の放出の可能性はあるが、その点について Cumming らのデータは何も示していないので、ここでは一応無視することにす。また、proton 入射の際の複合核の平均励起エネルギー $\langle X_0 \rangle$ は Monte Carlo 計算から 250 MeV と推定され、これから計算される放出粒子のエネルギー分布の殆どが 20 MeV 以下になり、その λ_{att} も短いのでここでは無視することにした。cascade process で放出される fission 粒子の数 $\langle N_f \rangle$ は proton 入射の場合には ~ 4.5 、重イオン入射の場合には、衝突面で cascade を引き起こす最初の衝突粒子の数が増加するとし、proton の $\langle N_f \rangle$ に重イオンの A_p に比例した weight をかけて求めた。更に入射粒子のエネルギーは ionization を繰り返して減衰して行くので、それにしたがって二次粒子のエネルギー分布を考慮しなけばならない。Fig. 3 はその際使用したエネルギー分布 $p(A_p)$ の Monte Carlo 計算の結果に基づいたものである。このように最低のエネルギー区画が 250 MeV であるため、これらの nucleon に対する λ_{att} は一応全て統一して 135 g/cm^2 と仮定した。Fig. 4 はこのようにして計算された鉄に対する 1 GeV/n の proton, ^{14}N , ^{20}Ne および ^{40}Ar がそれぞれ 1 μg 入射したときの高速二次粒子の減衰曲線である。

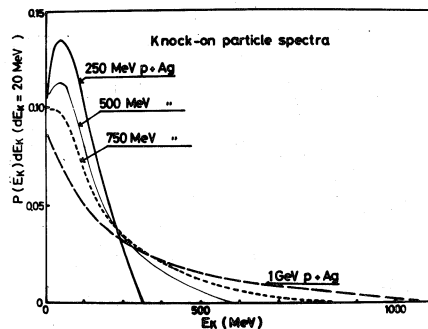


Fig. 3

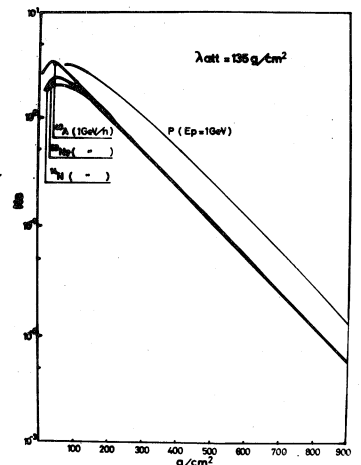


Fig. 4

線である。

* 重イオン入射の場合の σ_{total} の増大は入射粒子の破砕や Ar 近傍の核の生成断面積の増大即ち核表面附近での stripping or pick up reaction によるものと考へられる。