

②

手 論 文

Observation of Expanding Vapor Cloud
Generated by Hypervelocity Impact

京都大学理学部物理第二教室
宇宙線研究室

門野 敏彦

目次

要旨	1
1. はじめに	2
1-1. 惑星科学における高速衝突	2
1-2. クレーター形成過程	3
1-3. 高速衝突で発生するvapor cloudの惑星科学における役割	6
1-4. vapor cloudに関するこれまでの実験的研究	7
1-5. 目的	9
2. 実験	11
2-1. 高速カメラ	11
2-2. PIN-photodiode array	12
2-3. グリッド	12
2-4. 光ダイオードによる測光	13
3. 結果と議論	14
3-1. vapor cloudの一般的特徴	14
3-2. cloudの先端の膨張速度	15
3-2-1. 高速カメラ(方法1)	16
3-2-2. PIN-photodiode array(方法2)	17
3-2-3. グリッド電圧のモニター(方法3)	17
3-2-4. ジェット理論との比較	18
3-2-5. vaporの膨張速度と音速との関係	18
3-2-6. cloudの先端速度とピーク位置の膨張速度	20
3-2-7. 膨張速度についてのまとめ	20
3-3. cloudの形	21
3-4. 固体破片の速度とcloudの光度分布	23
3-5. cloudの温度	24
3-6. cloudの密度変化	26
3-7. 光度変化	28
4. まとめ	31
参考文献	33
<付録>	35
1. 衝撃波通過後の圧力と温度	35
2. ジェットの放出について	38
3. 気体の真空中への自由膨張における膨張速度	42

要旨

惑星科学の研究において、これまで高速衝突に関する現象としておもに固体破片の放出現象、つまりクレーター形成や破壊現象が調べられてきた。これに対し、近年高速衝突での気体の放出現象の惑星科学的な重要性（たとえば、大気の起源など）が認識されるようになったが、この現象の研究、特に実験的研究は非常に立ち遅れている。現状では、実験室内で惑星物質としての岩石や氷などをそれらが大量に蒸発するほどの速度に加速することはできない。そこで現象の基本過程を調べるため、入射粒子としてナイロンを用いた高速衝突実験により完全蒸発の状態を作り、基本過程を解明するために基礎実験を行った。気体が膨張するときの力学的基本量である、膨張速度、密度、また温度などについて、気体自体が発する光を利用して調べた。主な結果は次のとおりである。膨張の際の気体の先端速度は気体の初期状態から決まる音速に比例し、ほとんど一定である。膨張の仕方は必ずしも半球状ではなく、その形や飛ぶ方向は、衝突により発生する物質中の衝撃波の速度、衝突速度、衝突角度の組み合わせで得られるパラメータによって記述される。実際、気体が半球状に膨張するならば、密度は時間の -3 乗で減少するはずであるが、ややそれより小さいべき（ $-2.3 \sim -2.7$ 乗）で減衰している。さらに、発生直後の気体は光学的に厚いが、時間とともに薄くなる。また、気体の縁（先端）より内側には気体だけでなく、固体の破片も気体の先端と同程度の速度で飛んでいる。ナイロンどうしの衝突では、温度は衝突直後は 4000 K から 6000 K でその後時間の -0.04 から -0.2 乗で減衰し、光エネルギーの入射粒子の運動エネルギーに対する割合はおよそ 10^{-4} から 10^{-5} であることがわかった。

1章 はじめに

1-1. 惑星科学における高速衝突

現在の惑星系は、太陽系星雲の中の塵が繰り返し衝突し、集積、成長した結果出来上がったと考えられている。はじめ激しい乱流状態であった原始太陽系星雲では、塵はかき回されているが、その後乱流が収まると、塵は太陽系星雲の赤道面に合体成長しながら沈殿、集積し、微惑星と呼ばれるようになる。微惑星が小さいときには微惑星どうしの相対速度は小さいが、成長して大きくなってくると次第に互いの重力が効きはじめ、軌道が乱され、相対速度が増すようになる。このような状況で微惑星が衝突、合体をして、いかに原始惑星が形成されるかを理解するために、衝突という現象を理解することが大変重要であり理論的にも実験的にも精力的に調べられてきた。

これまでの衝突に関する惑星科学的な研究では、上記のような観点から半無限平面に形成されるクレーターや有限サイズの物体の破壊が扱われ、おもにクレーターの形、衝突で放出される破片のサイズ分布や速度分布などが調べられてきた。微惑星どうしの相対速度がそれほど大きくないときには、クレーターの形や固体破片の生成を考えていけばよい。しかし最近の太陽系形成のモデルでは成長しつつある原始惑星に降り注ぐ微惑星はそのサイズおよび相対速度が時間とともに増加し、微惑星が原始惑星との衝突で破壊されつくすまで、衝突はより激しさを増していく、といわれている。原始惑星表面からの脱出速度は数km/sにもなり、微惑星は少なくともこの速度で衝突する。このような激しい衝突では、衝突した固体の一部または全部が蒸発する（1-2参照）。もし太陽系の歴史の中で高速衝突-蒸発の過程が頻繁に起これば、惑星形成と進化に対して重要な役割を果たしたということが予想される。

以下で具体的に述べるように、80年代後半になって蒸発して発生したvaporの影響を考慮に入れた研究も出始めている（1-3参照）。したがって、クレーターの形や固体破片に関するだけでなく、衝突により発生するvapor cloudの性質について詳細に調

べることは惑星の進化についてより正確な知見を与えると考えられる。

本章の1-2では、まずクレーター形成とそこでのvapor生成の過程を簡単に紹介する。その後、1-3で衝突により発生するvaporの惑星科学における応用を述べた最近の説をいくつか簡単に紹介し、1-4でこれまでに行われているvapor cloudに関する実験的研究について述べる。

1-2. クレーター形成過程

衝突で生じる気体成分を調べるのに基礎となるクレーター形成とvaporの発生過程について説明する。衝突クレーターの形成は、入射粒子が標的に接触することで始まり、クレーターの周囲の物質が最終的に静止する時に終わる、というような連続的な過程である。この過程をいくつかの段階に分けて考えるのが便利である。もちろんそれぞれの段階は次の段階に連続的に変化し、段階にはっきりとした境界があるわけではない。

ここでは Gault et al. (1968)によって提案されたような、三つの段階に分ける。これらは時間順に圧縮、掘削、及び変形の三段階であるが、このうち気体の蒸発と膨張に関わりがある圧縮段階について詳しく述べ、その後掘削、変形段階について簡単に触れる。

衝突によるクレーター形成の最初の段階は入射粒子が標的の表面に接触したときに始まる。接触後、高速で動く入射粒子はその進行方向にある標的物質を圧縮する。同時に標的からの抵抗により入射粒子物質も圧縮され、減速させられる。入射粒子と標的の接触域の物質は非常に圧縮され、圧縮物質と非圧縮物質との境に衝撃波が形成される(図1-1a)。これらの衝撃波は入射粒子と標的の接触点から発生し、入射粒子および標的の中にも形成される。入射粒子が標的の中へ貫入し続けるとともに、衝撃波面は広がって入射粒子と標的の両方に伝播していく。この段階での衝撃波が通過したあとの圧縮された物質の圧力などは、近似的に求めることができる(付録1)。たとえば岩石同士で秒速10km/s以上の高速衝突では、圧力は100GPaのオーダーにも達する。

入射粒子が標的に貫入するにつれ、入射粒子の表面と標的表面の交差する部分（入射粒子が球の場合は円）はひろがる。この交差部分がひろがる速度より、それぞれの物質中を走る衝撃波の速度が速くなると圧縮された物質が自由表面に直接触れ、高圧から解放されて溶融あるいは蒸発した物質のジェットとして入射粒子と標的の接触面から、入射粒子の衝突速度より通常速い速度で放出される（図1-1b）。衝突によるジェットと思われる現象は、Gault et al. (1963)によって1960年代前半に高速衝突実験で初めて、高速カメラでの撮影により観測された。彼らはアルミニウムと玄武岩を速度6km/sで衝突させたが、通常はこのような実験条件では入射粒子も標的も溶けないと考えられていた。

このようなジェット現象は軍事的な意味においてよく研究されていたが、衝突クレーターの観点からはあまり注目されてこなかった。それは、ジェットは入射粒子の質量やエネルギーのほんの一部（約10%以下程度）でしかない、と考えられていたからであるが、最近になって斜め衝突においては、ジェットが惑星科学的な意味で重要な役割を果たしている、つまりジェットとして大量の物質が高速で放出される可能性が指摘され、注目されている。

ジェットに関するモデルは現在よく研究されており、ジェットの速度や飛ぶ方向なども、定常状態の仮定のもとではあるが、計算することができる（付録2）。ジェットが継続する時間は高々衝撃波が入射粒子の半径を走る時間、すなわち、 D_p を入射粒子の直径、 w_p を入射粒子中の衝撃波の速度とすると、 $D_p/2w_p$ 程度である。

この後、大量の高圧物質が入射粒子および標的から解放されはじめる。この大量の気体（main vapor）の膨張は室内実験のクレーター形成ではあまり馴染みのないものである。それは、実験室での衝突条件では一般に、衝突速度が、シリケイトあるいは水の氷の蒸発が起こるほど大きくないからである。入射粒子と標的のかなりの量が蒸発するには衝突速度は10km/sを越えなければならないと言われている。これまでいくつかの高速衝突の数値シミュレーションではvaporの存在は示されてきたが、その膨張などに対してはほとんど注意を払われてこなかった。

main vaporは、入射粒子と標的の接触および圧縮の段階において、入射粒子の裏面に衝撃波が到達する以前にも、ジェットを放出した入射粒子と標的の境目から希薄波

が内部に進み、高圧物質を解放し、解放された気体は膨張を開始していると思われる。また、衝撃波が入射粒子の裏面に達し、自由表面から希薄波が走り出すことにより、裏面からも気体が放出される。そして、それらは高速で上方および外側に向かって、真空中に、あるいは大気がある惑星の場合は大気中に膨張し始める（図1-1c）。もちろん、上で述べたジェットとの放出と区別されているわけではなく、連続的であろう。Melosh (1989)によると、実際いくつかの数値計算から、main vaporはまず圧縮された入射粒子と標的の圧力解放が始まる環状の領域、つまり両者の境目から膨張し始めることがわかっている。これはジェットとの放出に連続して起こっているのであろう。入射粒子の裏面はそれよりも遅く、入射粒子が標的に深く貫入したのち、膨張し始める。このことによって、図1-1cに示したような、かなり複雑な流れのパターンが形成されるであろう。

斜め衝突の場合にmain vaporがどのように膨張するのか、についてはさらによく理解されていない。大量の物質が放出される可能性があることについては上で述べたが、これは衝撃波により圧縮された物質が、まずジェットとして放出され、つづいてmain vaporとして放出されていると考えられる。この過程は連続的であって、したがって斜め衝突でもジェットとmain vaporを区別することは、あまり意味がないのかもしれない。

接触および圧縮の段階はすべての段階の中でも最も短く、衝撃波が入射粒子の裏側の自由表面に達したときに終了すると考える。その時間は入射粒子のサイズ、組成、衝突速度によるが、実験室程度のスケールでは $1\mu\text{s}$ 以下である。非常に大きいサイズの粒子の衝突でのみ1秒あるいはそれ以上続く。

このようにまず高速のジェットが放出され、その後衝撃波により圧縮された物質が自由表面から解放されることにより大量の蒸発した気体が空間に膨張する。標的は衝撃波を通じて圧縮され、熱せられ、高速に加速される。接触および圧縮の段階は衝撃波が入射粒子の裏側に達したのち終了する。

掘削段階は接触および圧縮の段階が終わった直後に始まる。この段階では球形の衝撃波が標的中をひろがる。この衝撃波の後に衝撃波が自由表面に達したときに生じる希薄波が続く。これらは標的物質にある速度を与える。衝撃波によって粉碎され下向

きの速度を与えられた標的物質は、希薄波によって上向き（表面向き）の速度に修正され、最終的に標的内部から放り出され、最終クレーター付近の地表面を覆い始める。こうして衝突点付近に穴があく。この段階では標的物質のどれだけの量のものがどれくらいの速度で放出されるかが、問題であるが、これにはその物質強度や粘性、熱的な性質などの物性の影響を考慮せねばならず、また天体サイズでは重力の効果も重要となるであろう。したがって、この問題は実験的な手法か、大規模な数値シミュレーションに頼っている状況である。掘削の段階は接触および圧縮に比べると何倍も長く続き、クレーターサイズにもよるが、完了するまでに何秒から何分までも要する。

掘削段階の終了後、変形段階が始まる。つまりクレーター内部から破片が放出されたあと、クレーターの形は、浸食や風化、クレーター周辺からの土砂崩れ、衝突により火山活動が誘発され溶岩がクレーターの底から流れ出る、などの原因により変形される。この段階は実際の天体サイズのクレーターについてより重要となってくる。

1-3. 高速衝突で発生するvapor cloudの惑星科学における役割

1980年代の後半になってから惑星科学において衝突により発生するvapor cloudの膨張に関わる現象が注目されるようになった。特に惑星集積後期においては、上で述べたように個々の大規模な衝突によって発生する気体のもたらす効果をきちんと調べるのが、原始惑星大気形成と進化および地殻、マントル、中心核などの内部構造の分化の過程を理解するために重要である。

いったん原始惑星がある大きさを越えると、微惑星の衝突速度は十分大きくなり微惑星あるいは原始惑星表面が蒸発して、原始大気が生じる。Abe and Matsui (1985)によればこの原始大気による温室効果によって、微惑星の衝突により原始惑星表面に解放された重力エネルギーは保持され、表面の温度は上昇する。その後表面は溶けてマグマオーシャンが形成される。このようにして溶けた原始地殻から揮発成分が蒸発し現在の成分を持った大気形成されたといわれている。マグマオーシャンの形成には原始大気存在が重要であり、微惑星の原始惑星上への衝突により発生したvaporが惑

星の脱出速度を越えずにどれほど原始惑星に残るかが鍵となる。つまり vapor cloud の膨張速度の大きさや飛び出す方向、密度、温度やそれらの時間変化、などが原始惑星に残る量に対して制限を与えることになり、原始惑星の熱史に重要な影響をもたらすと考えられる。

また集積末期の大規模衝突は惑星から大気をはぎとるという可能性を持っている (Melosh and Vickery 1989, Vickery and Melosh 1990)。これは衝突によって生じた vapor の cloud が高速で上方および外側に膨張する際に、その行く先にある大気を一緒に宇宙空間まで運んでいってしまうという機構である。金星や地球は脱出速度が大きい (10km/s 以上) ためこの効果は小さかったが、脱出速度の小さい火星ではこのためにほとんどの大気を失ってしまったのであろうと考えられている。ここでも生じた vapor の飛ぶ方向、密度分布や速度がどれほどの量の大気を持っていけるか、に関わっている。

集積の最終段階では、現在の惑星になった原始惑星のおよそ半分のサイズの微惑星がおよそ半分のサイズの微惑星存在したとされている (Hartmann and Davis 1975)。Hartmann and Davis (1975) は、この微惑星が原始地球に衝突して月ができた、という説を提唱している。この説は、このような大規模衝突により、微惑星および原始地球のかなりの部分が蒸発し宇宙空間に飛び出し、そのうちの一部が地球を周回する軌道上で再集積して月を形成するというものである。想定された衝突はななめ衝突、速度は 11 から 15 km/s でほとんどの岩石物質は蒸発する。こうして生じた vapor の飛ぶ方向、密度や速度、それらの時間変化の仕方は、ロッシェ限界を越えて vapor が互いに重力的に集まることができるかどうか、と密接に関係している。大規模衝突による月形成のシナリオについては、Stevenson (1987) で詳細に述べられている。

衝突によりもたらされる原始惑星の環境への様々な影響については Melosh et al. (1993) でやや詳しく述べられている。

このように衝突により発生する main vapor の飛び出す方向、速度、密度、温度などをきちんと理解することが、惑星科学分野での応用に際しては鍵となる。

1-4. vapor cloud に関するこれまでの実験的研究

惑星科学の分野での高速衝突実験は、1960年代にまずクレーター形成実験がおこなわれ、70年代後半からは有限サイズの標的を使った破壊実験などが主流となっておこなわれてきた。これらの実験では、はじめに述べたように、惑星集積過程に関心が向いていたことから、おもに形成されたクレーターの形、破片のサイズ分布や速度分布などが注目され、惑星科学という分野での衝突によるvapor cloudの膨張に関する実験的研究は、あまり注意が向けられていなかった。また、実験室内では粒子を10km/s以上に加速させることは難しく、惑星を構成している岩石物質では衝突速度が10km/sを越えないと十分蒸発しないとされていたことも、研究の遅れているも一つの理由としてあげられる。

これまでのvapor cloudに関する実験的研究は、それ自身が出す光などを利用してその場で調べる方法と、実験後標的や標的を設置してある箱を回収し分析するという方法で行われてきた。

前者でこれまでに調べられてきた主な事柄として次のようなものが挙げられる。まず、金属どうしの衝突で発生するリング状に膨張するジェットの様子を写真に撮り、膨張速度の測定(Jean 1966, Jean and Rollins 1970)、ミクロンサイズの金属粒子の衝突で発生する光から温度の測定(Friichtenicht 1965, Eichhorn 1976, 1978a)や、分光や測光(Jean and Rollins 1970, Eichhorn 1975, 1976)が行われている。さらに、月の石などに残されている残留磁気の起源を知るために、衝突で発生したcloudの磁気的な性質を調べることも行われている(Crawford and Schultz 1988, 1991)。また放出される固体の破片について、Gault et al. (1963)は、アルミニウム球を玄武岩に衝突させるクレーター形成実験でイメージコンバータカメラを使い、非常に高速の白熱した放出物を観測しており、Eichhorn(1975, 1978 b)は放出される固体破片の速度と飛ぶ角度の分布を光を利用して調べている。

しかしながらこれまでに行われた実験では、衝突速度が低いため、あるいは微粒子を用いたために空間、時間分解能が低いため、直接main vaporの膨張の様子を観察したものはまだなく、衝突により物質が大量に蒸発した場合の気体(main vapor)の飛ぶ方向や形、膨張速度、密度の値やその時間変化などについては不明である。

後者としては、最近惑星科学の分野で、揮発性物質に富んだ標的を使って、衝突による物質の蒸発量の測定(Schultz 1988)や、シリケート物質が衝突により蒸発した後、冷えて凝縮してできた化学的成分を分析するという試みが行われている(Gerasimov et al. 1995)。これらの測定は回収後の不純物の混入など難しい点が多く、ほとんどが予備的実験の段階である。

以上のように近年になって、衝突により発生するvapor cloudのふるまいの惑星科学における重要性が認識されるようになるにしたがい、惑星科学での応用ということ念頭においた実験によるアプローチが行われるようになった。しかし惑星科学への応用に際しては、main vaporの力学的なふるまい、つまり、膨張速度、膨張する方向、温度、密度とその時間変化、等が必要となるが、それらについてはほとんど何もわかっていない。

1-5. 目的

高速衝突とクレーター形成においてvaporに関する過程は主に、

- ・ジェットとしての放出
- ・main vaporの膨張

の二つである。垂直衝突のジェットに関しては1-2に述べたように理論的にも、実験的にもある程度研究は進んでいる(たとえばVickery 1993, Yang & Ahrens 1995)。しかし、main vaporについてはcloudがどの方向にどれくらいの速度で、どれほど飛んでいくのか、理解されていない。また、ジェットの放出とmain vaporの膨張は連続した過程であると考えられるが、これらの間の関連もよくわからない。

衝突によってvaporが発生し、膨張するという現象は一時的なものであり、クレーターや固体破片のように実験後に観察することができないし、気体として出た物質を回収することは難しい。そこでわれわれはmain vaporの膨張過程をvapor自身が出す光を利用して調べる。自発光を利用することにより、main vaporのふるまいの時間変化、および空間分布の様子などがその場で観察できる。

またmain vaporのふるまいは、金属や岩石を使っていては調べることは困難であ

る。それは、実験室内ではマクロな大きさ（～1cm）の金属または岩石の粒子を、それらが蒸発するのに十分な速度にまで加速することが難しいからである。そこで、プラスチック粒子（ナイロン）を使うことにより、金属や岩石では得られなかったマクロな入射粒子の完全蒸発の状態を実験室で実現させた。ナイロンは岩石物質が蒸発した場合と物性（比熱比、イオン化の程度など）や圧力などが異なって（圧力は一桁ほど）いるが、今回は完全に蒸発したものを観測しており、「気体」として、岩石物質が蒸発したものと同様のふるまいをする事が期待される。

今回は入射粒子にナイロンを用い、発生した気体自身が発する光を使って直接気体の様子を観測することにより、main vaporの形（飛び出す方向）、膨張速度、温度、密度、などの基本的な性質について調べることを目的とする。これは太陽系の歴史で起こった高速衝突、固体の蒸発、気体の膨張の過程を知るための基礎実験である。2章で実験の方法を示し、3章でその方法により得られた結果を述べ、その結果について考察をする。

2章 実験

高速衝突に伴って発生するvaporの膨張を調べるために次の5通りの方法により測定を行った。まず、全体的な特徴をつかむために衝突の瞬間の様子を高速カメラで撮影した(方法1)。得られた写真を使って定量的に解析することはやや難しいが、未知の現象について直観的な理解を得ることができる。また、四つの高速応答のPINフォトダイオードを並列にして視野を限った観測を行い、膨張速度を測定した(方法2)。光学的な測定だけでなく、気体のプラズマに関する電氣的な測定も行い、以上の方法による結果と比較した(方法3)。さらに、上記のPINフォトダイオードを使い特に視野を限らず、測光をフィルターを付けて(方法4)および付けずに(方法5)行った。これらはそれぞれ相補的な情報を与え、これらを総合することによって現象の全体像をつかむことができる。

以下でそれぞれの方法について説明を行い、その後、実験の内容について述べる。

2-1. 高速カメラ(方法1)

高速イメージコンバータカメラ、ULTRANAC (nac inc.) およびIMACON 790 (Hadland Photonics LTD.)を使って、衝突光の連続写真の撮影を行った。コマ間隔はULTRANACの実験は $5\mu\text{s}$ 、IMACONでの実験はすべて $1\mu\text{s}$ で撮影された。露出時間はULTRANACは 500ns 、IMACONは 200ns であった。連続画像は一枚のインスタントフィルム(富士写真フィルム、FP-3000B)上に写される。撮影した波長はULTRANACが 400 から 700nm である。IMACONの波長に対する感度特性は図2-1にあるように、 400nm 付近にピークを持ち、おもに感じる波長は 200 から 650nm である。

カメラは衝突点からおよそ 2m のところに設置した(図2-2a)。カメラをトリガーするためのグリッドは、厚さ 0.015mm 、幅 2mm のアルミ фоль製で、ULTRANACの場合標的の表面から 1.0 から 2.0cm の位置に(図2-2b)、IMACONの場合は標的から 10

c m以上離れたところに設置した（図2-2a）．入射粒子がグリッドを切断したときに生じる電気信号によってカメラが始動する．

この連続写真からvapor cloudの膨張速度，光度分布などを測定する．膨張速度の決定のしかたなどについては3章で述べる．

2-2. PIN-photodiode array（方法2）

四本の光ファイバーを並べる．それぞれのファイバーはレンズを通して衝突点から異なる距離の地点からの光を受け，その光を独立に接続されているフォトダイオードに送る（図2-3）．それぞれのファイバーが見ている点の位置は図2-3に示してある．フォトダイオードは浜松ホトニクス社製（s1223-01）で，PIN型で高速応答する（立ち上がり10ns）ので，今回のような速い現象（およそ μs のオーダー）でも十分観測可能である．

それぞれのフォトダイオードからの信号は，ビデオアンプによって増幅して出力され，それにより光るvapor cloudの先端がそれぞれのファイバーの視野に入ってきた時間がわかる．ファイバーが見ている地点の標的表面からの距離はわかっているのでvapor cloudの先端の標的表面に垂直な方向の膨張速度がわかる．

2-3. グリッド（方法3）

ULTRANACを使った実験では，標的の表面に図2-2bのようにグリッドを取り付けた．グリッドは図2-2bに記載されているような回路の一部であり，入射粒子がこのグリッドを通過する際にグリッドの一部を切断することにより電流が切断され，トリガー信号がだされる．これは本来高速カメラを始動させるためのトリガーグリッドであるが，ULTRANACでの実験ではグリッドを標的表面に非常に近く設置してあるため，入射粒子が標的表面に衝突し，蒸発，イオン化してplasma cloudが膨張を始め，先端がグリッドに到着するとグリッドにかけられている電圧になんらかの影響を及ぼさずである．このグリッド電圧をモニターすることにより，plasma cloudがグリッドに

到着した時間がわかる。グリッドを設置した位置（標的表面からの距離）を変えて同じ実験条件のもとでの到着時間を測定し、plasma cloudの膨張速度を見積もる。

2-4. フォトダイオードによる測光

まず、cloudの温度を知るために2-2で述べたものと同じフォトダイオードに異なる波長の光を通すフィルターを装着して測光を行った（方法4）。フィルターは3種類で、中心波長が500nm、700nmと900nmで帯域は約40nmである。それぞれのフィルターの特性は図2-4に示してある。フォトダイオードにはファイバーを通して衝突光が入射するが、この場合はレンズなどは使用しておらず、cloud全体からの光を受けることができる。ファイバーの先端は衝突点から30cmのところに設置した。フォトダイオードの相対的な出力は較正されている。実験の状況は図2-5に示してある。

また、別の実験ではフィルターを付けずに測光を行った（方法5）

実験は以下の内容で行われた。

入射粒子としてナイロン球（直径7mm、質量0.21g）および銅球（直径3または4mm質量0.13あるいは0.30g）を用い、宇宙科学研究所の二段式軽ガス銃により加速し、標的に衝突させた。ナイロン球に対しては、標的として、銅、玄武岩、アルミニウム、マグネシウム、石膏、ナイロンを用い、垂直に衝突をさせた。衝突速度は、およそ2.5km/sから5.5km/sまでであった。特に、銅、マグネシウム、ナイロンについては斜め衝突の実験（表面に垂直な方向から約35度）も行った。銅球に対しては、標的にナイロンを用いた。入射粒子の衝突角度は標的 surface に垂直な場合とななめ（衝突角30度）の場合の二種類行われ、衝突速度はともに約3km/sであった。いろいろな種類の物質を用いることによって、入射粒子と標的の物質の密度の比に対するcloudの形への影響を調べることができる。ななめ衝突はほとんどの場合真横から（edge-on）観測を行ったが、ナイロンどうしのななめ衝突の場合のうち2回は標的 face を観測機器に向けて（face-on）行った。実験は0.3~4Torrの真空度で行われた。各実験条件などについては表1にまとめてある。

3章 結果および議論

この章では2章で述べた実験の結果について考察する。ここで、銅とナイロンの衝突では速度が約3km/s以上、ナイロンと玄武岩またはアルミニウムの組み合わせでは約3.5km/s、ナイロンとマグネシウムでは約4km/s、ナイロンと石膏、あるいはナイロンどうしの衝突では約5km/sをこえると入射粒子のナイロンはほとんど残っておらず、完全に蒸発していると思われる。

今回の場合、ほとんどの実験ではナイロンは完全に蒸発していると思われるが、ナイロンと石膏の組み合わせと、ナイロンと玄武岩およびナイロンどうしの衝突の一部では、上記の衝突速度よりも小さい条件で実験が行われた。実際実験後ナイロンのとけ残りが回収されているが、非常に少ないためかなりの部分は蒸発していると思われる。以下ではこれらを特に区別せずに取り扱う。

3-1. vapor cloudの一般的特徴

ここでは、vapor cloudの特徴について方法1（高速カメラによる解析）によって得られた結果をもとにして概観する。図3-1-1aはIMACONにより撮影されたナイロンを銅に垂直衝突させた場合の連続写真である。実験条件や撮影条件、写真の時間順は図3-1-1bに示してある。一コマ目で入射粒子が標的に衝突し、しだいにcloudが拡がっていく様子が撮られている。インスタント写真上に写された像は、イメージスキャナーを使って256階調で取り込みコンピュータ上で解析する。

図3-1-2は入射粒子ナイロンについて、いろいろな標的物質に対して撮影されたvapor cloudの外側の縁が膨張する様子を時間順（1 μ s毎）に示してある。これを見ると標的物質や衝突角度によりcloudの形が異なっているということがわかる。垂直衝突では標的面に垂直方向について対称的にひろがっているが、ななめ衝突の場合は、垂直方向に対し入射粒子の入射方向とは逆方向に偏って膨張している。cloudの形を特徴づける量

として、cloudの衝突点から最も遠い点の方角で、標的平面に垂直な方向から測った角 φ を、図3-1-2に示してあるように定義する。雲の形が必ずしも半球状でない、ということは雲の密度が必ずしも時間の ~ 3 乗で減少しているわけではない、ということを示唆している。

また、図3-1-3はナイロンと玄武岩の垂直衝突およびナイロンとマグネシウムのななめ衝突（30度）のcontour図で、ともに衝突後約 $5\mu\text{s}$ が経過している。これを見ると、ともにcloudの内部の光度分布はcloudの先端部分に近いところが明るく、内側が暗い、という構造をしていることがわかる。このような分布はこれらの場合だけに限らず、どんな入射粒子と標的物質の組み合わせでも見ることができる。また、図3-1-4はナイロンどうしの垂直衝突の場合で、標的面に垂直な方向について光度の距離に対する分布を示したものである。衝突後約 $3\mu\text{s}$ が経過している。横軸の距離の原点は衝突点を意味する。これをみても先端近くに光度のピークがあり、内側が低いことがわかる。

ところでこの明るい物体は本当にvaporであろうか？図3-1-1cに別の実験の写真が載せてある。これはナイロンを玄武岩に衝突させた実験で、ULTRANACにより200,000コマ毎秒で撮影されたものである。時間順と標的やグリッドの設置状況も同時に示してある。標的は標的表面よりも前に突き出た台の上に置かれてある。1コマ目は衝突から約 $20\mu\text{s}$ 経過している。2コマ目で、明るい物体はいったん標的と台の間に溜まり、その後、右側に流体のように「流れ」ているように見える。これは、この明るい物体が白熱した固体の破片ではなくて、vaporのcloudであることを示唆している。

以下で示される、写真を解析した結果はすべてIMACONを使って得られたもので、ULTRANACによるものは図3-1-1cに示されたもののみである。

3-2. cloudの先端の膨張速度

まず、三つの方法（方法1～3）について先端の膨張速度の決定の仕方を述べる。次にそれぞれの方法で求められた結果と、ジェットについての理論により予想される膨張速度と角度 φ を比較する。1-2でも述べたように、ジェットとmain vaporとの区別は

はっきりとしておらず、連続的であると思われる。さらに、Gault et al. (1963)はイメージコンバータカメラによりジェットを観測したとしている。したがって、cloudの先端はジェットとして放出された物質であるかもしれず、理論との比較を試みる（ジェット理論の詳細は付録2）。また、付録3で述べてあるように、最初静止している気体が真空中に膨張するときの膨張速度は、気体が静止しているときの音速に関係することが示されている。モデルにより音速への依存の仕方は異なっており、また、衝突によって衝撃波が形成され、固体が蒸発しそれが膨張するという今回の現象は、気体は初期速度分布や密度分布、時刻0でのcloudの形など、各モデルが想定している初期条件とかなり異なっているが、気体の真空中への膨張という同じ流体の方程式に従った現象であるので、音速との関係を調べてみることには興味がある。

3-2-1. 高速カメラ（方法1）

図3-1-4のような各時刻における光度のプロファイルから、先端と光度のピーク位置の膨張速度がわかる。ここで、先端とピーク位置を図3-1-4のように定義し、写真から二つの先端速度を求める。一つは、「反射方向の膨張速度」、 V_r である。これは入射粒子が「反射する」方向（垂直衝突では標的表面に垂直な方向）に沿った光度のプロファイルから得られる膨張速度である。もう一つは3-1で定義した φ 方向のプロファイルから得られる膨張速度 V_φ である。これら二つの速度の関係もまたcloudの形を特徴づけると考えられるが、これについては3-3で触れる。図3-2-1はナイロンどうしの垂直衝突における反射方向の先端の位置と時間の関係である。位置に付けられている誤差棒は画像の読みとり誤差で、1ピクセル分の幅を示している。位置は時間とともにほとんど直線的に増加しているように見える。一次の関係であるとして直線でフィットすると傾きは5.74と得られる。これは膨張速度が5.74 km/sであることを意味している。このようにして写真が得られている実験についてそれぞれ二つの膨張速度が決定できる。

3-2-2. Photo-diode array (方法2)

ナイロン球を玄武岩に速度3.67km/sで衝突させたときの、それぞれの光ダイオードの出力波形が図3-2-2に示されている。#1を除いて信号は最初ゆるやかに上昇し、その後急に上昇を始めている。最初のゆるやかな上昇はcloudからの光が直接視界に入ったからではなく、おそらく標的が置かれた回収箱の壁などに反射した光によるものであろうと思われる。#1によってわかる衝突の瞬間からそれぞれの信号の急激な上昇を示す時間を、ファイバーが見ている場所の標的表面からの距離に対してプロットする(図3-2-3)。これによると関係は直線的で、膨張速度は約4km/sである。この測定方法はナイロン-玄武岩の組み合わせにおいて衝突速度を2.5km/sから4.5km/sまで変えた場合に使用し、標的に垂直な方向の膨張速度を測定した。つまり、この方法によって求められた膨張速度は、「反射方向の速度」 V_r である。

3-2-3 グリッド電圧のモニター (方法3)

図3-2-4は玄武岩にナイロンを衝突させた場合の、グリッドからの信号を示している。図3-2-4に示された三つの場合はそれぞれグリッドと標的面との距離が異なっているが、衝突速度はほぼ同じ、およそ3.8km/sであった。入射粒子がグリッドを切ったあと、トリガー信号は一旦上がるが、その後下がってからふたたび上昇している。この導通状態への回復は、おそらくplasma cloudでグリッドの切れた部分が包み込まれたためであろう。このような回復はグリッドを10cm以上はなした場合には見られない。これは、plasma cloudが10cm以上膨張すると再びグリッドを導通状態にするほど密ではなくなっているからであろう。もしそうであるとするなら、トリガー信号がさがりはじめる時刻はplasma cloudがグリッドの場所に到着した時間を示していることになる。衝突の瞬間は同時に観測している光ダイオードの信号からわかるので、cloudが標的表面からグリッドまで飛んでいる時間が決定できる。標的表面からグリッドまでの距離はわかっているのでそれぞれの場合において、距離と時間をプロットしてやったのが、図3-2-5である。3点しかないが、直線でフィットすると、膨張速度は約4.5km/sとな

る。

この方法3による結果は上記のナイロン-玄武岩（衝突速度3.8km/s）の場合のみの結果であるが、この結果が方法1および2で光を使って求めたcloudの膨張速度とほぼ同じ結果であることから、少なくとも衝突によって発生するvapor cloudの光っている部分と、イオン化している部分は同じ速度で膨張しているということがわかる。この方法3の結果は以下の考察では用いない。

3-2-4. ジェット理論との比較

今回の実験は、入射粒子が、異なる物質でできている半無限平面に、ななめに衝突する場合を含んでいる。このような場合のジェットの速度などの計算はこれまでに公になっていないので、これまでのジェットに関する理論的な考察をもとにして計算した（付録2）。

図3-2-6は、様々な物質の組み合わせによる衝突での V_{φ} と、ジェット理論により計算された速度 V_{jet} 、の関係を示す図である。この図には垂直衝突も斜め衝突もともに含まれている。これをみると計算値と観測値の間には明らかな関係は見られない。すべての観測値は計算値に比べておよそ1/2程度の速度しか持っておらず、計算値に対して、増加あるいは減少などの傾向なども見られない。

また、図3-2-7は同様に付録2によって計算されたジェットが飛び出す角度と、実験により観測された角度 φ の関係を示した図である。ただし、ここでの角度は標的表面からの角度をとっている。つまり、横軸は $90-\varphi$ である。これをみると、観測値は計算値に対してばらついている。おおまかな特徴として、垂直衝突では飛ぶ角度は計算値より大きく、逆にななめ衝突では計算値より低い角度で飛んでいるという事が言える。

3-2-5. vaporの膨張速度と音速との関係

まず図3-2-8は、横軸は衝突速度、縦軸は膨張速度の観測値で、 V_r と V_{φ} のうち、大き

い方の速度をプロットしたものである。この速度はvaporの膨張における最大速度であると考えられる。ここで、ナイロンと玄武岩については、プロットされている値は一点を除いて方法2によって計測された、標的表面に垂直な方向の膨張速度、 V_r であるということに注意する必要がある。ここでは入射粒子がほぼ完全蒸発していると思われる、衝突速度が3.5km/s以上の場合の結果をプロットした。また、#105（ナイロン-ナイロン）では、方法1および2の両方を使って V_r を測定した。方法1により得られた速度が5.57km/s、方法2により得られた結果が6.03km/sであり、ほぼ同程度の結果が得られた。これによりこれらの二つの方法により得られた結果は同等な評価ができると考えられる。#105は図3-2-8では方法1によって得られた結果のみをプロットしている。

同じ物質の組み合わせで速度を変えた場合、たとえばナイロンと玄武岩の組み合わせなどでは衝突速度が増すと、膨張速度も増している傾向が見られる。しかし、膨張速度は衝突速度だけでなく物質にも依存しているようである、ということがわかる。たとえば、ナイロンと玄武岩の衝突の場合、衝突速度が5km/s近くなって7、8km/sの膨張速度であるのに、ナイロンと銅の衝突では、3km/s強の衝突速度ですでに7km/s以上の膨張速度が観測されている。

そこで、横軸に音速をとってみる。音速はここでは物質が衝撃波の通過により高圧になった状態での音速である。この状態を気体が膨張を始めるときの初期状態であるとする。衝撃波通過後の物質の圧力および密度は平板衝突近似（PIA、付録1）により計算することができる。付録1によりそれぞれの実験条件について音速、 C_s 、を計算し膨張速度に対してプロットし直した図が図3-2-9である。ここで注意すべき点は、斜め衝突の場合圧力と密度の計算において、衝突速度として標的表面に垂直な速度成分でなく、衝突速度そのものを使ったということである。入射粒子が標的中にもぐるときには衝突速度の水平成分も、圧力の増加に貢献するはずである。ただし、Melosh (1989)もいうように、斜め衝突に対してはPIAによる計算はよい近似ではない、ということをつけ加えておく。また、それぞれの物質に対するユゴニオの式はMarsh (1980)によったが、石膏についてはユゴニオ方程式として $w=2.45+1.80 u$ km/s (Simakov et al. 1974) を使い、密度として1.0 g/ccを仮定した。 w は物質中の衝撃波の速度、 u は

粒子速度である。

図3-2-9をみると物質によらず右上がりの傾向を示しているように見える。つまり、膨張開始時の気体の音速が増すと、膨張速度も増していく。これは垂直衝突も斜め衝突も同じ傾向である。この図の範囲で膨張速度を直線でフィットすると、 $V_{ex}=3.53 C_s - 4.86$ となった。ここで、フィットには上記のフォトダイオード（方法2）により計測されたナイロン-玄武岩のデータは含まれていない。

さらに、膨張速度を音速で規格化し、横軸を同じく音速で規格化した衝突速度をとった図が図3-2-10である。音速で規格化すると膨張速度は、標的物質や衝突速度、衝突角度によらず、ほとんど一定値、2、となった。

3-2-6. cloudの先端速度とピーク位置の膨張速度

図3-1-4に示してあるように光度分布はピークを持っている。図に矢印で示してあるようにもっとも大きな光度を持つ所をピークと定義する。図3-2-11には、方法1によって求められた、 φ 方向および r 方向、それぞれについてcloud先端の速度とピークの速度の両者がともに測定されている実験すべて（垂直衝突および斜め衝突を含む）の結果が示されている。図3-2-11を見ると、cloudの先端の膨張速度、 V_{edge} (V_{φ} または V_r) とピーク位置の膨張速度、 V_{peak} 、はほとんど等しいことがわかる。 V_{peak} が何を意味しているのか、などについては3-3で述べる。

3-2-7. 膨張速度についてのまとめ

以上より、今回観測されたvapor cloud先端の膨張速度は、ジェット理論による予測よりも、むしろ気体の音速に関係しているという結果が得られた。つまり、main vaporの膨張は、高圧気体の真空中への膨張と考えてよい。

膨張速度と音速の関係を表す比例係数は、モデルによって形は異なるがどれも比熱比などの物性値が関係している（付録3）。したがって、図3-2-10で得られた一定値、

2という値は、気体がナイロンである、ということに由来していると思われる。岩石物質に応用するためには、この値をなんらかの方法で決定する必要がある。

Yang & Ahrens (1995)は岩石を使った衝突実験でジェット理論とは一致しない結果を得ている。今回ジェット理論で予測される速度で飛ぶ物体が観測されなかったのは、彼らがいうように金属同士の衝突の研究で発展した理論は他の物質に適用できないのか、ジェットとして飛ぶ物質が非常に少量で光量が少なかったためか、よくわからない。今後、vapor cloudの光る部分に先行して、写真には写っていない物質があるのかわかるのかを確かめるため、今回のような光学的な手法（写真など）と組み合わせて、電氣的、あるいは機械的（ピエゾフィルムなど）方法などで調べることを準備している。現段階ではmain vaporに注目したためジェットとmain vaporの関係についてはまだよくわからない。

最後に真空度の膨張速度への影響を考える。今回のわれわれの実験では、気体の圧力が真空度に比べて十分大きい衝突直後に測定をしており、またcloud先端の位置と時間の関係の線形性もよいので、それほどの影響はなかったと考えられる。

3-3. cloudの形

cloudは図3-1-2にあるように衝突する物質によって形が違っている。何がcloudの形を決めているのであろうか？まず、物質の違いを表す量として密度を考える。標的と入射粒子の密度の比、 ρ_t/ρ_p 、に対し、角 φ をプロットした（図3-3-1）。角 φ は φ 方向のcloudの先端が写っているフレームすべてについて測定し、それを平均したものである。この図から、角 φ は ρ_t/ρ_p とともに増加しており、なんらかの関係があることが示唆される。しかし、ばらつきが大きく、また、斜め衝突の結果は垂直衝突に比べて大きめの φ を与えている。

1-4で述べたように入射粒子の裏面に衝撃波が達したときに掘削段階が始まる。つまり、main vaporの膨張が始まる時にはまだクレーターの穴はまだ形成されていない。このとき、入射粒子は標的中にいくばくか潜り込んでいるが、図3-3-2にあるように入

射粒子がどれほど潜り込めるかによって、main vaporの飛ぶ方向が変わっていることが考えられる。図3-3-2aと図3-3-2bは、衝撃波が入射粒子の裏面に達する直前で、潜り込む深さが異なる場合にmain vaporがどのように飛ぶか、を示した図である。たとえば図3-3-2aのように標的が入射粒子より固くてそれほど潜り込めない場合、衝撃波が通過後vaporは標的表面に沿って（大きい φ ）抜け出せる。極端な例として、壁に水をかける場合、水はほとんど壁の面に沿って飛び散る。それに対して図3-3-2bのようにやわらかくて深く潜りこむことができる場合は、洞穴の中から気体がわき出すように、より小さい φ で飛び出すだろう。また潜り込みが浅い場合、ほとんどのvaporは大きい φ の方向に飛ぶので、 V_r は V_φ にくらべて小さいだろう。しかし深い場合では V_r と V_φ は同程度になるだろう。どれほど潜り込めるかは、入射粒子と標的の物質の組み合わせ、もちろん密度にもよるはずである。したがって、 φ はこの潜り込みの度合に関係している可能性がある。

入射粒子中の衝撃波の速度を w_p とすれば、衝撃波が入射粒子（直径 D_p ）の裏面に達する時刻は D_p/w_p である。この間に裏面が動く距離は、

$$(D_p/w_p) V_{imp} \cos\alpha,$$

となる。 α は入射粒子の衝突する角度で、標的面に垂直な方向から測った角度である。これを入射粒子が標的内部に潜り込む度合を表す量として考える。また、潜り込んでいる部分の形を特徴づける量として、

$$\xi \equiv \frac{D_p}{[(D_p/w_p) V_{imp} \cos\alpha]} = \frac{w_p}{V_{imp} \cos\alpha}$$

を考える。図3-3-3aは ξ に対して角度 φ をプロットした図で、図に示されてあるように、 $\tan^{-1}(\xi)$ でフィットすると非常によく合っているように見える。衝撃波の速度 w_p の計算（PIA）に際して、斜め衝突に対しては衝突速度として V_{imp} 自身を用いた。図3-3-3bは、 ξ に対してcloudの形を特徴づけるもう一つ別の量として V_r/V_φ を示した図である。多少ばらつきはあるが、線形性はよいように見える。直線でフィットすると、

$$V_r/V_\phi = -0.69 \xi + 1.90$$

となった。これらのことからcloudの形は密度に関係があるが、膨張の際に直接関係する量、 ξ により密接な関係があると言える。入射粒子中の衝撃波の速度、 w_p などは衝突の条件によって計算できるので（付録1参照）、入射粒子と標的の物質と衝突速度と角度がわかれば、その衝突により発生するvapor cloudの形と膨張する方向はおおよそ決めることができる。

最後に ξ は入射粒子が蒸発する場合に有効で、入射粒子が深く標的の中に潜る場合（Cu-ナイロン）には、図3-3-2のような描像は正しくない。さらに ξ は唯一のパラメータではなく、 w_p 、 V_{imp} 、および α を用いた別なパラメータでもcloudの形を特徴づけることは可能であると思われる。

3-4. 固体破片の速度とcloudの光度分布

図3-4-1は、フィルターなしで光ダイオードを用いたとき（方法5）のナイロンの銅への衝突における出力である。衝突後約8 μ s後と23 μ s後付近に二つのピークが認められるが、衝突光を測光した際にこのような出力が得られることはこれまでにいくつかの報告がある（Eichhorn, 1975, 1978b）。そこでは、一つめのピークはcloud自体からのもので、二つめは固体破片が標的を設置してある箱の窓に衝突したときに発生する光である、と考えられている。

今回方法5による実験では二つのピークが観測されており、いずれの場合も標的を設置してある箱の窓に固体破片による無数の小さいクレーターが形成されている。この二つめのピークは破片が窓に当たったときの光によるものと考えると、二つめのピークが始まる場所は破片が窓に到達した時刻を示している。衝突点から窓までの距離はわかっているので、破片の速度を知ることができる。破片の速度を単純に衝突点から窓までの距離を二つめのピークが始まる時間で割ったものとして定義する。そうして得られたナイロンが銅に垂直衝突した場合の結果が表2に示してある。固体破片は衝突速度の約2.5倍くらいで放出されていることがわかる。この速度は固体破片の

速度分布の上限であると考えられる。

ところで、図3-1-4に示されているように、cloudは外側が明るく、内側が暗いという光度分布を持っている。このような分布がなぜできるのであろうか？

一つの解釈は気体となった物質が面状に膨張している、つまり殻構造をしているというものである。この場合、光度分布のピークの位置は殻の内側に相当する。しかし、図3-2-11からわかるように、ピークの手速度がほとんど先端の手速度と同じであることから、もし殻構造をしているならほとんどの気体は衝突手速度よりも速い手速度で飛び出していることになる。これは現実的でない。

別の解釈はcloudの先端からやや遅れて固体の破片が飛んでいて、写真にはその影が写っている、というものである。つまり、ピークの位置は固体破片の最先端の位置でその手速度は破片の手速度に相当する。表2では固体破片の手速度とともに、3-2で得られたナイロンと銅の衝突で発生するcloudのピーク位置の膨張手速度がのせてある。#91は写真上でcloudの内部が飽和しているのでピークの位置が判別できなかったため、参考までにcloudの先端の手速度を示してある。したがって、破片がcloudの先端からやや遅れてほぼ同じ手速度で飛び、内部の光を隠しているという可能性は、かなり有力であるといえる。もしそうであるなら、図3-2-11から固体破片はcloudの先端の膨張手速度と同程度で飛んでいるということがわかる。

3-5. cloudの温度

三種類のフィルターを装着した三つの光ダイオードの出力から各時刻の温度が推定できる（方法4）。衝突はナイロンどうしで、垂直衝突を二回、斜め衝突を真横から（edge-on）見る実験を二回、標的面をファイバーに向けて（face-on）一回行い、各波長で得られた値を黒体輻射のプランクの式、

$$\frac{A}{\lambda^5} \frac{1}{\exp(1.44/\lambda T) - 1}$$

を使って係数Aと温度Tをパラメータとしてフィッティングを行った。λは波長であ

る。得られたデータの時間の分解能は20nsのオーダーであるが、光ダイオードの出力に数百ns周期のノイズがのっていることから、衝突から1 μ s毎の時刻での値を読みとり、温度を算出した。衝突後20 μ s程度過ぎるとcloudが標的を設置してある箱の壁面に達すると考えられるので、それ以後の温度は算出しなかった。またface-onの実験（#322）では、衝突後約17 μ sで固体破片がアクリル窓に当たって生じたと思われる二次的な光が観測されているため、16 μ sまで温度を算出した。図3-5-1は斜め衝突（#322）と垂直衝突（#324）の、それぞれの波長での光ダイオードの（較正していない）出力である。特徴的なことは、斜め衝突の場合、衝突直後に500nmの出力が急上昇後一定になり、その後3~4 μ sからふたたびゆるやかに上昇しているという事である。700nmの出力にもこのような傾向は小さいながらも見える。斜め衝突の場合にはいずれもこの様な特徴がある。

光ダイオードが受ける光はレンズなどは使用していないためcloud全体から来るものである。ここではcloud中で温度は一様であることを仮定した。また各時刻で熱平衡が成り立っており、光は黒体輻射のものであるとし、それぞれのフィルターが通す光の波長域には強力な輝線が存在しないと仮定している。

図3-5-2はこうして求められたcloudの温度の時間変化である。衝突直後の温度は垂直衝突と斜め衝突の場合ともにおよそ5000K前後である。時間変化についての特徴は、垂直衝突の場合温度はいったん上昇した後減少するのに対し、斜め衝突では最初減少してから上昇し、その後は次第にゆるやかに減少していく。#321（垂直衝突）では、ピーク時の温度が7500Kまで上昇している。斜めの場合の衝突直後の減少は、図3-5-1に示したような短い波長で出力が急上昇後一定になっている事によるのであろう。短い波長で出力が急上昇しその後一定になる理由は、現段階ではよくわからない。またいったんピークになった後で減少することの原因は、温度に空間分布があり、時間とともにcloudの光学的厚さが変わる（3-6参照）ことからはじめ見えなかったcloudの内部がだんだん見えてくる、という可能性も考えられる。

温度を時間 t のべきの形、

$$T = T_0 t^{-\beta}$$

でフィットしたときの指数 β の値を表3に示す。結果は垂直の場合も斜め衝突の場合も β は0.2から0.04で、時間に対する依存性は小さい。

衝突により発生した衝撃波が固体中を通過した後に達成される温度は、簡単に見積もることができる(付録1)。温度上昇はおもに断熱圧縮によるものと、エントロピーの変化によるものがある。図3-5-3はナイロンどうしの衝突により達成される温度を、衝突速度に対して計算したグラフである。同時に実験から得られた衝突直後(1 μ s後)の温度も示してある。図3-5-3ではグリユナイゼン定数 γ_g として1, 2, 3の場合の温度上昇をそれぞれ計算した。温度はグリユナイゼン定数によって非常に違っている。グリユナイゼン定数の算出にはいろいろな物性値が必要であるが、ナイロンについてはそれらの値に不定性があり、正確に求めることができない。しかしながら、一般的にグリユナイゼン定数はおよそ1~3であり、多くの物質は2に近い値をとっているようである(Poirier, 1991)。図3-5-3から、今回の結果はグリユナイゼン定数が2~3程度の場合に近くなっているようである。

3-6. cloudの密度変化

この節ではフィルター付き光ダイオードを使って得られた情報からcloudの密度の時間変化について考察する。惑星科学での衝突現象と同じ状況である、入射粒子と標的の物質が同じ場合のcloudの密度の時間変化を調べるため、ここではナイロン-ナイロンの衝突を扱う。

最初に、入射光量 F と温度 T 、密度 ρ の関係を簡単に考察する。以下では、熱力学平衡を仮定する。cloudから出される光は、特に強力な輝線の影響がないとすれば、次のように書くことができる。

$$F = \int B_{\lambda}(T) (1 - e^{-\tau_{\lambda}}) d\lambda,$$

ここで、 $B_{\lambda}(T)$ はプランクの輻射強度、 λ は振動数である。さらに、 τ_{λ} は光学的厚さ

で、密度がcloudの中で一定であるとする、

$$\tau_{\lambda} \sim \kappa_{\lambda} \rho l$$

である。 κ_{λ} は質量吸収係数、 l は視線方向のcloudの厚さである。衝突により発生するcloudの光学的な厚さは、よくわからない。またcloudの厚さが時間とともに変わっている、光学的な厚さも時間変化している可能性がある。質量吸収係数が波長によらないことを仮定すれば、

$$F \sim (1 - e^{-\tau_{\lambda}}) \int B_{\lambda}(T) d\lambda,$$

つまり、各波長での光のエネルギー F_{λ} は

$$F_{\lambda} \sim (1 - e^{-\tau_{\lambda}}) B_{\lambda}(T) d\lambda$$

となる。

3-5では、各波長域で得られたデータから温度 T とプランクの輻射強度に付いた係数 A でフィットした。 A は上式より、

$$A = C \{ 1 - \exp(-\tau_{\lambda}) \}$$

と書くことができるが、ここで C' にはアクリル板や大気での吸収や反射による減衰、電圧信号への変換係数、フィルターのバンド幅、cloudの表面積などの効果が含まれている。フィッティングにより温度と同時に A も求められているので、 A の時間変化を調べれば光学的厚さに上のようなかたちで入っている密度の時間変化もわかるはずである。

密度 ρ の変化を $\rho \sim t^{-\xi}$ 、cloudの厚さの変化を l とすれば光学的厚さ τ_{λ} は $m_2 t^{1-\xi}$ という時間依存性をしめす。 m_2 は定数である。またcloudの表面積の変化を t^2 とし、 A を

$$m_1 t^2 \{ 1 - \exp(-m_2 t^{1-\xi}) \},$$

とあらわして m_1 、 m_2 、 ξ をパラメータとしてフィットすると、 ξ から密度の時間依存性がわかる。ナイロンとナイロンの衝突について、正面衝突二回と斜め衝突三回の

実験に対するこの結果は表3にのせてある。これを見ると時間に対して-2.3から-2.7乗で減衰し、-3乗よりも小さく、cloudは完全に球状に膨張しているわけではないことを示している。このことは3-1や3-3でみたようにcloudが必ずしも半球状に膨張しているわけではない、ということと矛盾しない。しかし雲の形が衝突速度や角度に依っているのにもかかわらず、今回行った実験条件の範囲内ではどの違いは見られなかった。

0でない圧力と温度を持った気体が真空中に膨張するときには、気体は仕事をしないため内部エネルギーは減少しない。したがって、理想気体であるとすれば温度は一定のまま（等温）である。今回の場合温度は、測定の時間内で非常に小さい時間依存性であるが減少している。

そこで、温度の減少が輻射による内部エネルギーの減少である、という可能性を考察する。輻射による単位時間当たりのエネルギー放出は、光学的に薄いとき、

$$4\pi R^2 \tau \sigma T^4$$

とかける。ここで、 τ は光学的厚さで、波長依存性はないと仮定した。今回の場合、輻射は固体破片で光が遮蔽されていない部分、つまりcloud先端からピークまでの殻状の部分から出ているとすると、 $\tau \sim \rho \Delta R$ と書ける。 ΔR はcloudの先端からピークまでの厚さで時間についてほとんど一定である。

上記の結果より $\rho \sim t^{-2.5}$ であるとすれば、 $R \sim t$ なので、内部エネルギーの変化は

$$dU \sim dT \sim t^2 t^{-2.5} T^4 dt \sim t^{-0.5} T^4 dt,$$

となる。これを解けば $T \sim t^{-0.17}$ となって、3-5で得られた温度の時間依存性 $T \sim t^{-0.1}$ とはほぼ同程度である。よって、vapor cloudのエネルギーは膨張の際に輻射によって放出され、温度が減少しているという可能性が示唆される。

3-7. 光度変化

この節ではナイロンとナイロンの垂直および斜め衝突で発生するcloudの写真（方法1）およびフィルタ付き光ダイオード（方法4）によって得られた結果から、cloudの光度の時間変化を考察する。

まず，cloudから出されるエネルギーを写真の光度から求める．図3-1-4に示されているように，光度の動径方向の分布には先端の近くにピークがある．ピーク位置の確定は容易であるので，各時間で同じ位置の光度を比較するために，このピークの位置の光度を考える．以下の手順で解析を行った．

- 1) スキャナーで取り込まれた画像について，各時間毎にピーク位置での値を求める．
- 2) この値は取り込んだコンピューター上の階調の値なので，これを濃度に直す．
- 3) 求めた濃度から，インスタントフィルムの濃度と光量についての特性曲線を使って光量Fを求める．この特性曲線は企業が公表しているものを使った．

ピーク位置での光度から得られた入射光量Fの時間変化を示したものが，図3-7-1である．縦軸は光量であるが，単位は任意である．光度は衝突後1~2 μ sはほとんど一定であるが，5 μ s過ぎたあたりから急に減衰し始める．7~8 μ s後には衝突直後より約1桁以上小さくなっている．

次にフィルタ付き光ダイオードによって得られたデータから光度変化を求め，写真による結果と比較する．前節でも述べたように光ダイオードはcloud全体からの光を受けているので，写真と比較するためには単位面積からの光に直さねばならない．さらに，今回使用したイメージコンバータカメラの波長感度は，430nmにピークを持ち，200から650nmまでの光におもに感じる．そこで，3-4で得られた係数Aと温度Tについて，

$$\frac{A}{t^2} \int_{200}^{650} B_{\lambda}(T) d\lambda$$

を考える．積分範囲の波長の単位はnmである．この式の中の黒体放射にたいし，Wienの公式を適用すれば積分が実行可能である．このようにして得られたものが，図3-7-1に写真から得られた光度と同時にのせてある曲線である．これを見ると5 μ s位までは減衰の傾きはゆるく，その後急に落ち始める．全体的に写真から得られたデータとほぼ同様な減少の仕方をしてることがわかる．これにより，異なる方法により求めた光度変化の間には矛盾がないことが確認された．

3-5で求めた温度は $20\mu\text{s}$ 位まではゆるやかに減少している。それに対し、エネルギーフラックスの傾きが時間とともに変化するのは、3-6で述べられているようにcloudの密度などの変化によって、光学的な厚さが変わるからであろう。衝突直後の光学的に厚い時にはエネルギーフラックスは密度によらず温度のゆるやかな変化を反映しているのに対し、その後うすくなると密度の変化が効いてくるようになり、減少の仕方がより急になっていると考えられる。光学的厚さの変化についての特徴的な時間はcloudの吸収係数、初期密度と時間変化、膨張速度などに依存しているであろう。

最後に較正の際に得られた入射光のエネルギーに対する光ダイオードの出力から、光量から電圧信号への変換係数がわかるので、3-5で決定したAとTを使って全波長域での光のエネルギーを求めることができる。光を黒体輻射であると仮定し、アクリル板や大気の影響を無視すれば、各時刻で全方位に発せられる光のエネルギーは計算することができる(図3-7-2)。衝突後 $20\mu\text{s}$ まで(#322は $16\mu\text{s}$ まで)を積分した結果の入射粒子の運動エネルギーに対する比を表3にのせてある。結果はどれも 10^{-4} から 10^{-5} であった。Eichhorn (1975) は、ミクロンサイズの金属粒子の場合の結果として、光のエネルギーが入射粒子の運動エネルギーの約 10^{-4} 程度であるという事を報告している。今回のナイロンどうしの衝突の結果は、金属どうしの場合に比べ、やや低いながらも同程度の変換率であるという事がわかった。

4章 まとめ

惑星科学の研究において、高速衝突による固体破片の放出現象に比べ、著しく立ち遅れている高速衝突での気体の放出現象の基礎実験を行った。現状では、実験室内で惑星物質としての岩石や氷などをそれらが大量に蒸発するほどの速度に加速することはできない。そこで現象の基本過程を調べるため、入射粒子としてナイロンを用いた高速衝突実験により完全蒸発の状態を作り、高速度カメラやフォトダイオードを用い、気体自体が発する光を利用して気体の力学的基本量である、膨張速度、密度、温度などについて調べた。得られた主な結果は以下の通りである。

1) 発生した気体の飛ぶ方向や形は、入射粒子と標的物質との組み合わせに依存するであろう。これらは入射粒子が標的にどれほど潜り込めるか、をあらゆる物質中の衝撃波の速度、入射速度および角度の組み合わせで得られるパラメータによって記述できる。標的が入射粒子に比べて固いと貫入が浅くなり、気体は標的表面に沿った方向に主に飛ぶが、貫入が深いと標的表面に垂直な方向に多く出る。

2) 気体の先端の最高速度（飛び出す方向の膨張速度）は、衝突により発生する衝撃波の通過によって達成される圧力と密度から求められる音速に比例した速度で膨張する。

3) cloudの内側にはcloudの先端と同程度の速度で固体の破片が飛んでいる。

4) ナイロンどうしの衝突により発生する気体の密度は時間の -2.3 乗から -2.7 乗で減衰している。衝突角度による違いはあまり見られない。

5) ナイロンどうしの衝突により発生する気体の温度は衝突直後では 4000 K から 6000 K にも達する。このことは理論的な推定の範囲内にある。また温度はおよそ時間の -0.04 乗から -0.2 乗で減少する。これは輻射によってエネルギーが減少し温度が減衰している、としたときの時間依存性と近い値である。また、温度についても衝突角度による違いはあまり見られない。

6) ナイロンどうしの衝突によって放出される光の全エネルギーは入射粒子の運動エネルギーのおよそ 10^{-4} から 10^{-5} である。

結果は図4-1に簡単にまとめてある。

以上の結果をもとにして、球状の物体が半無限平面に、大量の物質が蒸発するほどの高速で衝突するような状況で発生するvaporの膨張について一般的に描写すると次のようになる。まず、衝突により発生した衝撃波が通過した後、高温高圧になった物質は自由表面から真空中に膨張を始める。膨張の際気体の先端速度は気体の高温高圧の初期状態から決まる音速に比例しほぼ一定である。膨張の仕方は必ずしも半球状でなく、その形や飛ぶ方向は入射する物質と標的の物質の組み合わせと衝突速度および衝突角度に依存して決まっている。実際、気体が半球状に膨張するなら密度は時間の -3 乗で減少するはずであるが、ややそれより小さいべきで減衰している。vapor cloudは発生直後は光学的に厚いが、時間とともに薄くなる。cloudの内部には気体だけでなく、おもに標的から出た固体の破片もcloudの先端と同程度の速度で飛んでいる。

今回は高速衝突での気体の放出現象の基本過程の解明に主眼をおき、ナイロン粒子を使って発生した気体の全体的な特徴を調べた。実際に惑星科学などへの応用を考える場合には、惑星科学であられる岩石や氷を用いて実験を行う必要がある。しかしナイロンを用いて得られた上記の一般的描像はこれらの惑星物質に対してもほぼ成り立つものと考えられる。今後はこれらの結果を踏まえて岩石や氷などの物性に関する諸量、たとえば膨張速度と音速を結ぶ比例係数など、のデータを増やしていく必要がある。

謝辞（敬称略）

以下の方々にたいして有益な意見と議論に感謝します。

藤原顕、水谷仁、中村昭子、北村良実、倉本圭、山本哲生、小山勝二、H. Iglseider、水谷研、藤原研、および宇宙線研究室の皆様。

また、高速カメラを使うにあたり、次の方々に感謝します。

nac inc. および、矢守章、柳沢正久、白銀伸年、ほか電通大グループ。

References

- Abe, Y., and T. Matsui, The Formation of an Impact-Generated H₂O Atmosphere and its Implications for the Early Thermal History of the Earth. *J. Geophys. Res., Suppl.* **90**, c545, 126-140, 1985.
- Ang, J. A., Impact Flash Jet Initiation Phenomenology. *Int. J. Impact Engineering*, **10**, 23-33, 1990.
- Crawford, D. A., and P. H. Schultz, Laboratory Observations of Impact-Generated Magnetic Fields. *Nature*, **336**, 50-52, 1988.
- Crawford, D. A., and P. H. Schultz, Laboratory Investigations of Impact-Generated Plasma. *J. Geophys. Res.*, **96**, E3, 18807-18817, 1991.
- Eichhorn, G., Measurements of the Light Flash Produced by High Velocity Particle Impact. *Planet. Space Sci.*, **23**, 1519-1525, 1975.
- Eichhorn, G., Analysis of the Hypervelocity Impact Process from Impact Flash Measurements. *Planet. Space Sci.*, **24**, 771-781, 1976.
- Eichhorn, G., Heating and Vaporization during Hypervelocity Particle Impact. *Planet. Space Sci.*, **26**, 463-467, 1978a.
- Eichhorn, G., Primary Velocity Dependence of Impact Ejecta Parameters. *Planet. Space Sci.*, **26**, 469-471, 1978b.
- Friichtenicht, J. F., Experiments on the Impact-Light-Flash at High Velocities. NASA Contr. No. NASw-936, 1965.
- Gault, D. E., E. M. Sheomaker and H. J. Moore, Spray Ejected from the Lunar Surface by Meteoroid Impact. NASA TN D-1767, 1963.
- Gault, D. E., W. L. Quaide, and V. R. Oberbeck, Impact Cratering Mechanics and Structures. 87-99, In Shock Metamorphism of Natural Materials (B. M. Frenchoddy, and N. M. Short, Eds.) MONO Book corp., Md, 1968.
- Gerasimov M. V., O. I. Yakovlev, Yu. P. Dikov, G. V. Belov, V. M. Gerasimov, and G. S. Smirnov, Hyper-velocity Impact (7.4 km/s) into Basalt Target: Chemical Composition of Vapor. *Lunar Planet. Sci.* **XXVI**, 453-454, 1995.
- Greenspan, H. P. and D. S. Butler, On the Expansion of a Gas into Vacuum. *J. Fluid Mech.*, **13**, 101-119, 1962.
- Hartmann W. K. and D. R. Davis, Satellite-Sized Planetesimals and Lunar Origin. *Icarus*, **24**, 504-515, 1975.
- Harlow, F. H. and W. E. Pracht, Formation and Penetration of High-Speed Collapse Jets. *Phys. Fluids*, **9**, 1951-1959, 1966.
- Jean, B., Experimental Observations of Optical Radiation Associated with Hypervelocity Impact. *AIAA J.*, **4**, 1854-1856, 1966.
- Jean, B., and T. L. Rollins, Radiation from Hypervelocity Impact Generated Plasma. *AIAA J.*, **8**, 1742-1748, 1970.
- Kieffer, S. W., Impact Conditions Required for Formation of Melt by Jetting in Silicates. 751-769 In Impact and Explosion Cratering (D. J. Roddy, R. O. Pepin, and R. B. Merrill, Eds.) Pergamon Press, New York, 1977.
- Landau, L. D. and E. M. Lifshitz, Fluid Mechanics, Pergamon Press, London, 1987.

- Marsh, S. P. (Ed.), LASL Shock Hugoniot Data. 588 pp., University of California Press, Berkeley, 1980.
- Melosh, H. J., Impact cratering: A Geological Process, 245 pp., Oxford University Press, New York, 1989.
- Melosh, H. J., and C. P. Sonett, When Worlds Collide: Jetted Vapor Plumes and the Moon's origin. 621-642 In Origin of the Moon (W. K. Hartmann, R. J. Phillips and G. J. Taylor, Eds.) Houston: Lunar Planet. Sci. Inst., 1986.
- Melosh, H. J. and A. M. Vickery, Impact Erosion of the Primordial Atmosphere of Mars, *Nature*, **338**, 487-489, 1989.
- Melosh, H. J., A. M. Vickery, and W. B. Tonks, Impacts and the Early Environment and Evolution of the Terrestrial Planets. 1339-1370 In Protostar and Planet III (E. H. Levy and J. I. Lunine, Eds.) Univ. of Arizona Press, Tucson, 1993.
- Mirels, H., and J. F. Mullen, Expansion of Gas Clouds and Hypersonic Jets Bounded by a Vacuum. *AIAA J.*, **1**, 596-602, 1963.
- Poirier, J.-P., Introduction to the Physics of the Earth's Interior, 264 pp., Cambridge University Press, New York, 1991.
- Schmalz, R. F., Free Unsteady Expansion of a Polytropic Gas: Self-Similar Solutions. *Phys. Fluids*, **29**, 1389-1397, 1986.
- Schultz, P. H., Impact Vaporization of Easily Volatized Targets: Experimental Results and Implications. *Lunar Planet. Sci.* **XIX**, 1039-1040, 1988.
- Sedov, L. I., Similarity and Dimensional Methods in Mechanics. 363 pp., Academic Press, New York, 1959.
- Simakov, G. V., M. N. Pavlovskiy, N. G. Kalashnikov, and R. F. Trunin, Shock Compressibility of Twelve Minerals. *Izv. Phys. Solid Earth*, **8**, 488-492, 1974.
- Stevenson, D. J., Origin of the Moon-the Collision Hypothesis. *Ann. Rev. Earth Planet. Sci.*, **15**, 271-315, 1987.
- Vickery, A. M., The Theory of Jetting: Application to the Origin of Tektites. *Icarus*, **105**, 441-453, 1993.
- Vickery A. M., and H. J. Melosh, Atmospheric Erosion and Impactor Retention in Large Impacts, with Application to Mass Extinctions, *Geol. Soc. of America Special Paper* **247**, 289-300, 1990.
- Walsh, J. M., R. G. Shreffler, and F.J. Willig, Limiting Conditions for Jet Formation in High Velocity Collisions. *J. Appl. Phys.* **24**, 349-359, 1953.
- Walters, W. P., Fundamentals of Shaped Charges. 731-830 In High Velocity Impact Dynamics (J. A. Zukas, Ed.) Wiley Interscience, New York, 1990.
- Yang, W., and T. J. Ahrens, Impact Jetting of Geological Materials. *Icarus*, **116**, 269-274, 1995.
- Zel'dovich, Ya. B. and Yu. P. Raizer, Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena. 916 pp., Academic Press. New York. 1967.

付録

1) 衝撃波通過後の圧力と温度

<圧力-Planar Impact Approximation (PIA)>

1-2で述べたように入射粒子と標的が接触し、その境界面から衝撃波が発生する。衝撃波が通過することにより物質は非常に高圧に圧縮される。このときの圧力は、Planar Impact Approximation, あるいは Impedance Matchingと呼ばれる方法により、実際には三次元の現象を、近似的に一次元的に考えて計算することができる。これにより計算した値は三次元や二次元の数値シミュレーションなどの結果とそれほど違わない値を与えている。もちろんこの方法には限界があって、入射粒子の脇などから希薄波が進入することなどは、まったく考慮することができないが、初期発生圧力のおよその見積もりについては有効である。

まず、入射粒子は厚さがその直径 D_p に等しい無限にひろがった板として表される。標的は半無限平面であるとする。標的表面に平行な方向にひろがった「入射板」は、速度 V_{imp} で標的に衝突する。

衝撃波発生直後、二つの衝撃波が入射粒子と標的のそれぞれの物質中を伝播する。この二つの衝撃波の間に入射粒子物質と標的物質はともに同じ圧力になっており、また、境界面が分離または貫入を起こさないために同じ速度を持って動いていなければならない。その他の量、たとえば衝撃波の速度、密度などはそれぞれで異なっているであろう。

衝撃波通過後の状態は、それぞれの物質中の衝撃波について別々に、Hugoniot方程式を考えねばならない。すなわち、

$$\rho_p (w_p - u_p) = \rho_{0p} w_p$$

$$P_p - P_{0p} = \rho_{0p} u_p w_p ,$$

および,

$$\rho_t (w_t - u_t) = \rho_{0t} w_t$$

$$P_t - P_{0t} = \rho_{0t} u_t w_t .$$

ここで, 下付きの添字, p と t はそれぞれ入射粒子および標的をあらわし, ρ と ρ_0 はそれぞれ圧縮状態と非圧縮状態の密度, w は衝撃波の速度, u は物質の動く速度 (粒子速度), P と P_0 はそれぞれ衝撃波通過前後の物質の圧力である. また, 各Hugoniot方程式はそれぞれの非圧縮物質が静止しているような座標系で考えている.

さらに, 上で述べたような境界条件, つまり, 衝撃波通過後の圧力がそれぞれの物質で等しいことと, 粒子速度が同じであるということを考慮しなければならない. これらは, 互いの座標系に注意すると,

$$P_p = P_t$$

$$u_t = V_{imp} - u_p$$

とかくことができる.

さらに, 物質の状態方程式が必要である. ほとんどの物質では, 衝撃波速度, w と粒子速度, u の間に次のような線形の関係があることが知られている.

$$w = C + S u .$$

この関係は, 途中に相転移がない場合, 非常にひろい圧力範囲で成り立っている. ここで, C と S は実験から経験的に求められる物質定数であり, 工学的に様々な物質について求められている (Marsh 1980). したがって, 入射粒子と標的それぞれについて,

$$w_p = C_p + S_p u_p$$

$$w_t = C_t + S_t u_t$$

と書くことができ, P_0 が P に比べて無視できるくらい小さいとすれば, 以上の諸式から衝撃波通過後の入射粒子と標的の状態に関する圧力, 密度, 衝撃波速度, 粒子速度を知ることができる.

<温度>

温度上昇は熱力学の式,

$$\begin{aligned}dT &= \left(\frac{\partial T}{\partial P}\right)_s dP + \left(\frac{\partial T}{\partial s}\right)_P ds \\ &= \frac{TV\alpha}{C_p} dP + \frac{T}{C_p} ds\end{aligned}$$

より求めることができる。ここで s はエントロピー (上記の S と紛らわしいので注意), C_p は比熱, α は体膨張係数である。以下では簡単のため同じ物質の衝突の場合を扱う。エネルギーの関係を表すもう一つのユゴニオ方程式,

$$E - E_0 = \frac{1}{2} P(V_0 - V)$$

より,

$$dE = \frac{1}{2} (V_0 - V) dP - \frac{1}{2} P dV.$$

これとさらに, $T ds = dE + p dV$, を使えば

$$T ds = \frac{1}{2\rho_0} (\delta dP - P d\delta)$$

と書くことができる。ここで $\delta = \frac{V_0 - V}{V_0}$.

また, 上記で求められた圧力は, δ を使って書くと,

$$P = \frac{\rho_0 C^2 \delta}{(1 - S\delta)^2}$$

となるので,

$$dP = \rho_0 C^2 \frac{1 + S\delta}{(1 - S\delta)^3} d\delta.$$

結局,

$$dP = T\gamma_g \frac{1+S\delta}{(1-S\delta)^3} d\delta + \frac{C^2}{C_p} \frac{S\delta^2}{(1-S\delta)^3} d\delta,$$

ここで

$$\gamma_g = \frac{V\alpha}{C_p} \rho_0 C^2$$

γ_g はGruneisen定数である.

各項を積分すると, 第一項は

$$\Delta T_A = T_0 \left[\exp \left\{ \frac{\gamma_g \delta}{(1-S\delta)^2} \right\} - 1 \right],$$

第二項は

$$\Delta T_s = -\frac{C^2}{C_p S^2} \left[\frac{2S\delta - 3S^2\delta^2}{2(1-S\delta)^2} + \log(1-S\delta) \right]$$

となり, 温度上昇がわかる.

2) ジェットの放出 について.

高速衝突におけるジェット現象は, 50年以上前から軍事, 工学の分野で知られており研究が進められてきた. 戦後になって, shaped chargeの考え方を使得ってジェットの流
 れの速度などが計算されるようになり, 実験的にもその妥当性が確かめられるよう
 になった (Walsh et al. 1953, Jean and Rollins 1970). ここで, shaped charge とは, 高
 速にものを加速するために開発されてきたひとつ方式である. 図A-2-1のように爆発さ
 せる火薬を円錐形の金属膜 (たとえばアルミニウム) で仕切られている筒の内部に詰
 める. 金属膜は円錐形をしているため, 筒の中心線方向に加速される. 筒の中心線上
 では四方から金属膜が集まってくるが, このとき金属膜の一部はジェットとして外側
 に高速で吹き出す. そのジェットの前に別の粒子をあらかじめ設置しておけば, その

粒子をジェットで加速することができ、火薬のみで加速するよりもより高速に粒子は加速される（最近のレビューとしては、Walters 1990 など）。

Walshらはこの考えを高速衝突実験の結果に応用した。その後、惑星科学の分野でもジェット現象についての関心が高まり、太陽系の歴史の中で高速衝突によりもたらされる結果の一つとしてジェットを考える際、shaped chargeを使った計算が使われるようになった（Kieffer 1977, Melosh and Sonett 1986, Vickery 1993, など）。

このshaped chargeを使った計算では、二枚の薄い板が、高速で、ある一定の角度を保ったまま定常的に衝突している状況を考える（図A-2-2a）。実際の太陽系での衝突や、われわれの球状の粒子を使った実験では、このような理想的に一定角で衝突し続けるとは近似できない。入射粒子と標的のなす角とお互いの接触面は衝突の間に急激に変化し、定常状態は近似的にでも成立しそうにない。このような条件のもとでのジェットの過程についての詳細はほとんどわかっていないが、以下ではジェットの速度と飛び出す角度を、衝突が定常状態であると仮定して述べる。

ジェットの速度については、異なる物質が垂直に衝突する場合（Jean and Rollins 1970）や同じ物質がななめに衝突する場合（Vickery 1993）は計算されているが、異なる物質がななめに衝突する場合については公にだされた計算はない。また、飛ぶ方向も、異なる物質の垂直衝突での場合はあるが（Ang 1990）、斜め衝突を含む場合はないので、ここではこれまでの理論をふまえた上で異物質斜め衝突の場合のジェットの速度と飛ぶ方向を導く。

まず、板どうしの衝突の場合について簡単に触れる。図A-2-2aのように標的の板は静止しており、入射板が斜めに角 θ で衝突している状況を考える。標的が静止しているこのような系をT-系とする。この系では衝突点（Collision Point, CP）は図の右方向に移動している。また、CPが静止しているような系（CP-系）に移ると（A-2-2b）、入射板と標的物質がCPに向けて集まってきて、図の左方向に流れる。入射板と標的面がなす角、 θ が十分小さい時にはCPの移動速度が衝撃波の速度より速く、衝撃波はCPから離れられず、ジェットは放出されない。しかし、CPの移動速度は、入射板の衝突速度を V_{imp} とすると、 $V_{imp}/\sin\theta$ であるので、 θ がある臨界値、 θ_{cr} 以上

の場合には衝撃波の速度の方が大きくなり、衝撃波がCPを離れ、板の間に高圧の物質が押し出されてジェットとして飛ぶ。もう少し詳しい説明は、Melosh (1989) またはVickery (1993) などにある。

次に球が半無限平面に斜めに衝突する場合を考える。Vickery (1993) と同様に、入射粒子が標的に潜り込んでいく時の各瞬間のCPにおける球面の接線を板どうしの衝突における上側の板とし、標的面を下側の板とする。入射粒子と標的面の衝突角を α とする。

最初にジェットが開始される臨界角、 θ_{cr} を求める。入射粒子は球なので、CPが入射粒子表面上を動く速度、 $V_{cp,p}$ と標的表面を動く速度、 $V_{cp,t}$ は板の場合と違って時間により異なっている。CPにおける接線と標的面のなす角を θ として、図A-2-3のようにx-y座標をとり、

$$\vec{V}_{cp,p} = (V_{cp,p} \cos\theta, V_{cp,p} \sin\theta)$$

$$\vec{V}_{cp,t} = (V_{cp,t}, 0)$$

$$\vec{V}_{imp} = (V_{imp} \sin\alpha, -V_{imp} \cos\alpha)$$

とすれば、

$$\begin{cases} \sin\theta = \frac{V_{imp} \cos\alpha}{V_{cp,p}} \\ \cos\theta = \frac{V_{cp,t} - V_{imp} \sin\alpha}{V_{cp,p}} \end{cases}$$

となる。ジェットの開始は、上で述べたように入射粒子、あるいは標的中で衝撃波の速さとCPの速さが等しくなったときに起こる。それぞれの物質中での衝撃波の速さは付録1のように計算ができるので、ジェット開始の条件は、

$$\begin{cases} w_p = V_{cp,p} \\ w_t = V_{cp,t} \end{cases}$$

と書くことができる。これより、

$$\vartheta_{\alpha} = \begin{cases} \tan^{-1} \left(\frac{V_{\text{imp}} \cos \alpha}{w_t - V_{\text{imp}} \sin \alpha} \right) \\ \sin^{-1} \left(\frac{V_{\text{imp}} \cos \alpha}{w_p} \right) \end{cases}$$

となる。どちらの条件で起こるかは、それぞれのうちで、小さい方が先に起こる。次にジェットが飛ぶ方向を求める。CP系で考える(図A-2-4)。標的の面から測ってジェットの飛ぶ方向を ϕ とする。CP系では入射粒子と標的物質の速度はそれぞれ $V_{\text{cp,p}}$ と $V_{\text{cp,t}}$ である。時間 dt の間に運ばれてくる運動量は、

$$\rho_p V_{\text{cp,p}} dt$$

$$\rho_t V_{\text{cp,t}} dt$$

である。ここで、 ρ_p と ρ_t は入射粒子と標的の密度である。入射粒子と標的の境界に垂直な方向の運動量は打ち消し合うので、

$$\begin{aligned} \rho_p V_{\text{cp,p}} dt \sin(\vartheta - \phi) &= \rho_t V_{\text{cp,t}} dt \sin \phi \\ \Leftrightarrow \left(\frac{\rho_p}{\rho_t} \right) \left(\frac{V_{\text{cp,p}}}{V_{\text{cp,t}}} \right) \sin(\vartheta - \phi) &= \sin \phi \end{aligned}$$

これによって、 ϕ が決定される。

最後にジェットの速度を計算する。上述のように定常状態を仮定する。まず、CP系を考える。ジェットには入射粒子物質も標的物質もともに寄与する。ここではこれらを別々に考慮する。ジェットの速度はCP系でのそれぞれの物質の速度、今の場合、 $V_{\text{cp,p}}$ と $V_{\text{cp,t}}$ に等しいことが、理論的にも実験的にも確かめられている(Harlow and Pracht 1960)。したがって、T系での入射粒子物質によるジェットの速度は、CP系からT系に変換することにより、

$$\vec{V}_{\text{jet,p}}^{\text{T-frame}} = (V_{\text{cp,p}} \cos \phi + V_{\text{cp,t}}, V_{\text{cp,p}} \sin \phi)$$

となる (図A-2-5a参照) .

同様に標的物質によるジェットの様子は, T-系で,

$$\vec{V}_{\text{jet},t}^{\text{T-frame}} = (V_{\text{cp},t} \cos\phi + V_{\text{cp},t}, V_{\text{cp},t} \sin\phi)$$

となる (図A-2-5b参照) .

これらより, ジェットの速度の絶対値がわかる.

3) 気体の真空中への自由膨張における膨張速度

気体が真空中へ膨張する問題は基本的には, 質量と運動量の保存の式をある初期条件と境界条件の下で解く, ということである. 平面波の場合はLandauなどによって解かれている (Landau and Lifshitz 1959, Zel'dovich and Raizer 1967など). しかし円柱および球対称の場合には, 解は非常に限られた条件のもとでしか解析的に求められていない. ここでは二つのモデルに基づいて, 最初静止していた気体が時刻 0 で真空中へ球対称で膨張するときの膨張速度の解析解を紹介する. ひとつは (a) 一様な初期密度分布を持った気体が真空中に膨張する場合 (Greenspan and Butler 1962), もうひとつは (b) 特殊な初期密度分布の場合の自己相似解 (Mirels and Mullen 1963) である. 以下では, 時刻を t , 気体は球対称に膨張するとし, 動径方向の座標を r とする. また気体は理想気体であると仮定する.

(a) Greenspan and Butlerは, 一様な密度, と圧力を持った気体が半径 1 の球内にあり, 時刻 $t=0$ で真空中に膨張を始める, という状況の下で球対称な場合のモデルを考えた. 彼らによれば, 球対称であっても膨張を開始する瞬間 ($t=0$) では真空との境界近くにいる気体は, 平面波と同様にふるまう, したがって気体の雲の先端は球対称であっても膨張速度は平面波の場合の膨張速度

$$\frac{2}{\gamma-1} \sqrt{\gamma} C_0,$$

と同じになる. ここで, γ は気体の比熱比, また c_0 は等温音速で,

$$C_0 = \sqrt{\frac{p_0}{\rho_0}}.$$

また、その後の膨張速度は、つぎのような定性的議論によりこのまま一定であるとしている。まず、特性曲線を考えると、膨張速度 V_{ex} は

$$V_{ex} = \frac{2}{\gamma-1} \sqrt{\gamma} c_0 - \int_0^t \frac{2uc}{r} dt$$

となる (u は粒子速度, c は音速)。積分の中身は正なので、

$$V_{ex} \leq \frac{2}{\gamma-1} \sqrt{\gamma} c_0$$

であるはずである。ところが、真空と気体の境界上の粒子を考えると、その粒子は外側が真空 ($P=0$) で、内側は有限の圧力なので、運動方程式には減速する項がでてこない。よって、膨張速度は一定のままである、と結論している。

(b) 他方、 $t=0$ でもし密度と圧力が次の初期条件を満たしているならば、

$$\frac{\partial p(r)}{\partial r} = \text{const.} \times \rho(r),$$

自己相似解が存在する (Sedov 1959)。また、 $P(r) = p'_0 (\rho(r)/\rho'_0)^\gamma$ であることを仮定する。ここで p'_0 と ρ'_0 はそれぞれ $t=0$ および $r=0$ での圧力と密度である。これより

$$\rho(r) = \rho_0 (1-r^2)^{1/\gamma-1} \quad (t=0),$$

となる。

このとき膨張速度は漸近的に一定速度、

$$\frac{1}{\sqrt{\sigma+1}} \frac{2}{\gamma-1} \sqrt{\gamma} c_0,$$

に近づく。ここで σ は対称性に関する指数で、球対称の場合、 $\sigma=2$ である。

また、最近になって Schmalz (1986) は任意の初期条件における円柱対称、および

球対称の場合を解析的に示した。しかし、これは雲の先端付近での近似解であり、膨張速度なども導かれておらず、まだ不十分である。

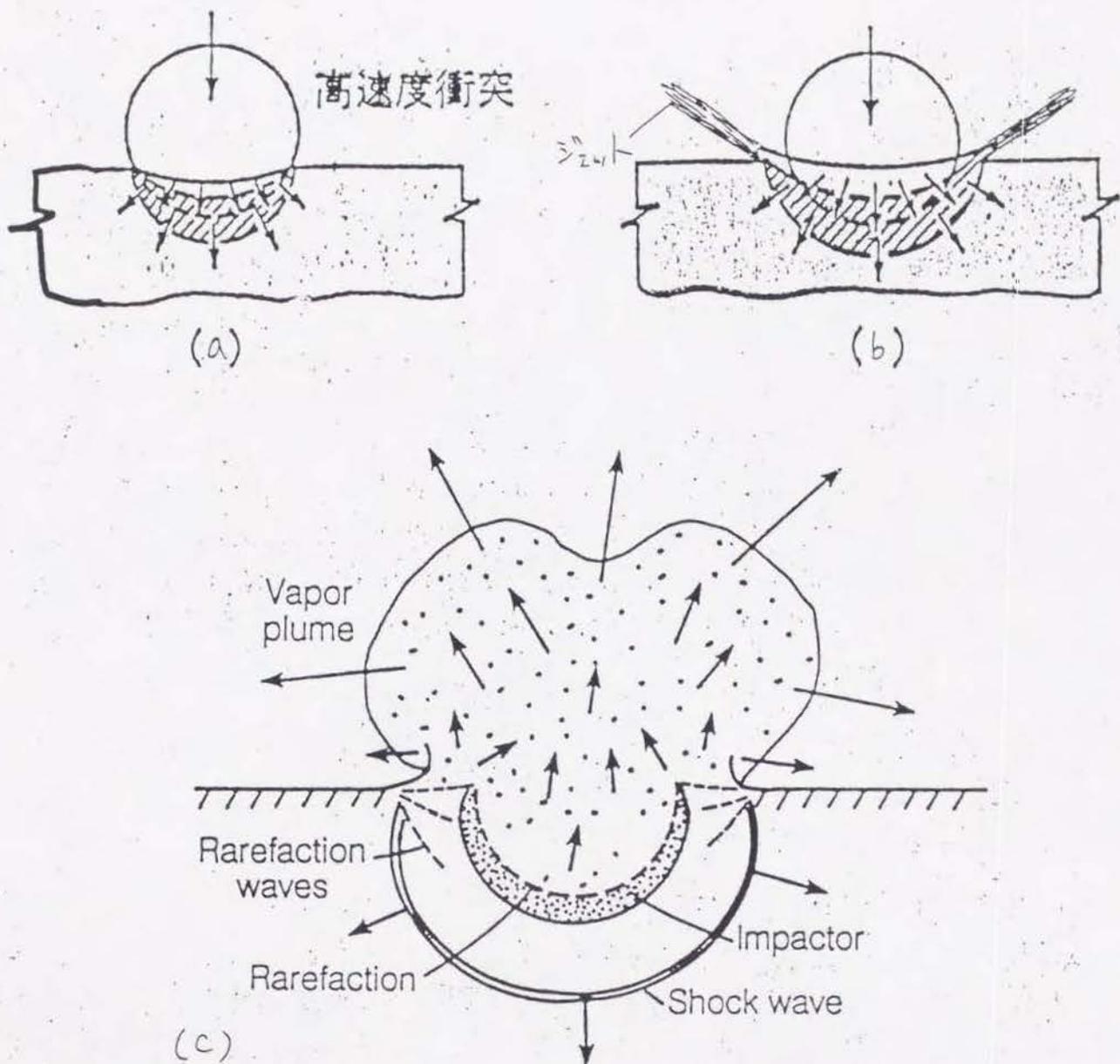


図1-1. 高速衝突における圧縮段階. a 衝撃波の形成. b ジェットの放出. c 衝撃波が入射粒子の裏面に達した後, main vapor が膨張し始める.

TYPICAL SPECTRAL RESPONSE OF IMACON

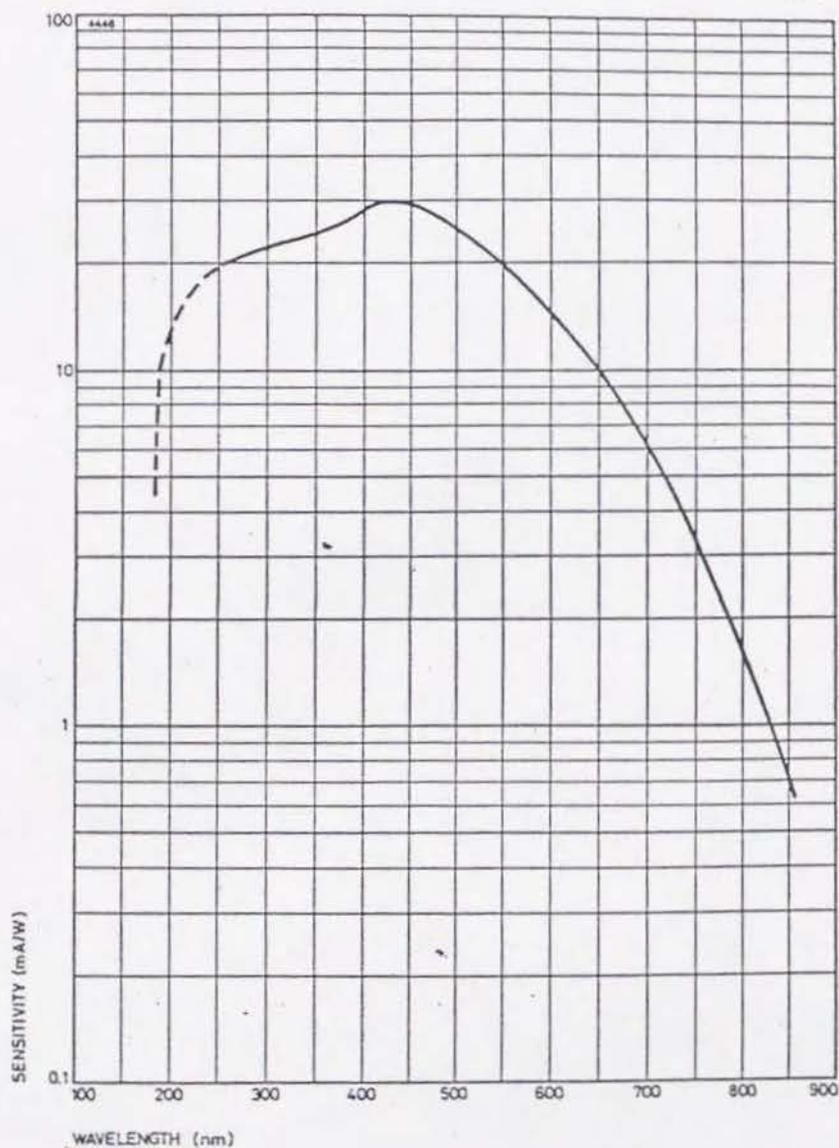


図2-1. IMACONの波長に対する感度特性. 430nmに感度のピークがある.

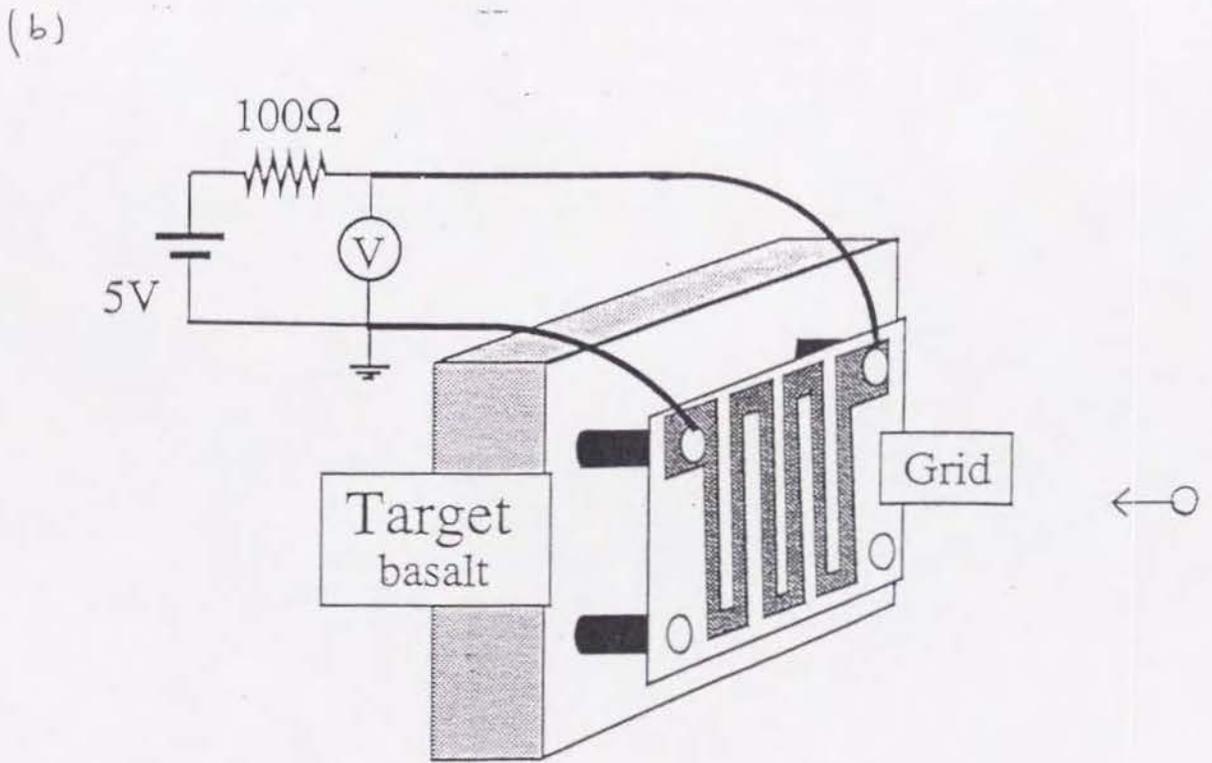
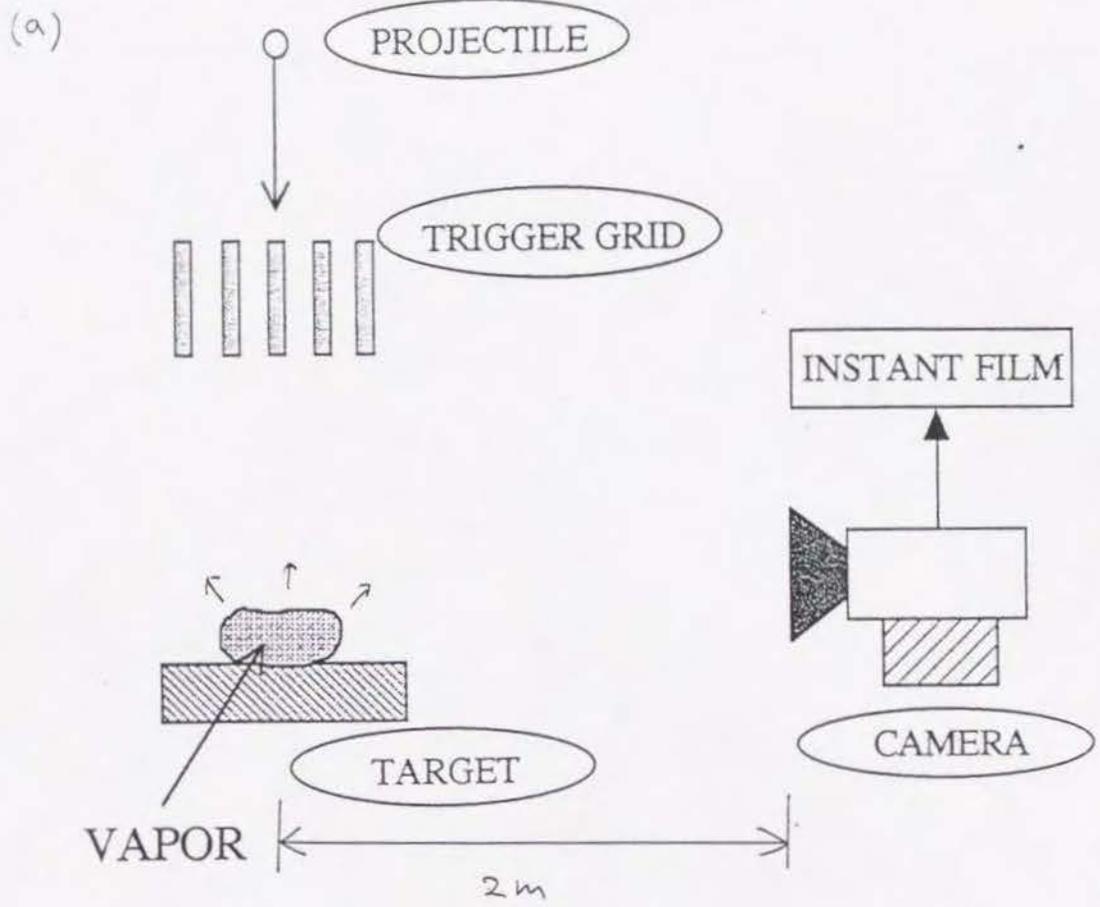


図2-2. (a) 高速カメラ (IMACON) を使った測定のカメラの配置. 標的から約 2 m 離れたところに設置されている. またトリガーのための薄さ 0.015 mm 幅 2 mm のアルミニウム製のグリッドは, 標的から約 10 cm 以上離れたところに設置してある. (b) 高速カメラ (ULTRA NAC) をトリガーするために a と同様のグリッドが標的表面に取り付けられている. トリガーのための回路も同時に示してある.

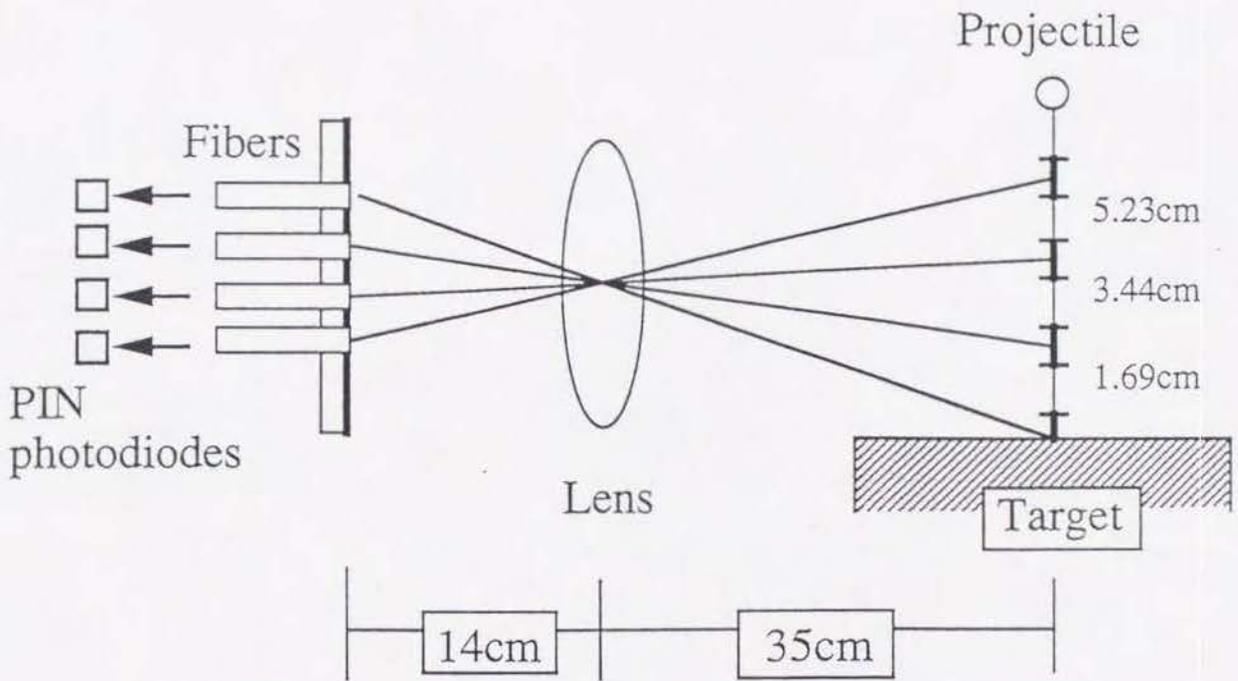
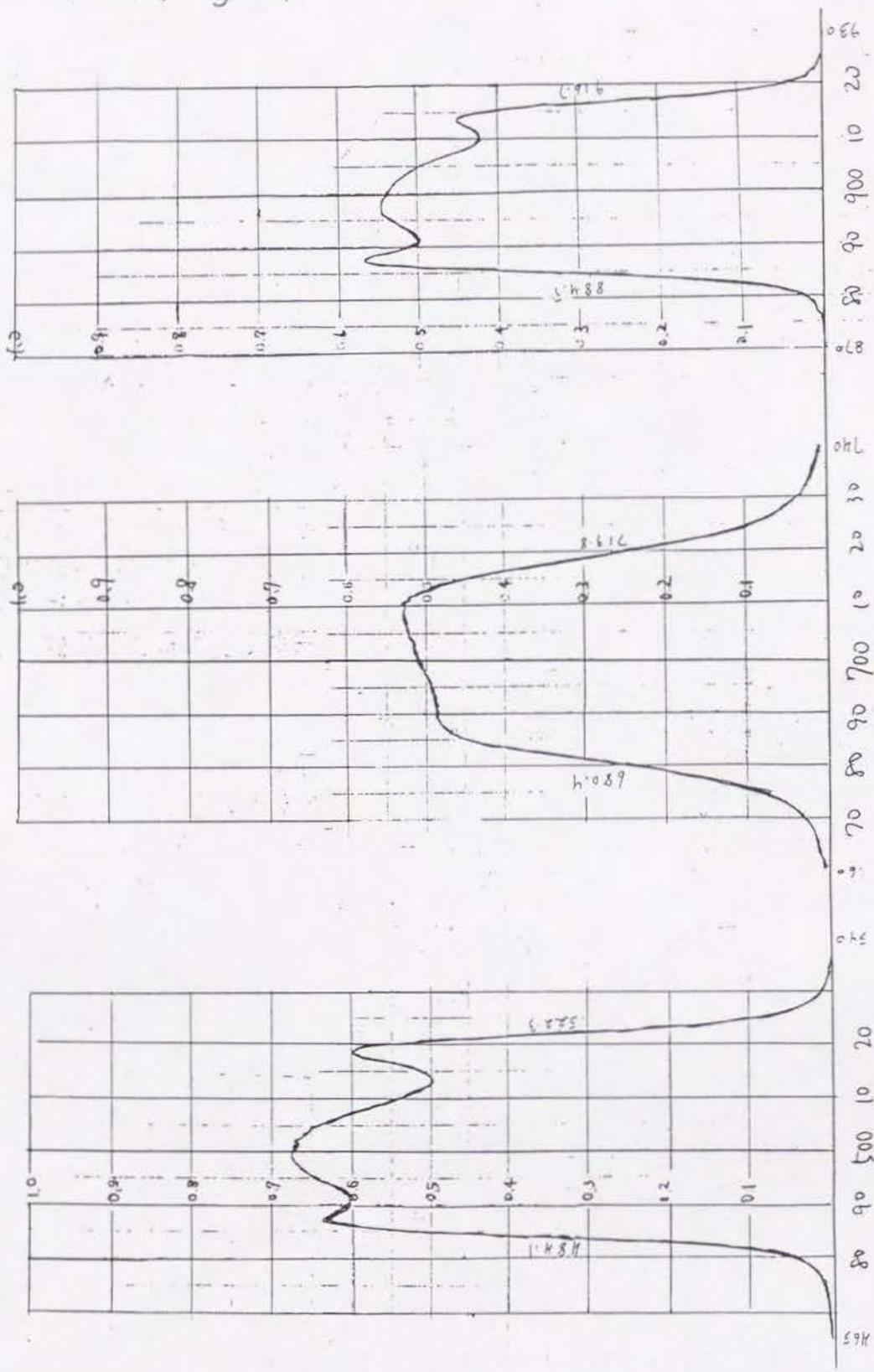


図2-3. PIN型の光ダイオードを並べることによってvapor cloudの膨張する速度を計測する。それぞれの光ダイオードに異なった場所からの光が入るように設置してある。



波長 (nm)

図2-4. 3種類のフィルターの透過特性.

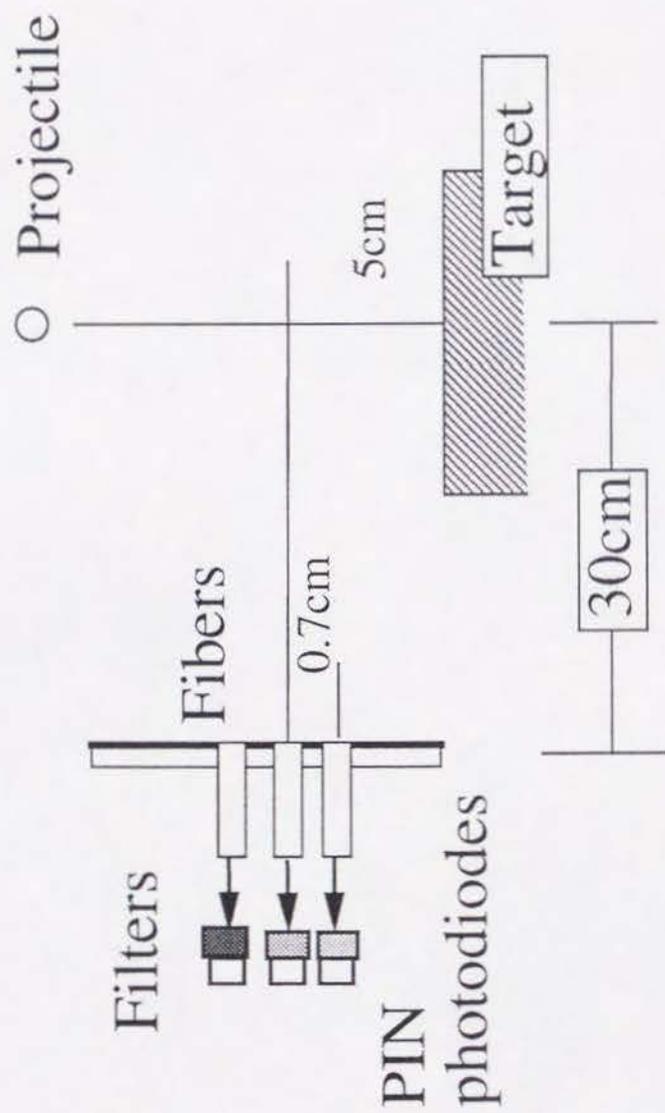
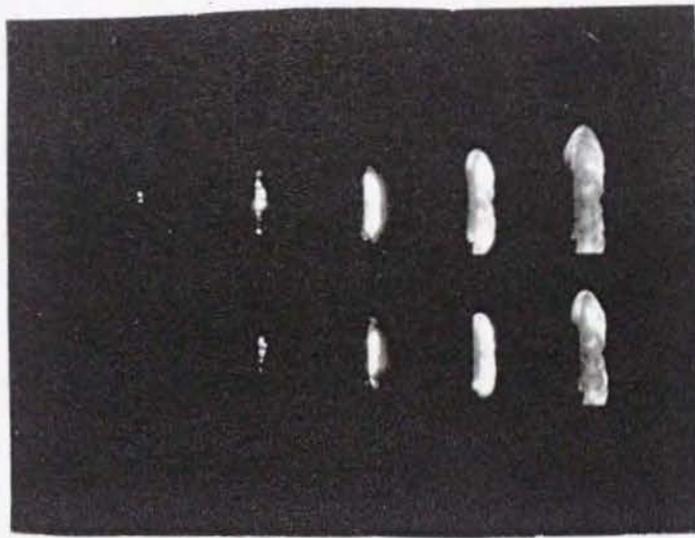


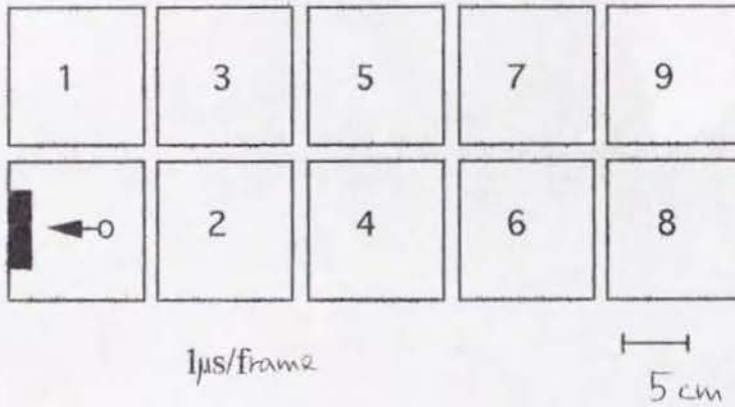
図2-5. 三種類のフィルター付き光ファイバードによる温度の計測.

a



b

#92 Nylon-Cu
3.18 km/s normal



c

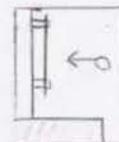
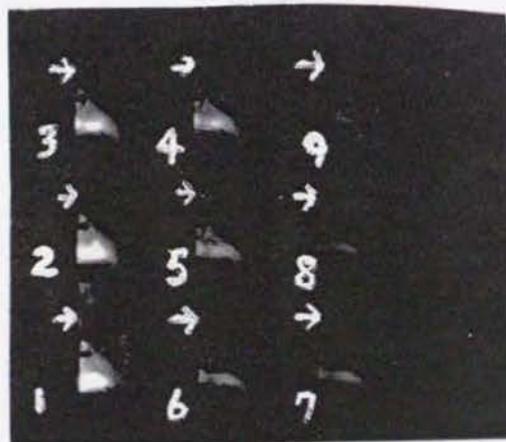
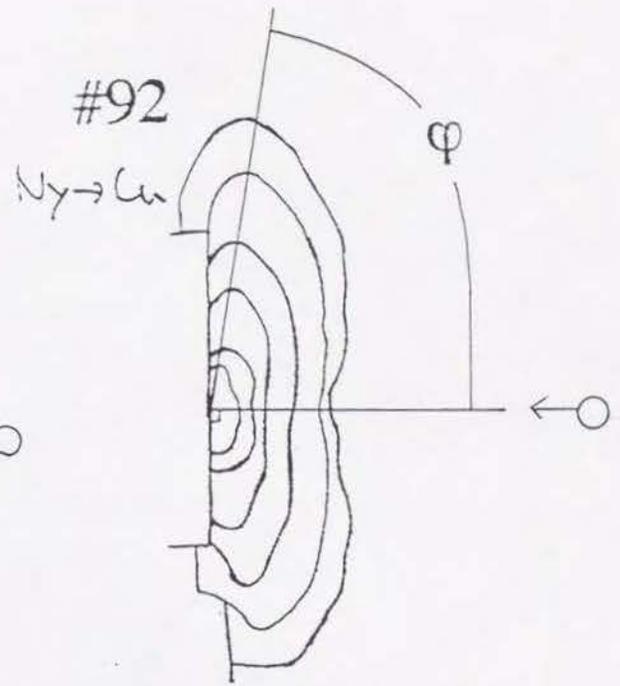
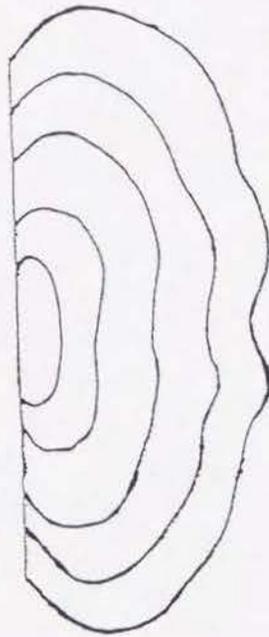
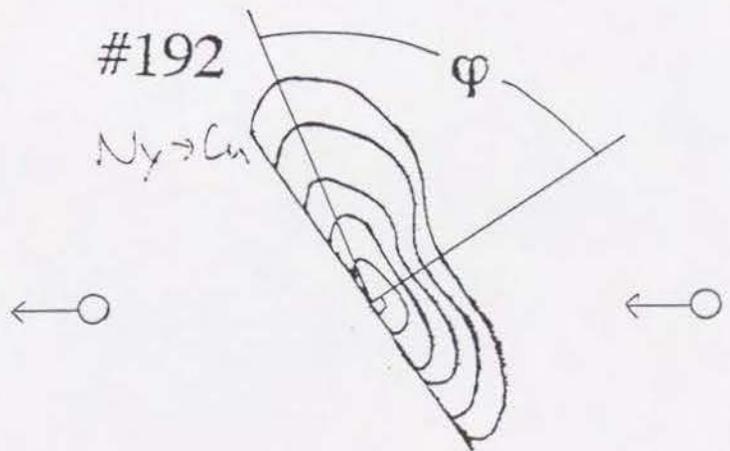


図3-1-1. a IMACONによって撮影されたナイロン球と銅の衝突の連続写真, b 実験条件, 撮影条件, 時間順, c ULTRANACによるナイロンと玄武岩の衝突の連続写真, 時間間隔は $5\mu\text{s}$ で, 1コマ目は衝突後約 $20\mu\text{s}$ 経過している, 明るい物体が標的と台の間にたまり, その後流体のように流れている, 矢印は各frameでの衝突点を示している.

#293
Ny → Al



#106
Ny → Ny

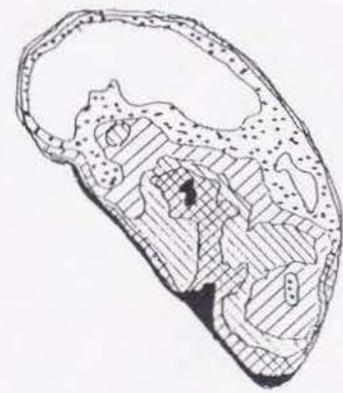
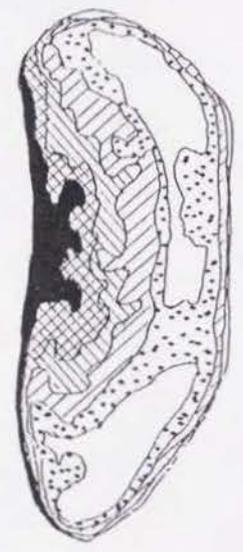
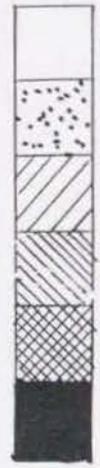


—
1 cm

図3-1-2. 入射粒子ナイロンについていろいろな標的物質に対して撮影された, vapor cloudの外側の縁が1 μ s毎に膨張する様子. 角度 ϕ はcloudの先端の点と衝突点を結ぶ線と衝突点から標的表面に垂直な方向とのなす角度である.

#189
Basalt
0°

#299
Magnesium
30°



1 cm

図3-1-3. ナイロンと玄武岩（垂直衝突），ナイロンとマグネシウム（斜め衝突）で発生したvapor cloudのcontour図．ともに衝突後約5 μ s経過している．

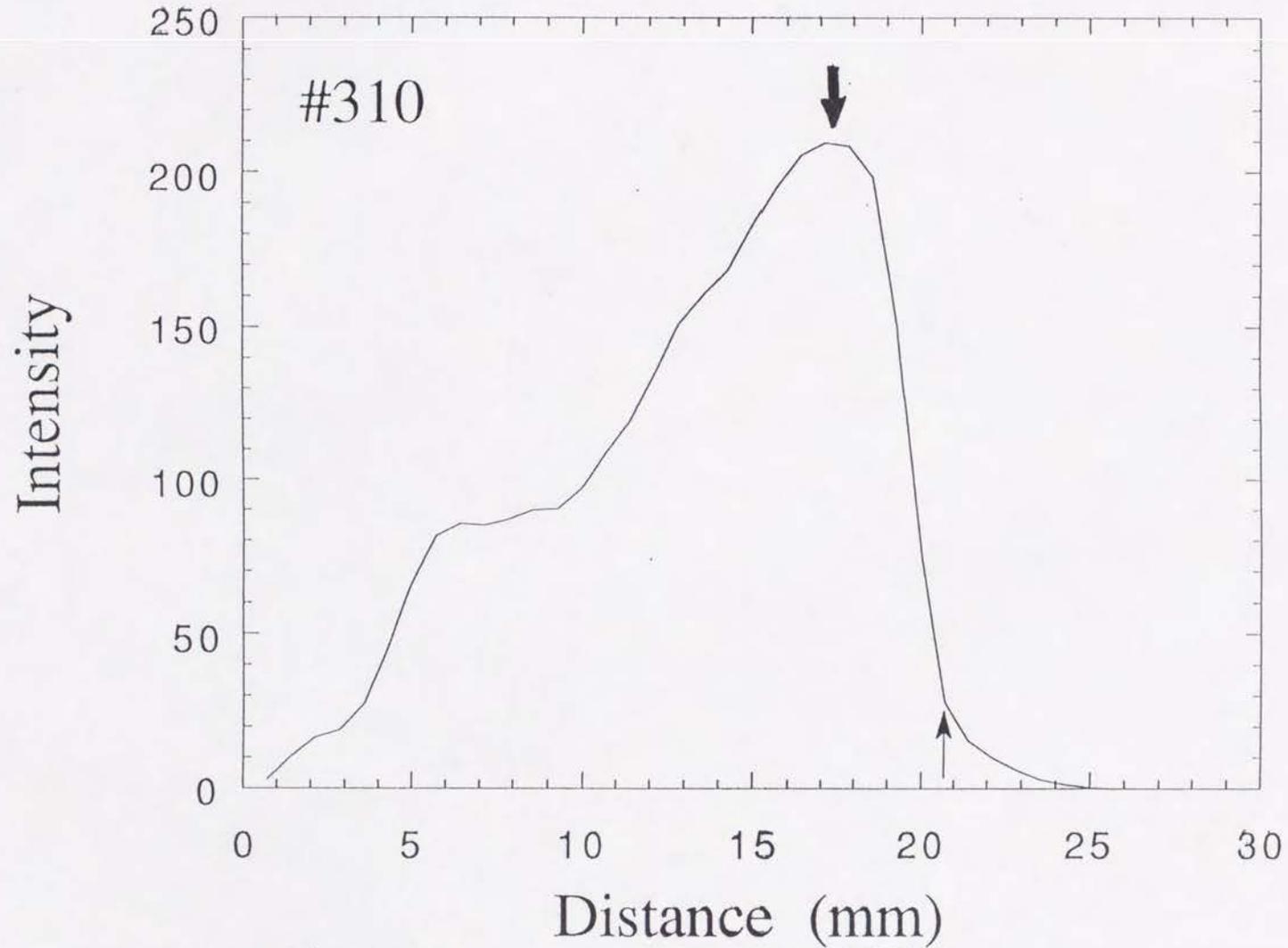


図3-1-4. ナイロンどうしの垂直衝突で標的に垂直な方向について光度の距離に対する分布. 細い矢印はvapor cloudの先端, 太い矢印はピークの位置を示している.

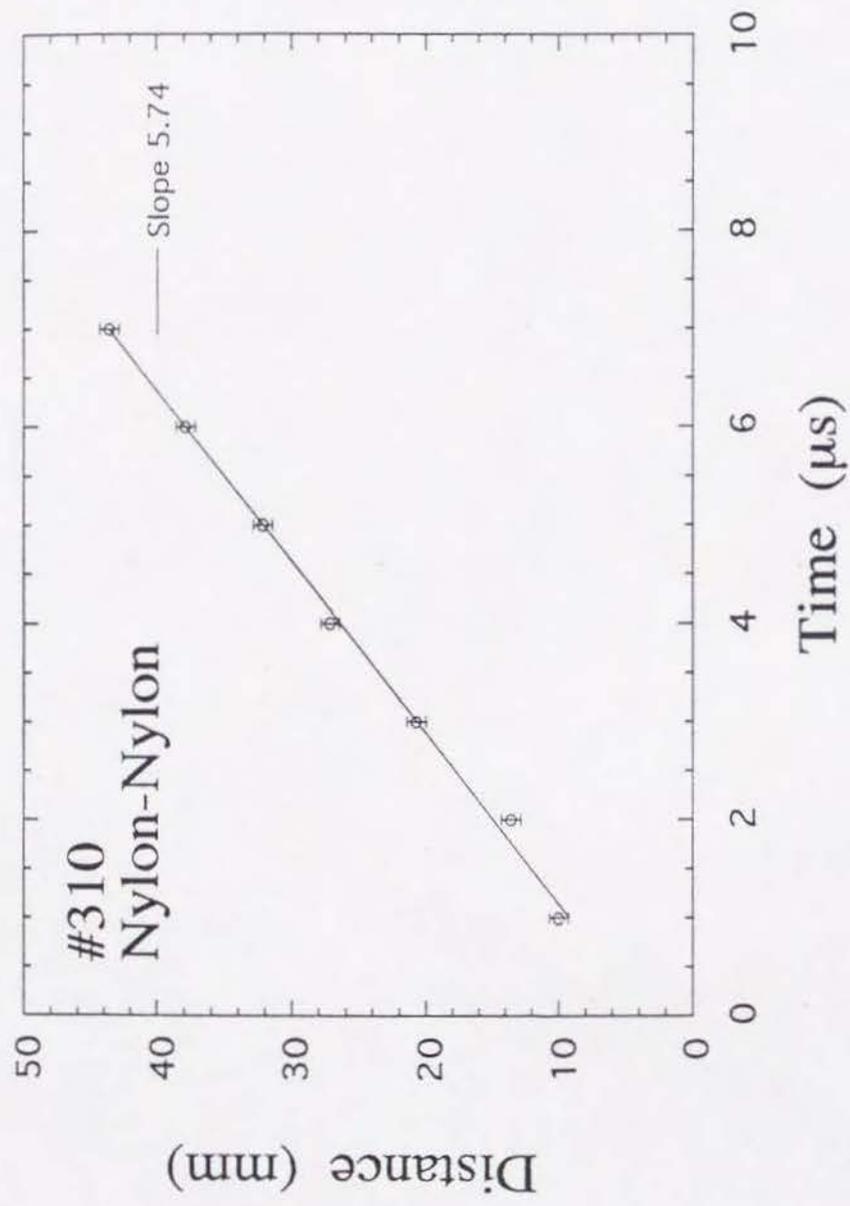


図3-2-1. ナイロンどうしの垂直衝突における標的表面上に垂直な方向のvapor cloudの先端の位置と時間の関係。

460

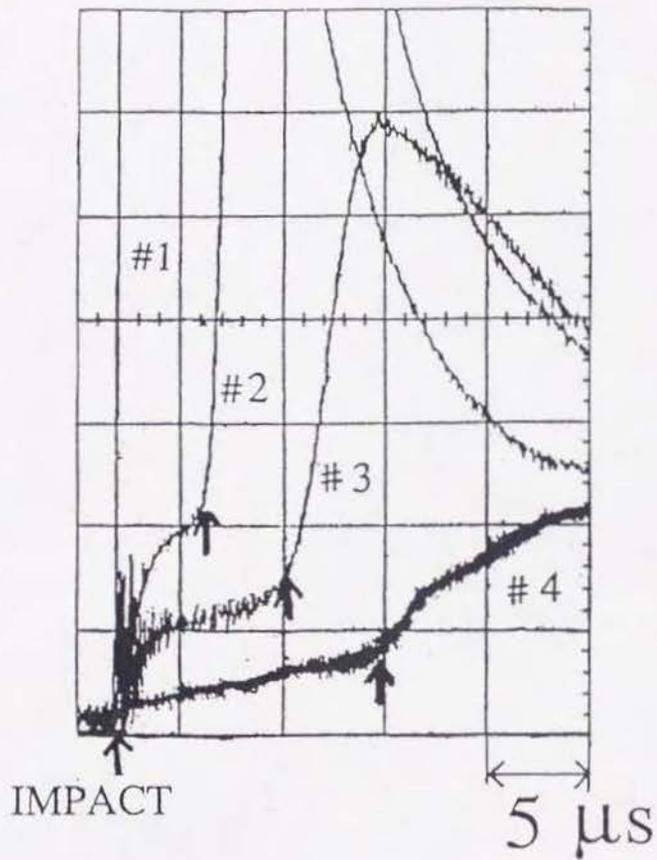


図3-2-2. 各光ダイオードの出力. 矢印は急に上昇し始める時刻を示している.

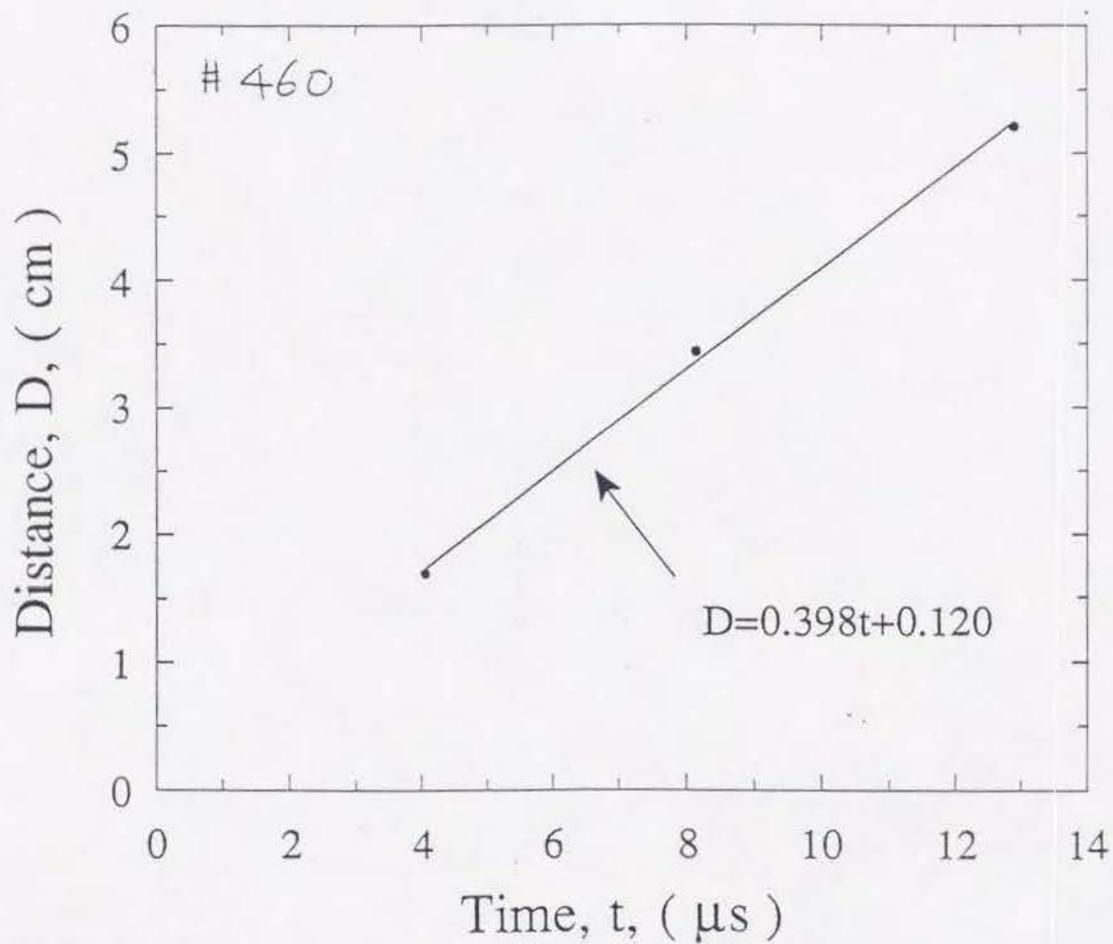


図3-2-3. 衝突から急に光量が上昇し始める時刻と、各光ダイオードが見ている場所までの距離. 膨張速度は3.98km/sとなる.

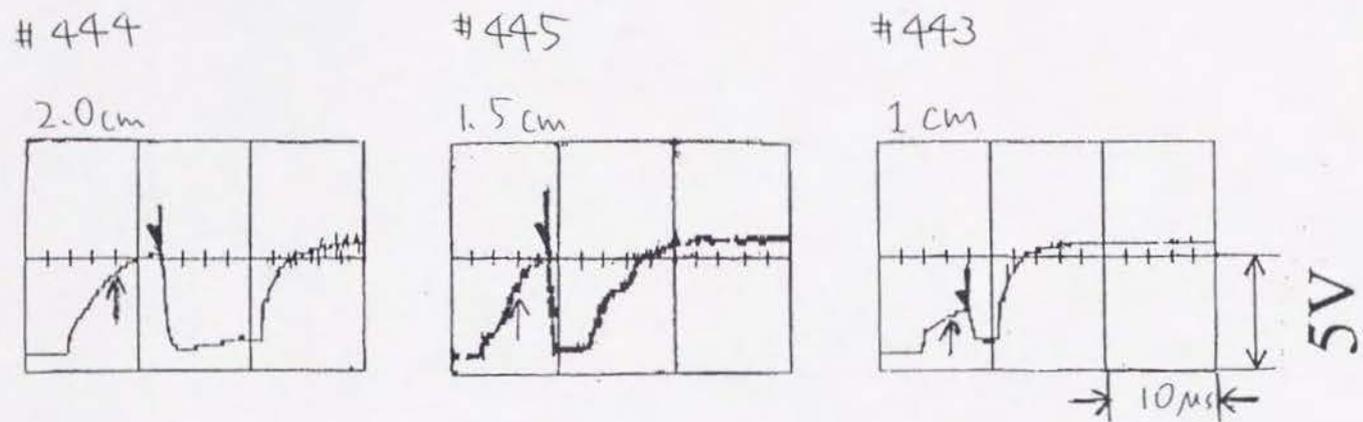


図3-2-4. 玄武岩にナイロンを衝突させた場合のトリガーグリッドからの信号. 細い矢印は光ダイオードの出力から推定される衝突の時刻, 太い矢印はplasmaの雲が到達することによる再導通の時刻.

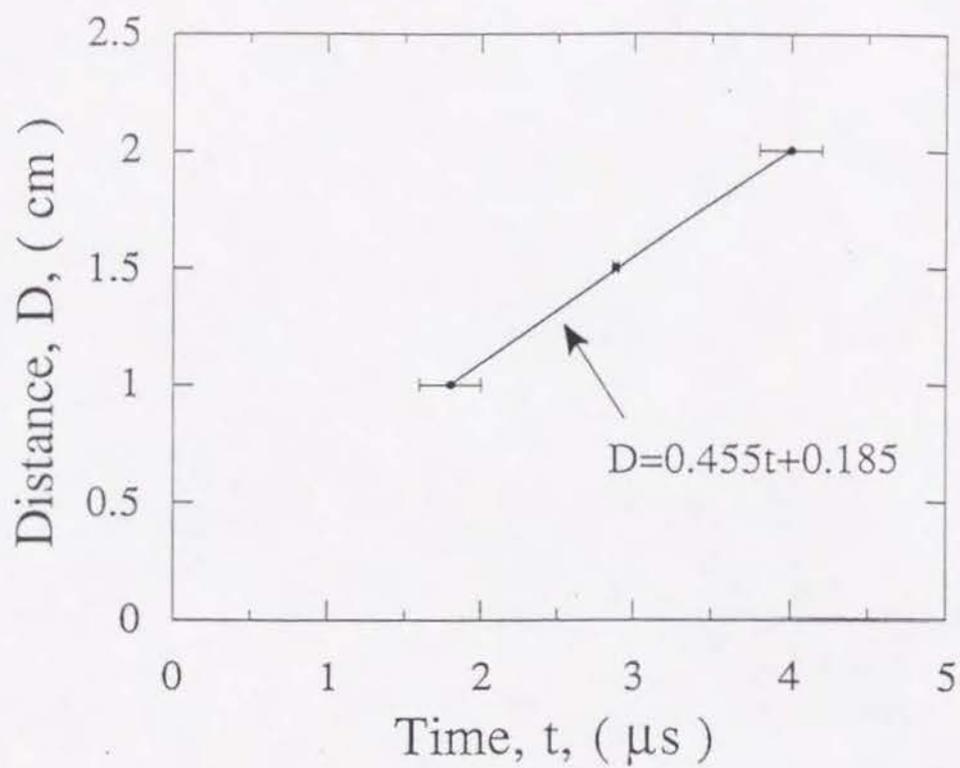
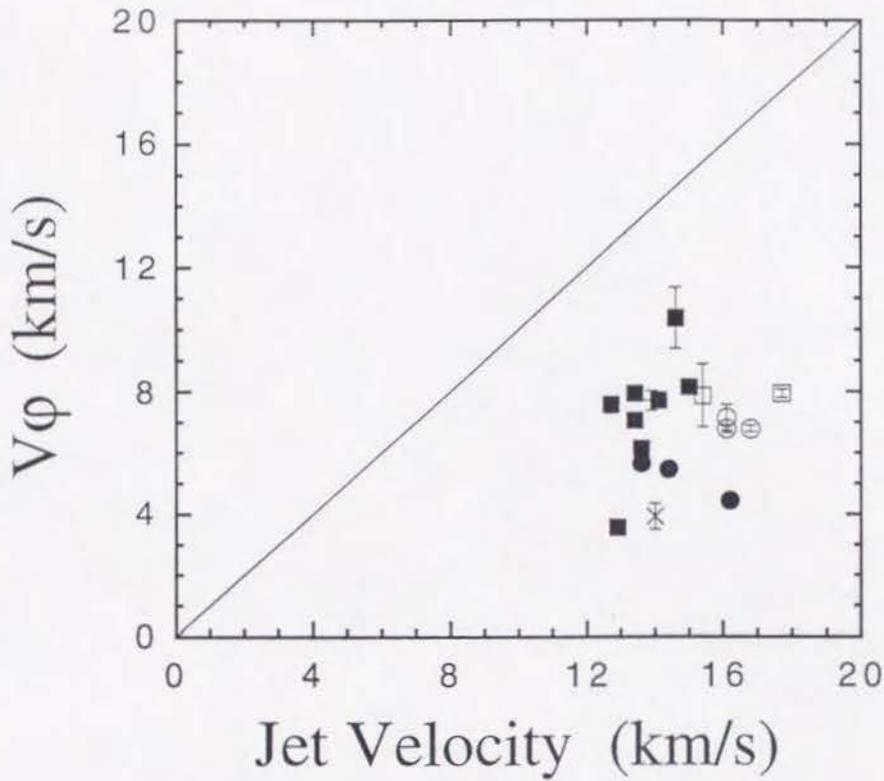


図3-2-5. plasmaの雲の到達時刻と標的面からグリッドまでの距離の関係. これから膨張速度は4.45km/sとなる.



- nylon
- nylon-oblique
- Cu,Bas,Al,Gy,&Mg
- Cu&Mg-oblique
- × cu-nylon
- + cu-nylon-oblique
- $V_{\phi} = V_{jet}$

図3-2-6. 様々な物質の組み合わせによる衝突実験で得られた V_{ϕ} とジェット理論により計算されたジェットの速度. 垂直衝突は中塗りで, 斜め衝突は中抜きで示してある.

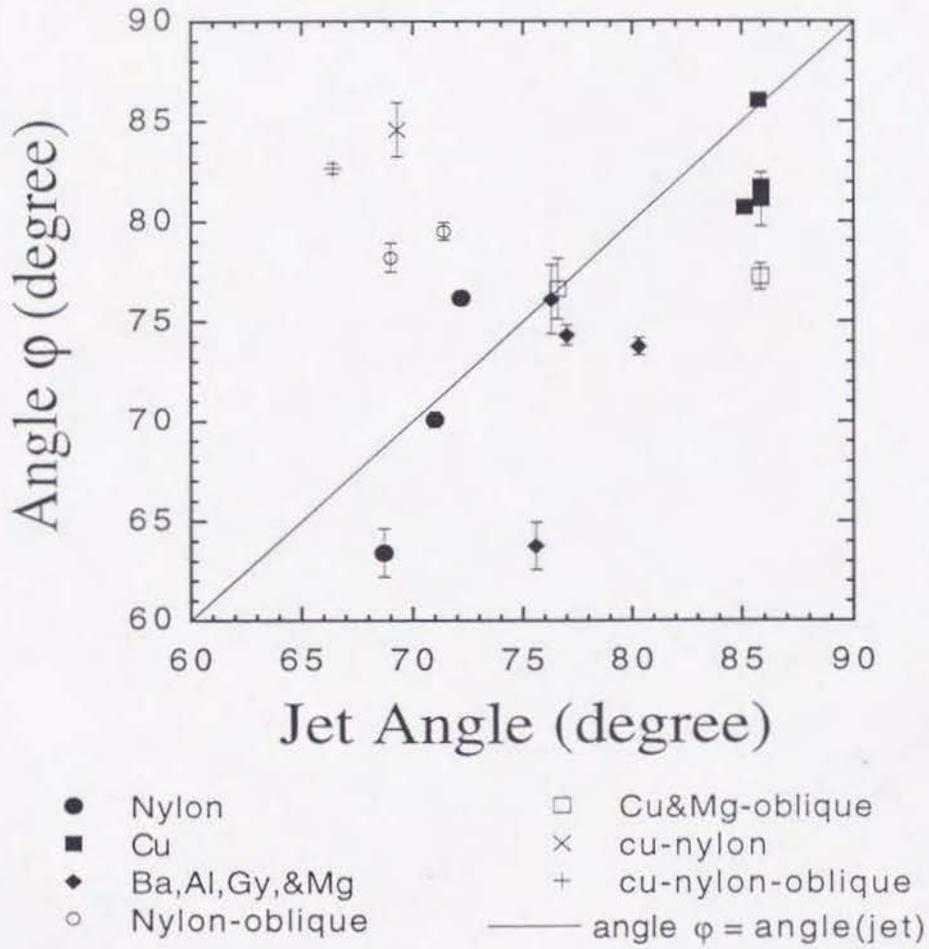


図3-2-7. 様々な物質の組み合わせによる衝突実験で観測された角度 ϕ (定義は図3-1-2)とジェット理論により計算されたジェットの速度. 垂直衝突は中塗りで, 斜め衝突は中抜きで示してある.

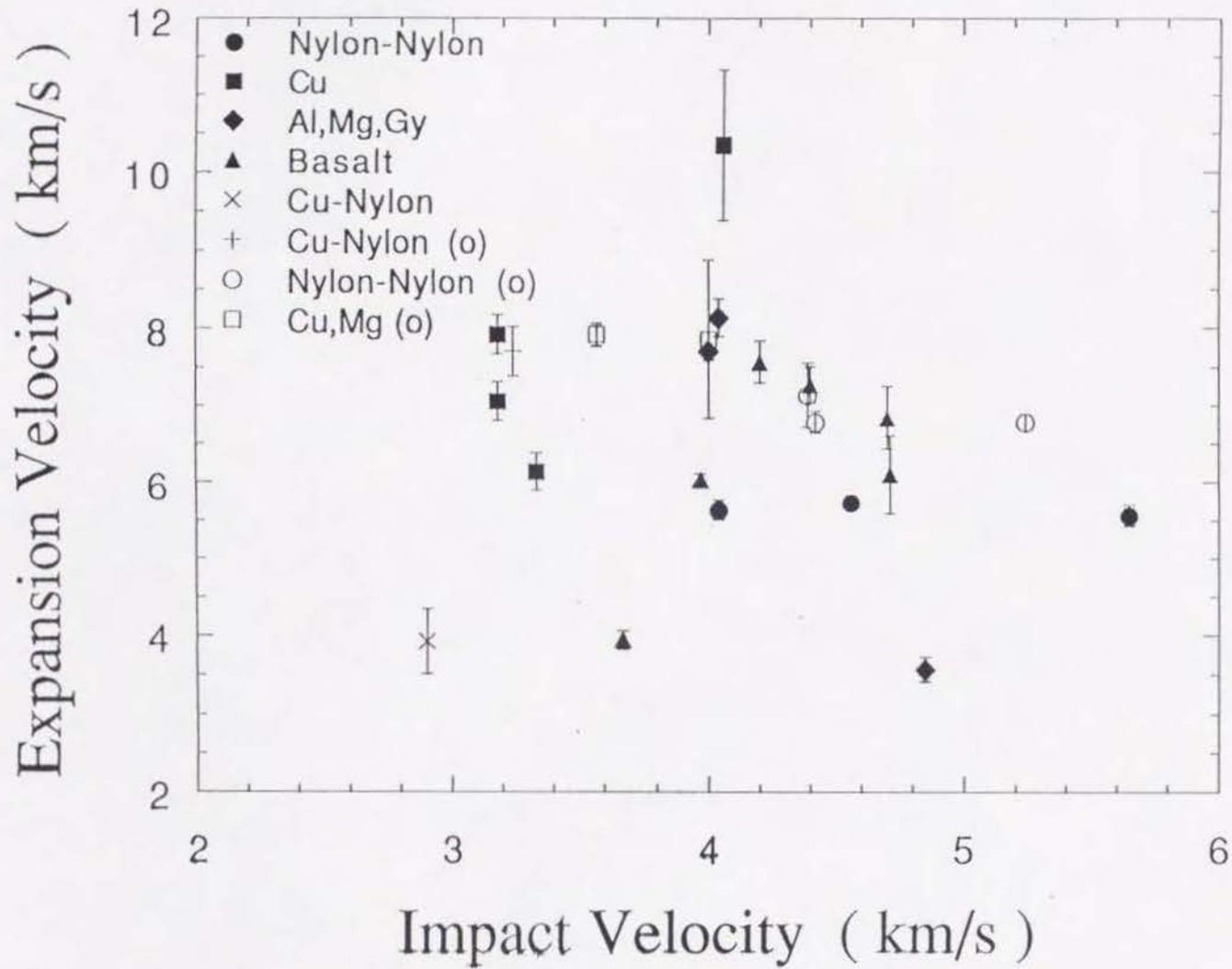


図3-2-8. 衝突速度と V_{ϕ} と V_r のうちで大きい方の膨張速度の関係. 垂直衝突は中塗りで, 斜め衝突は中抜きで示してある.

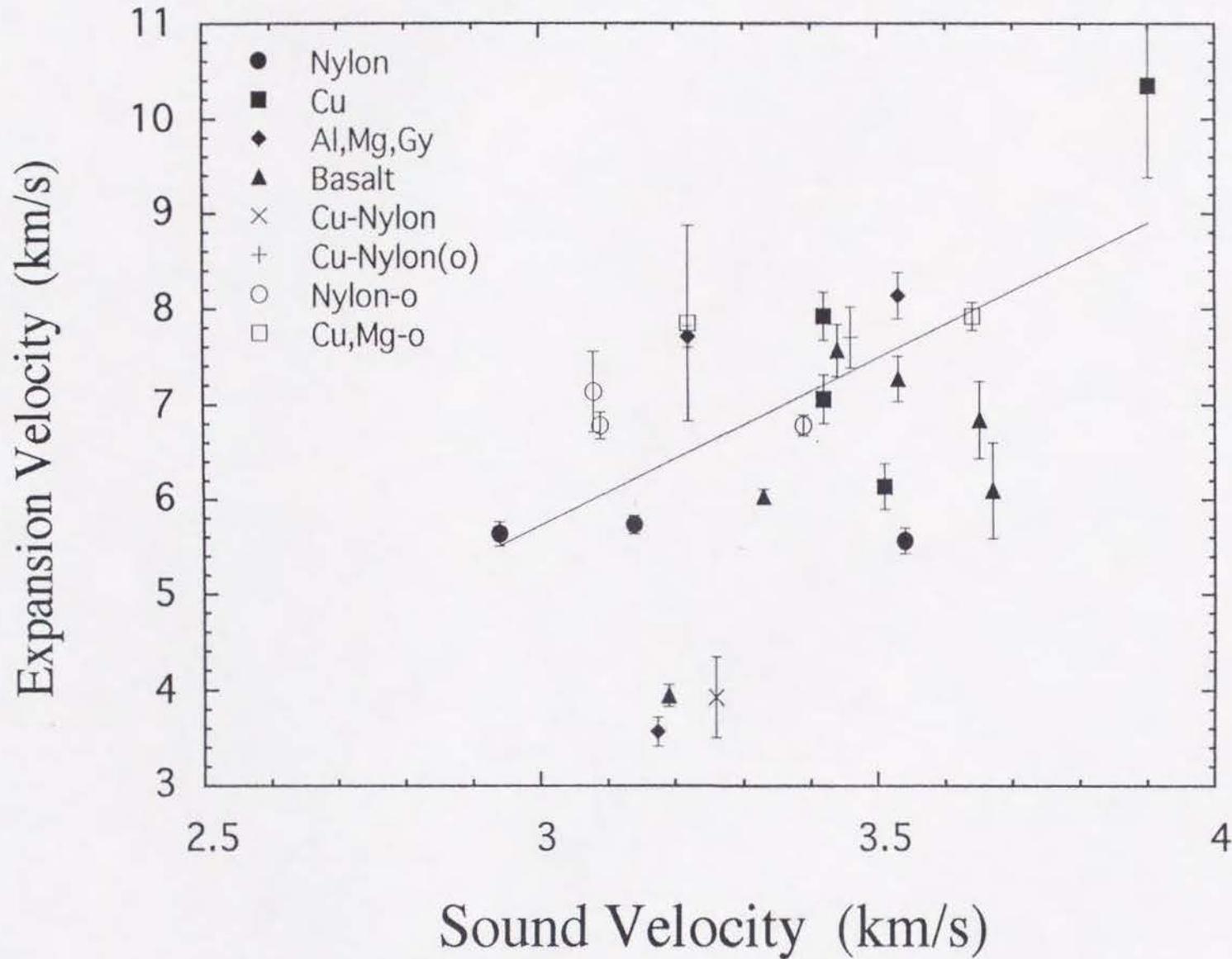


図3-2-9. 衝撃波の通過により達成される圧力と密度から計算される音速と V_{ϕ} と V_r のうちで大きい方の膨張速度の関係. 斜め衝突については圧力と密度の計算において衝突速度として標的表面に垂直な成分でなく, 衝突速度そのものを使った.

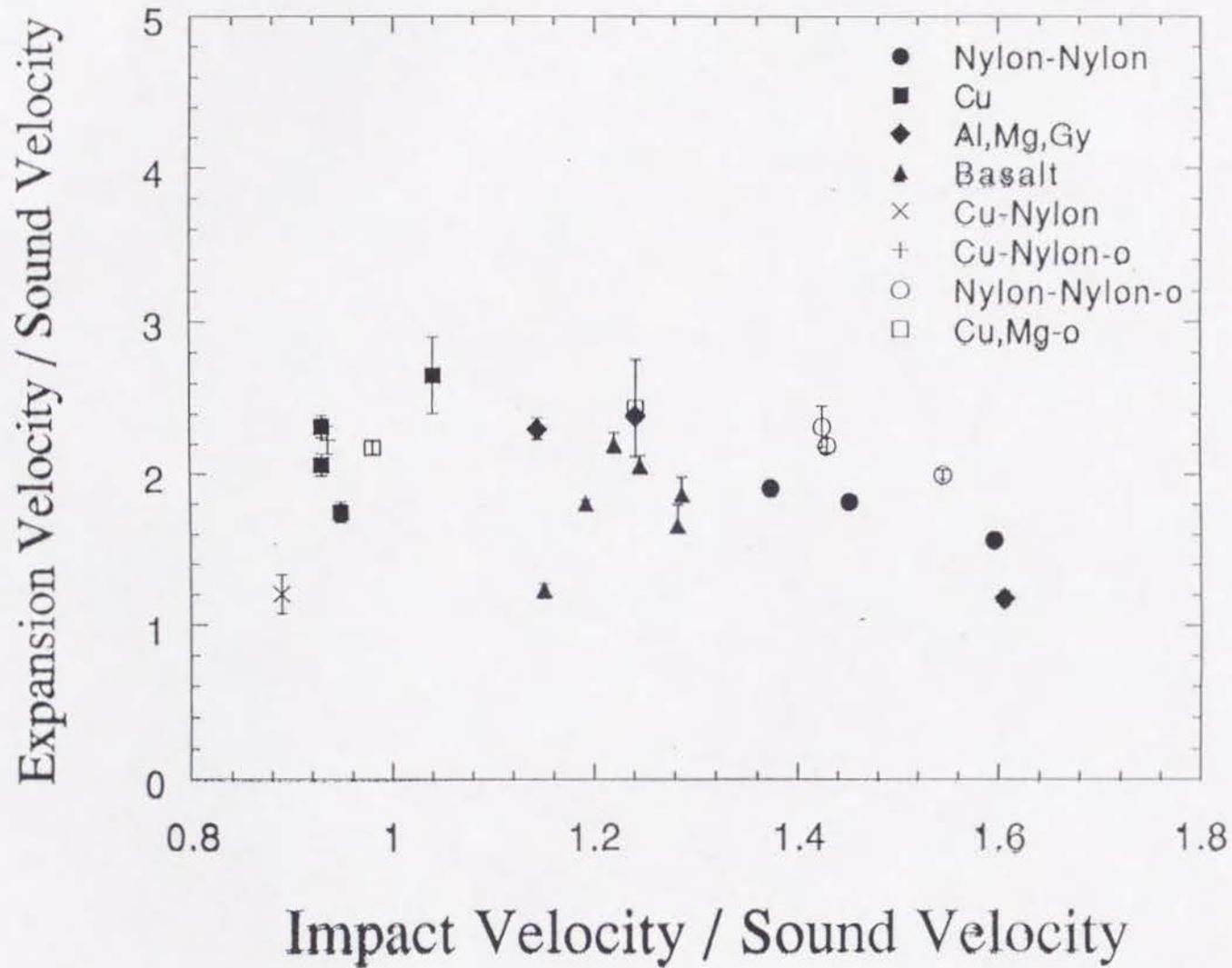


図3-2-10. 音速で規格化した膨張速度，入射粒子と標的物質の組み合わせや衝突速度，角度によらず一定値，2になる。○は斜め衝突。

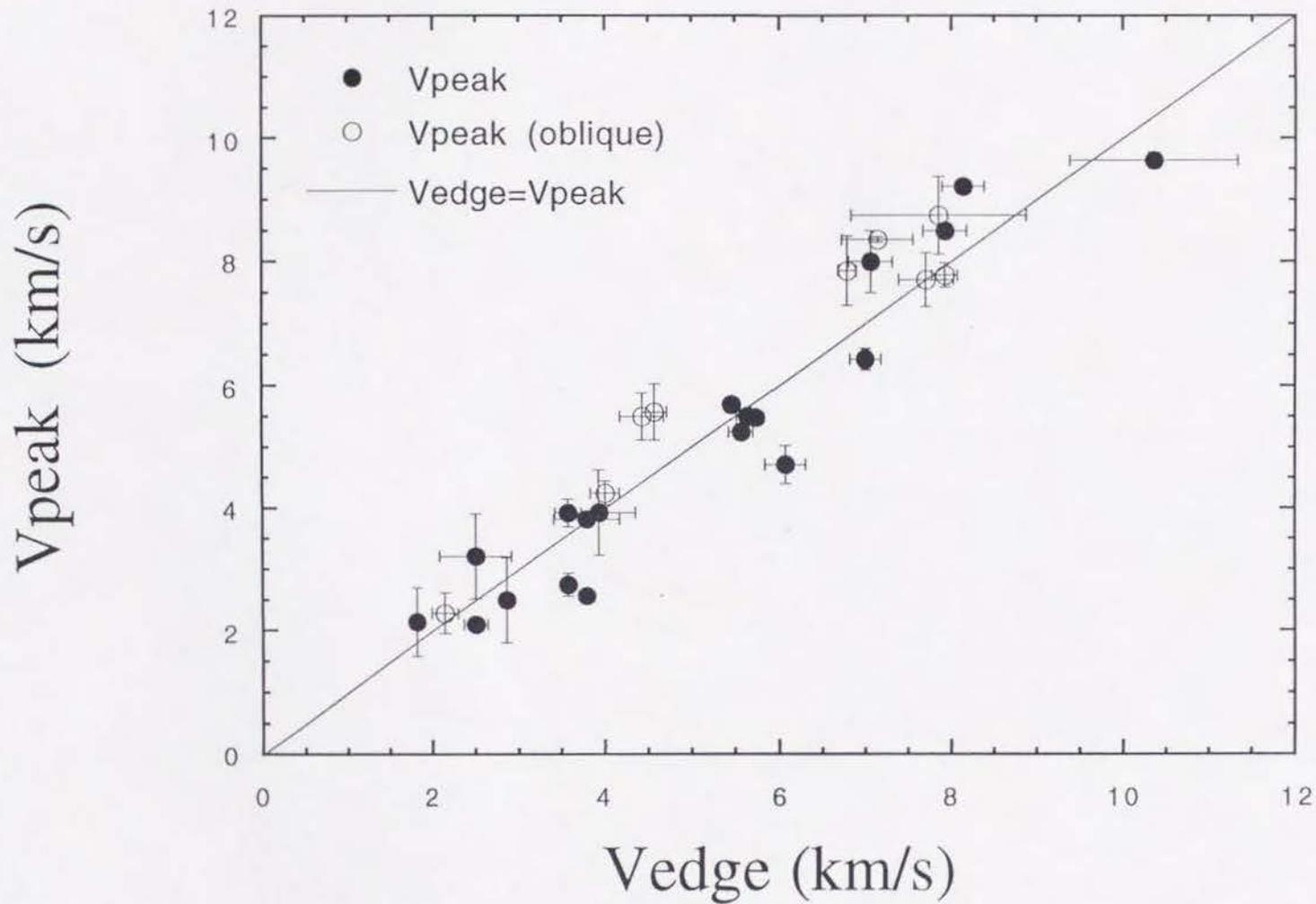


図3-2-11. 写真により求められたcloud先端の速度 V_{edge} とピーク位置の速度 V_{peak} の関係. ほとんど等しい事がわかる.

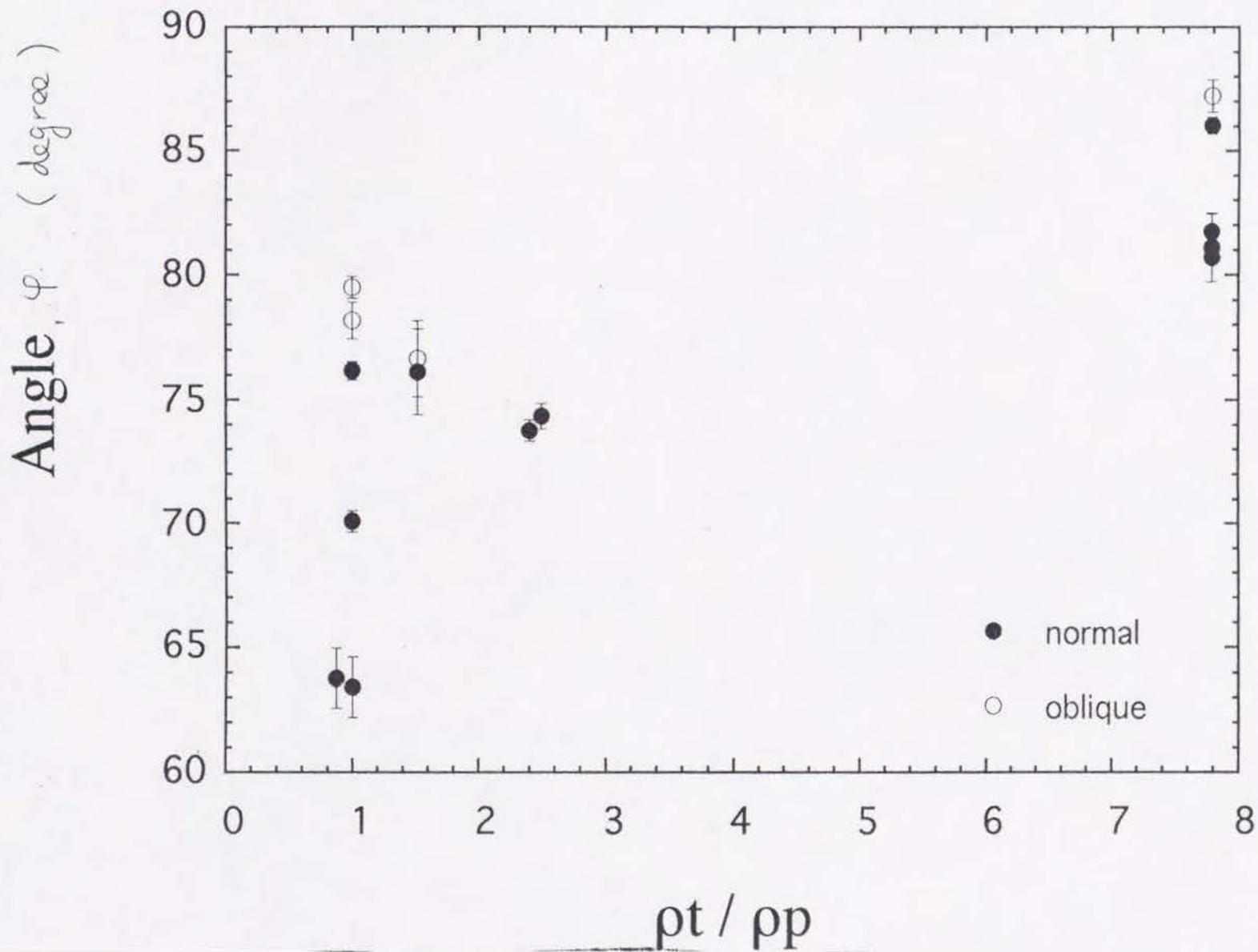
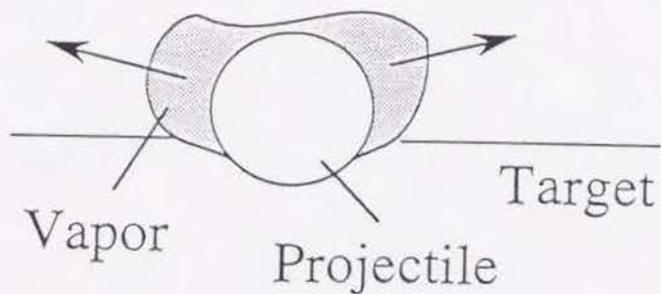


図3-3-1. 角度 ϕ と標的と入射粒子の密度の比の関係. 角度 ϕ は ϕ 方向のcloudの先端が写っているすべてのフレームについて平均した.

(a)



(b)

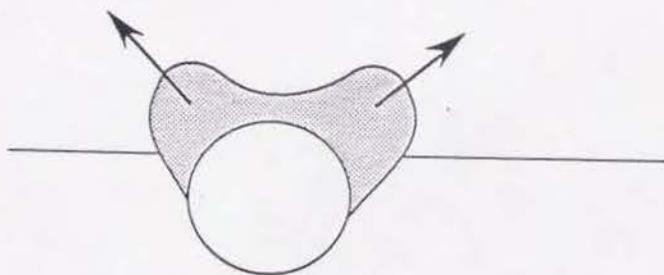


図3-3-2. 衝撃波が同じ程度入射粒子中を進行しているとき、入射粒子が標的中に潜り込む深さが異なる場合に、vaporがどのように飛ぶかを示した図。a 潜り込みが浅いと衝撃波通過後vaporは標的の表面に沿って（大きい ϕ ）飛び出すことができるが、b 深い場合 ϕ は小さくなる。

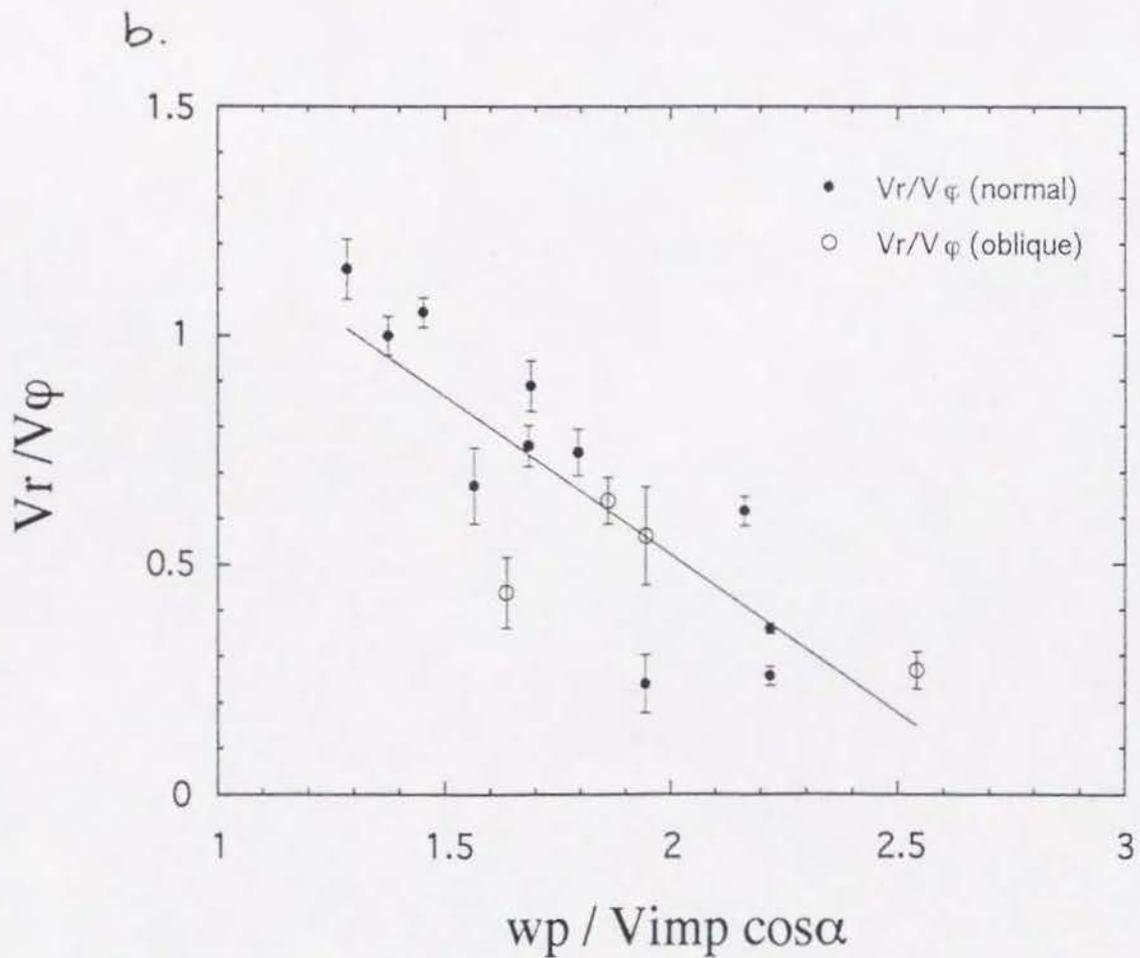
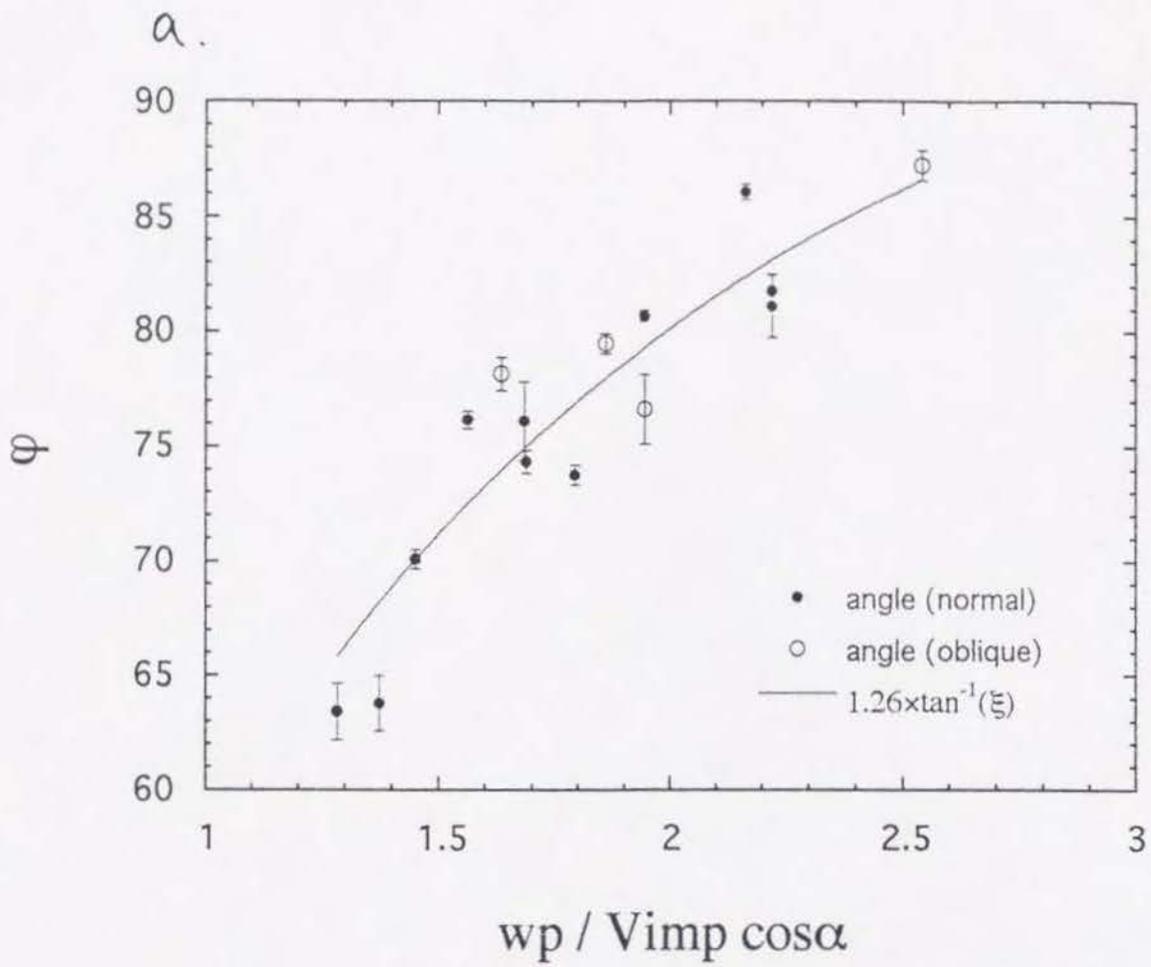


図3-3-3. a ξ に対して角度 ϕ を示した図. b ξ に対してcloudの形を特徴づける別の量, V_r / V_ϕ を示した図.

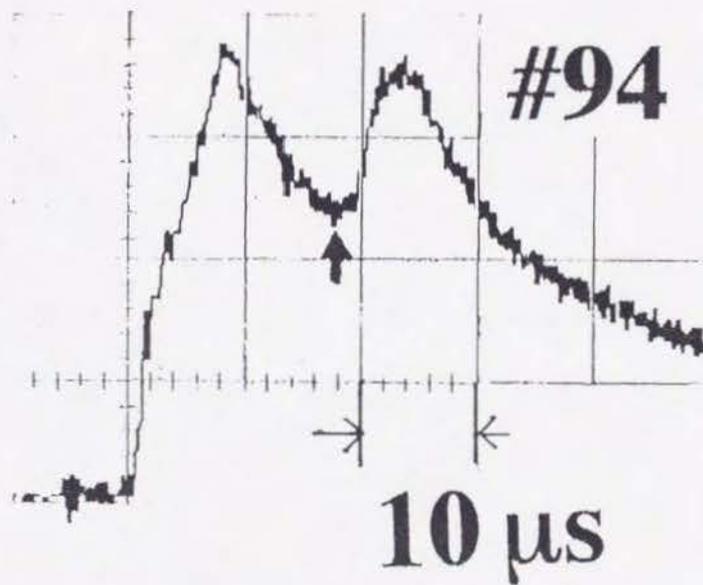
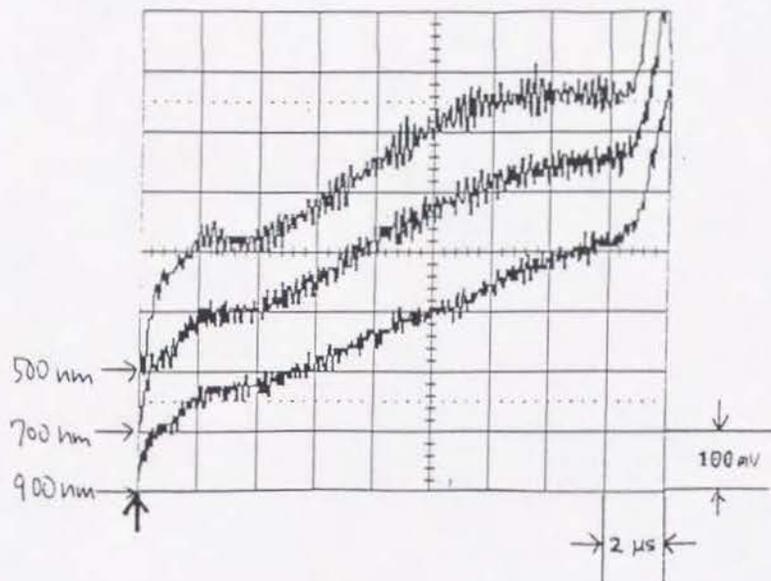


図3-4-1. フィルターなしで光ダイオードを用いたときの、ナイロンの銅への衝突における出力. 二つのピークのうち二つ目のピークは固体破片が標的を設置してある箱の窓に衝突したときに出た光であると考えられる.

a. #322



b. #324

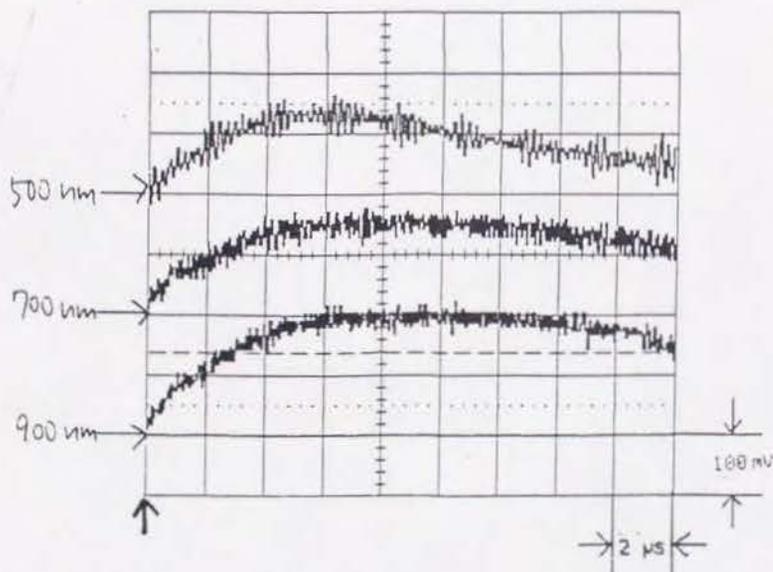


図3-5-1. ナイロンどうしの a ななめ衝突 (face on, #322) および b 垂直衝突 (#324) における三種類のフィルターを付けた光ダイオードのそれぞれの出力. 較正はしていない. 矢印は衝突の瞬間を示している. aでは衝突後約17 μ sで固体破片が窓に当たって出たと思われるピークが観測されている.

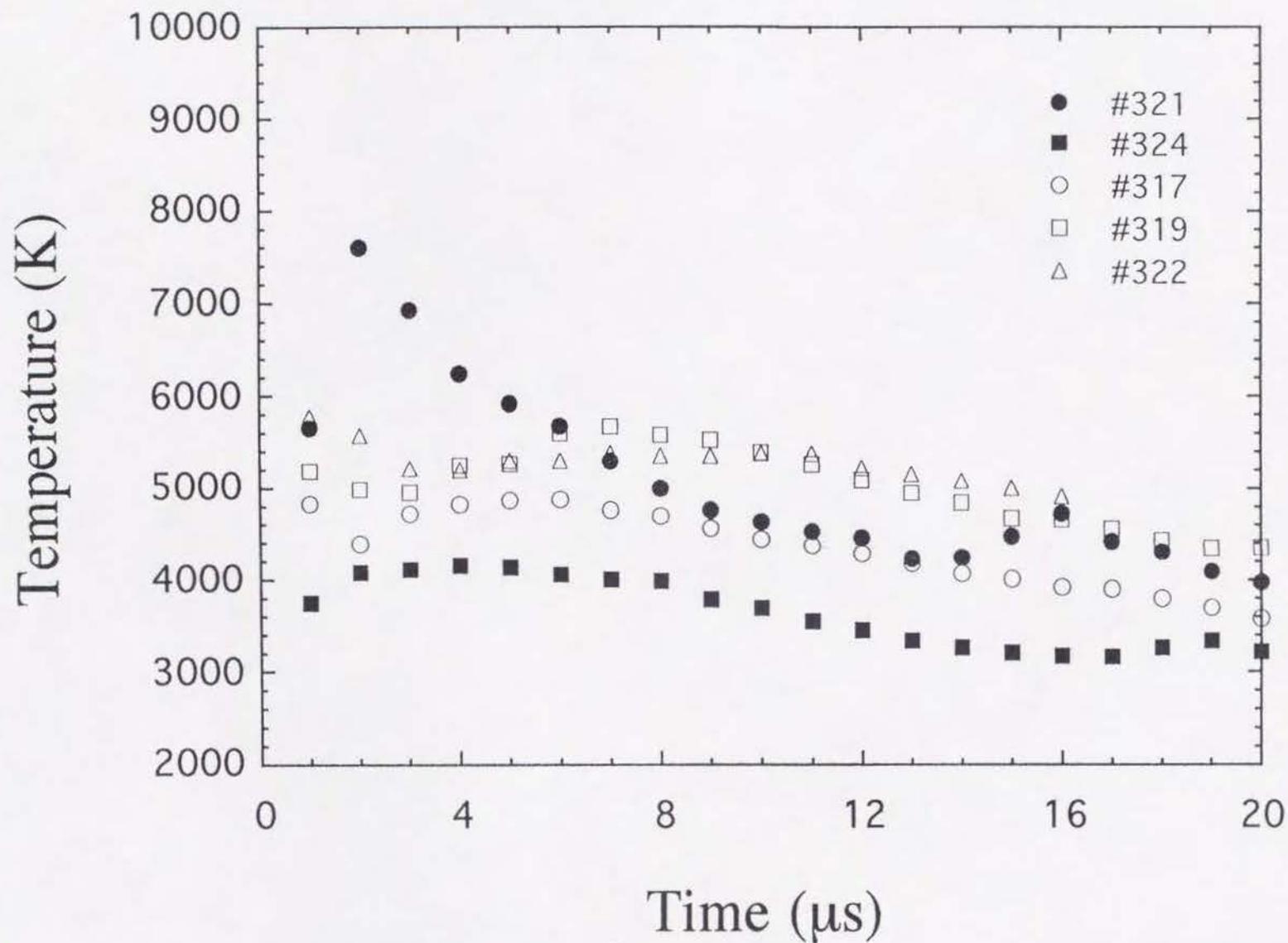


図3-5-2. 三種類のフィルターを付けた光ダイオードの出力から求められた温度の時間変化. 衝突後20 μ s程度過ぎるとcloudが標的を設置してある箱の壁に到達すると考えられるので, それ以後の温度は算出していない. また#322では衝突後17 μ sで固体破片が窓に当たった事による光が観測されているために, 16 μ sまで温度を算出した.

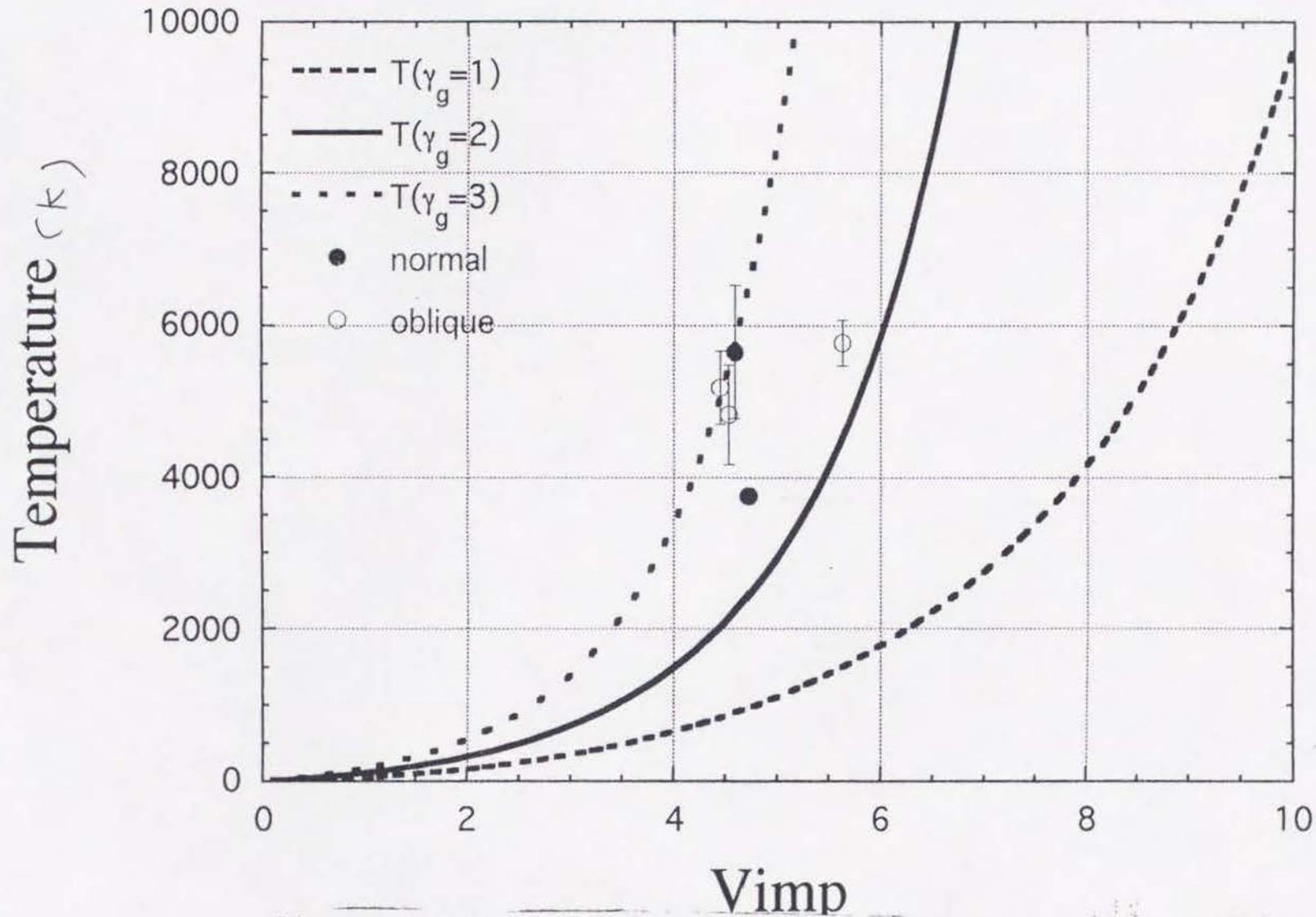


図3-5-3. ナイロンどうしの衝突で達成される温度を衝突速度に対して計算した図。グリュナイゼン定数 γ_g として1, 2, 3の場合を計算した。また実験で求められた衝突後1 μ sの時の温度も示してある。

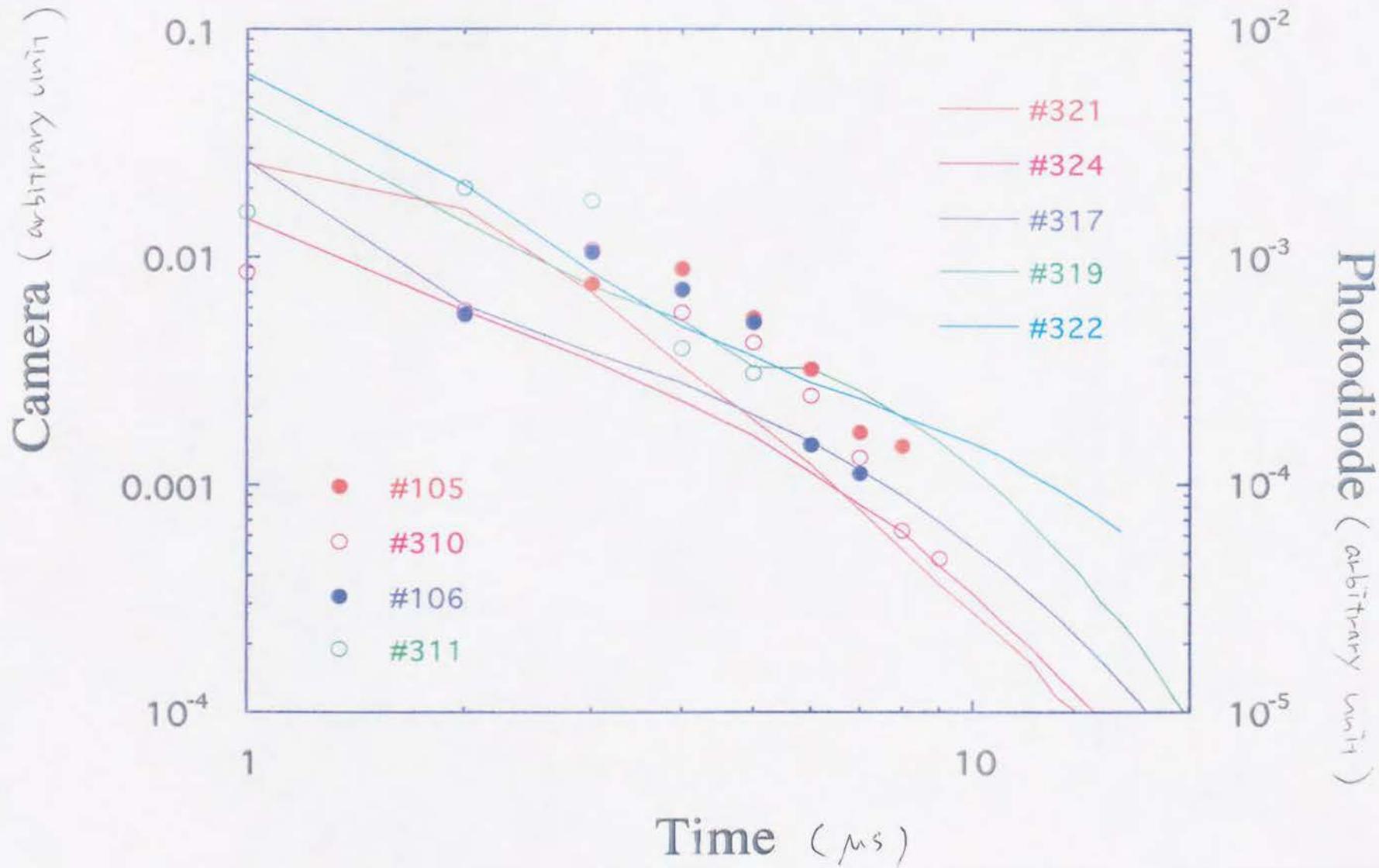


図3-7-1. 入射光量の時間変化. 点は方法1の写真から導いたピーク位置での光量. 曲線はフィルター付き光ダイオード(方法4)によって写真と比較するために算出した光量. 減衰の仕方は衝突直後はゆるいが, その後急になってくる.

Light Energy / Projectile Kinetic Energy

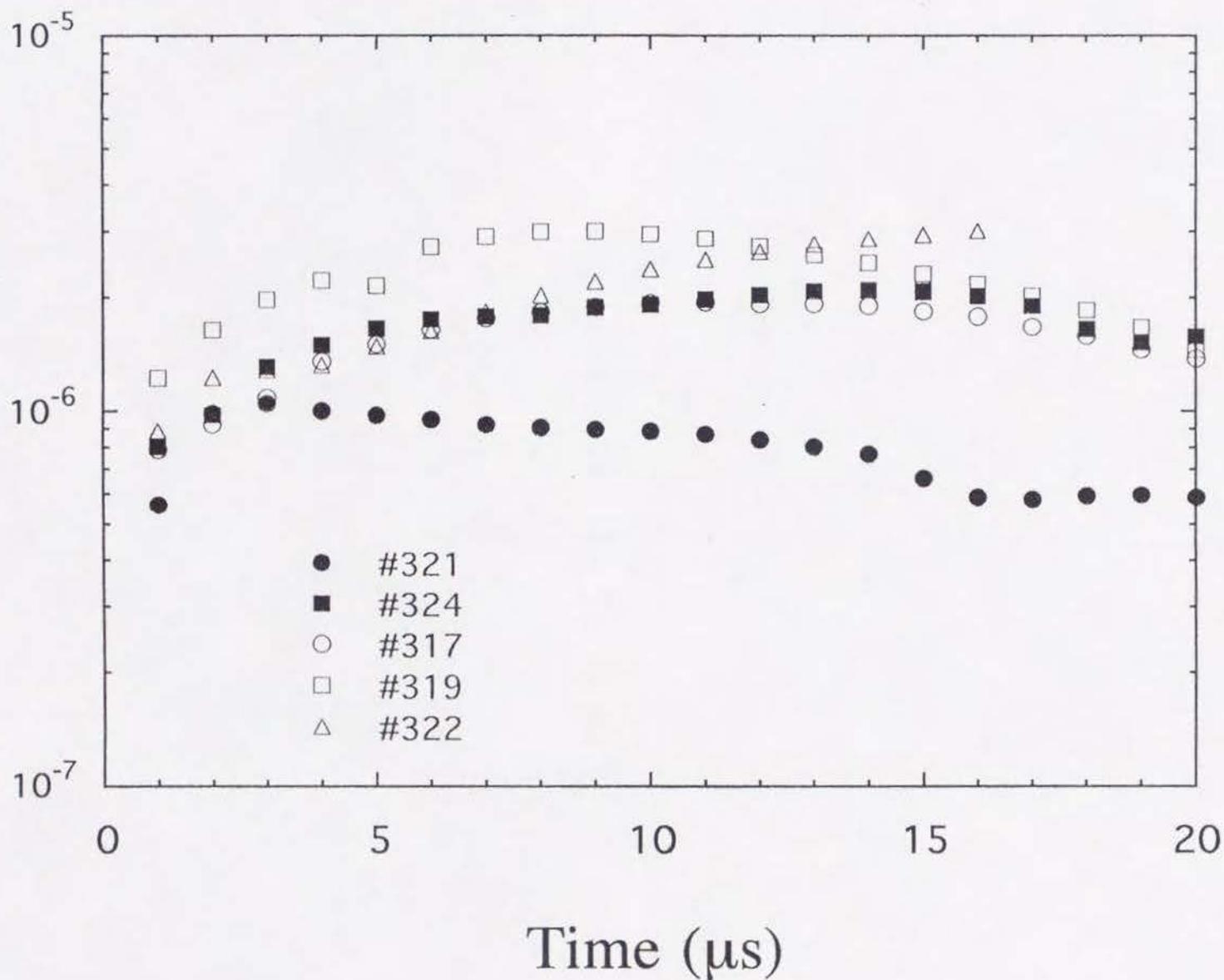
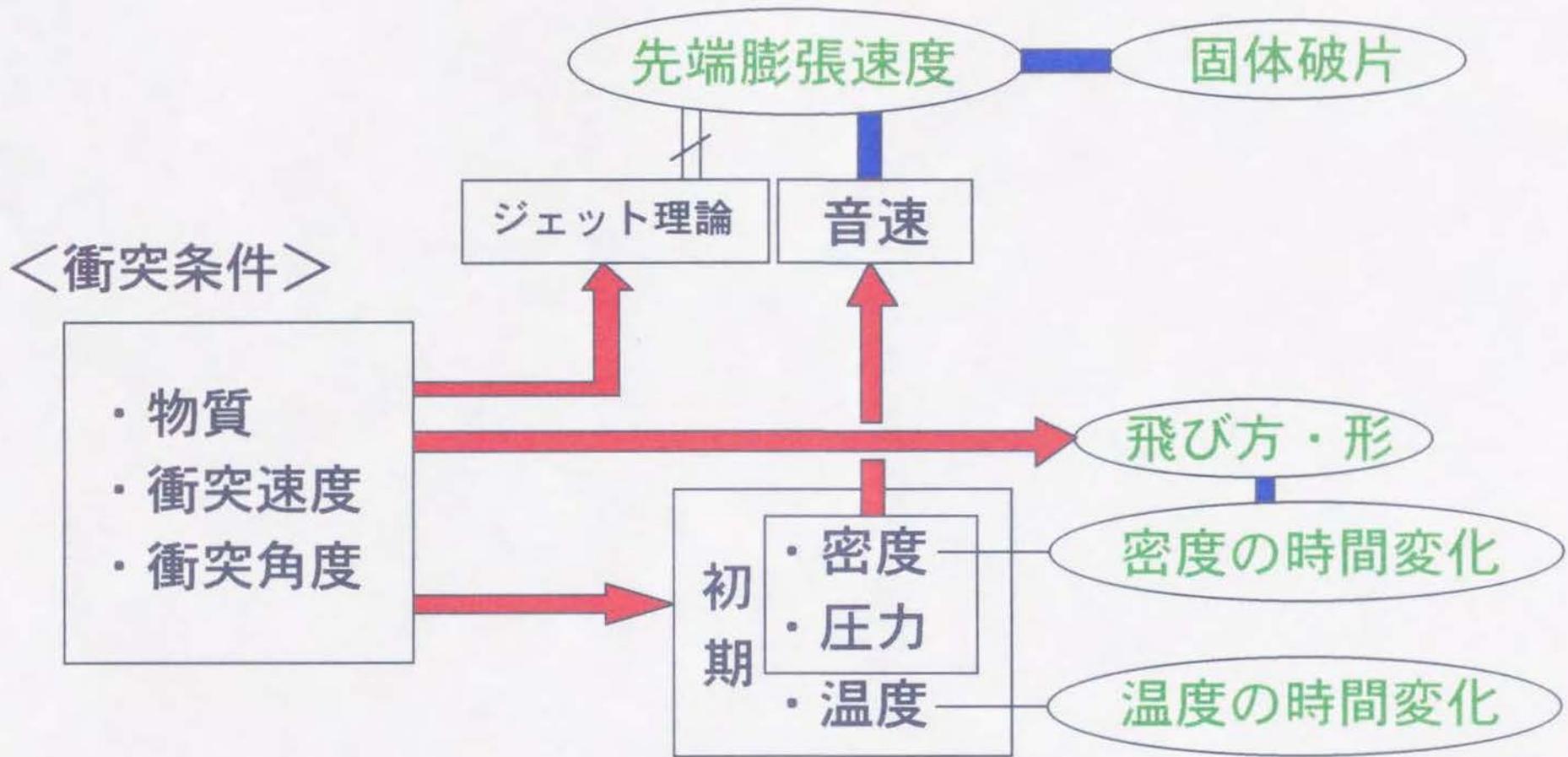


図3-7-2. 各時刻におけるcloudから発せられる光のエネルギーを入射粒子の運動エネルギーで規格化した. $20\mu\text{s}$ まで積分するとおよそ $10^{-4} \sim 10^{-5}$ になる.

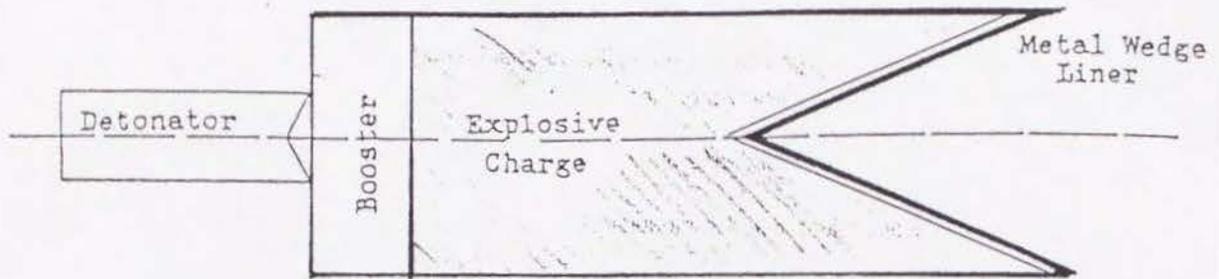


→ 計算可能

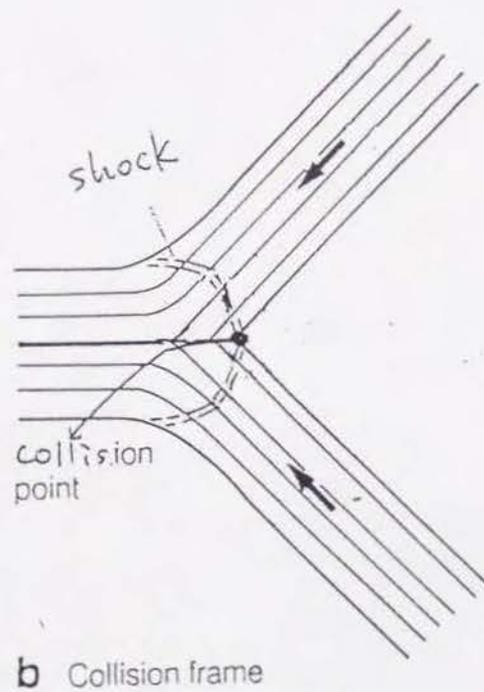
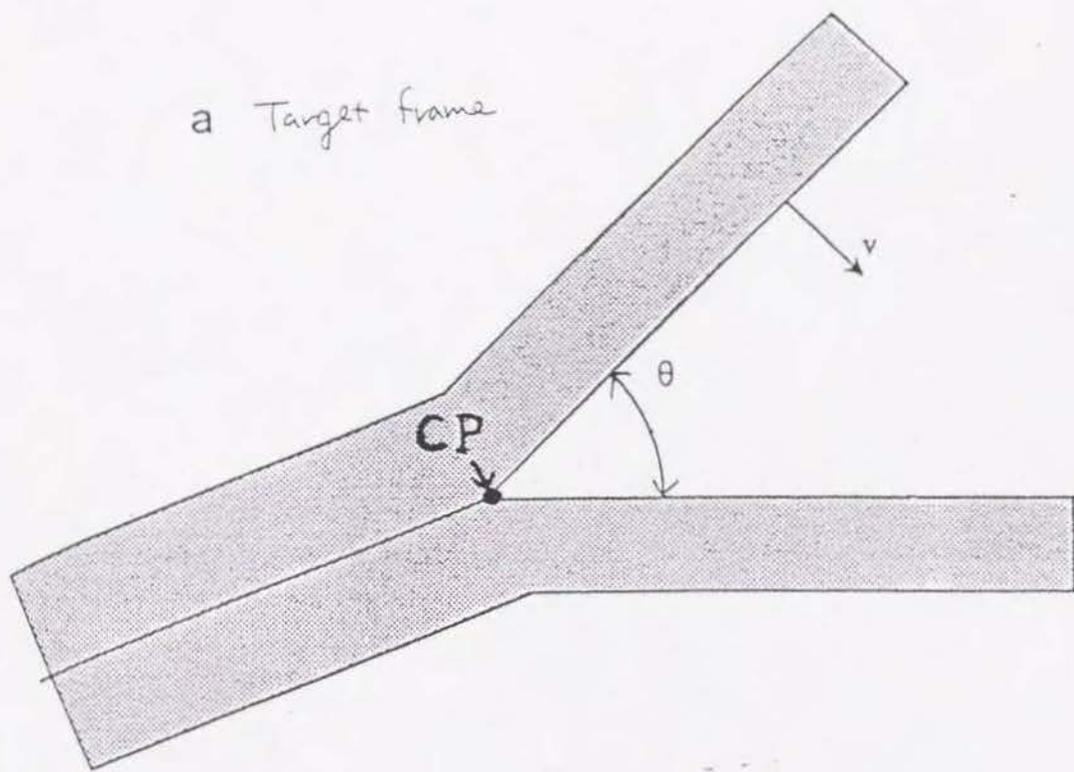
○ 観測量

— 関係あり

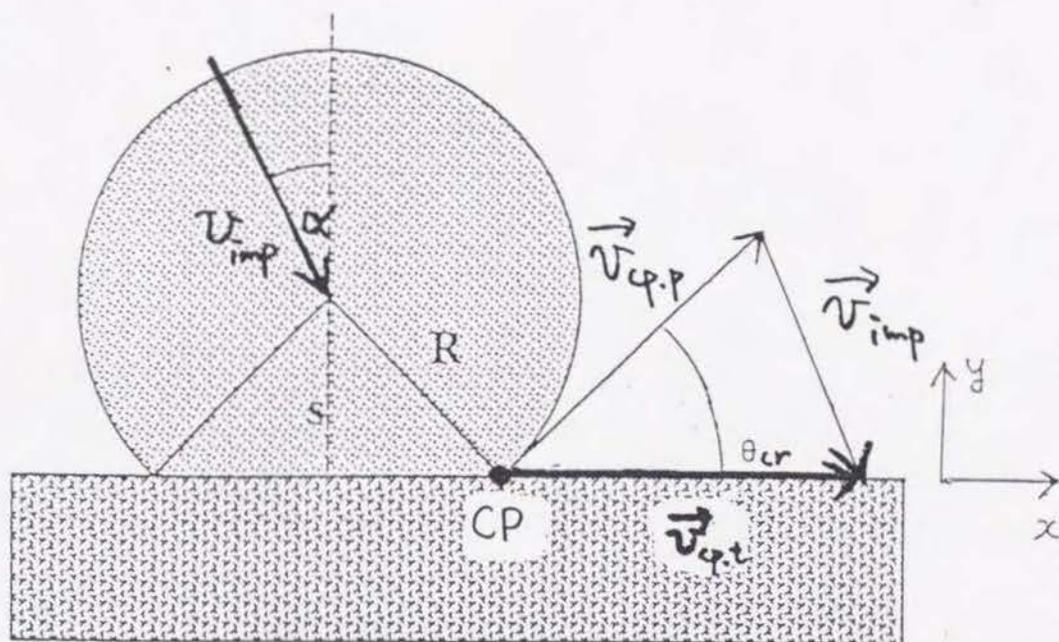
□ 与えられる量



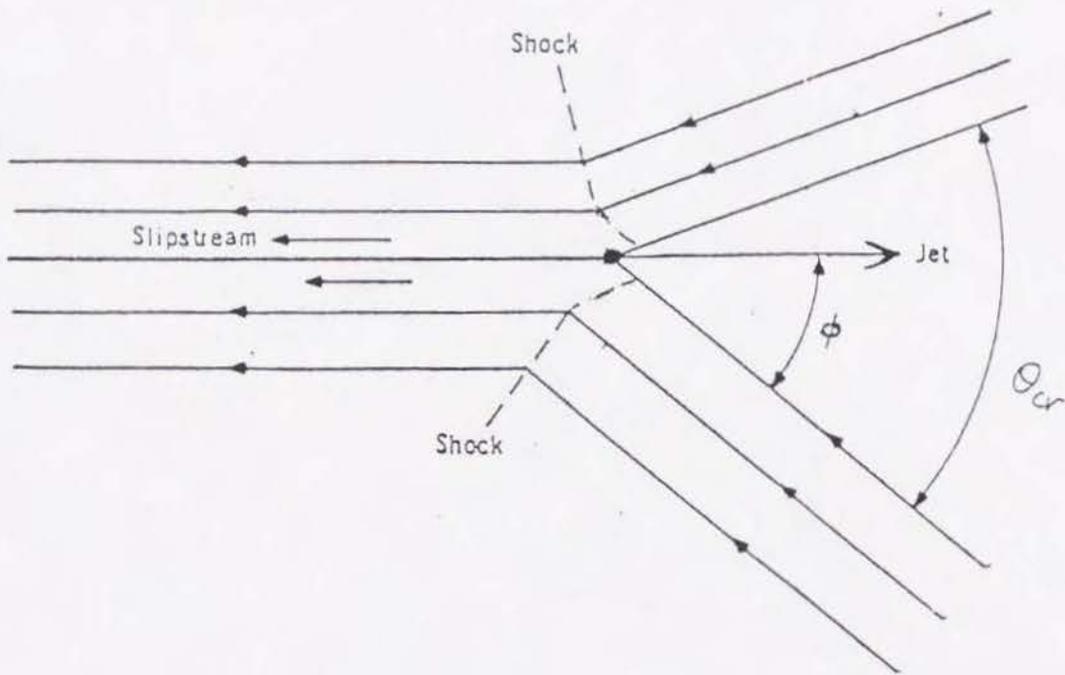
図A-2-1. Shaped chargeによる粒子の加速. 火薬を円錐形の金属膜で仕切られている筒の内部に詰め, 爆発させる. 金属膜は筒の中心線上に集中し, そこに置かれた粒子を加速する.



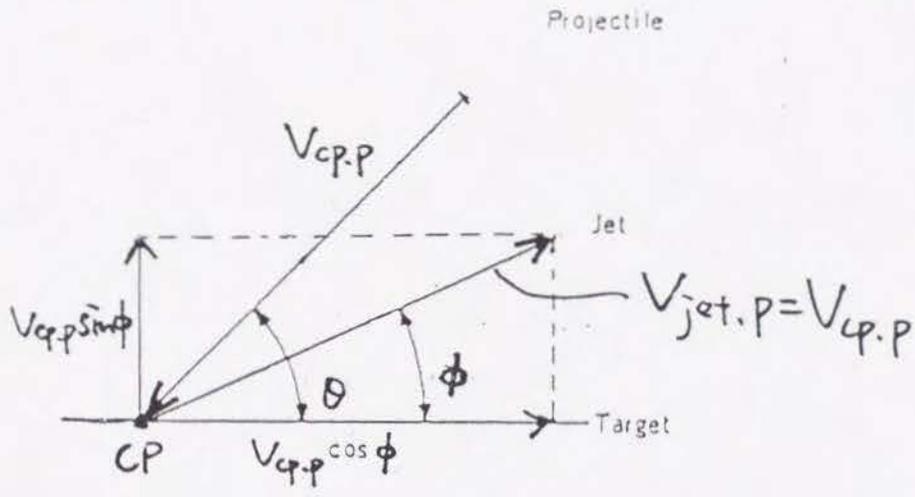
図A-2-2. 二枚の薄い板が高速で一定角度で定常的に衝突する状況. a 標的板を固定した座標系 (target frame) と b 衝突点 (collision point) を固定した座標系 (collision frame) .



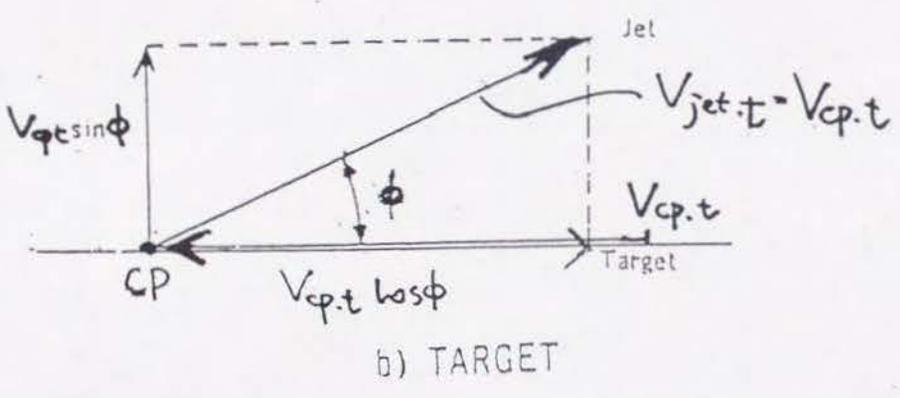
図A-2-3. target frameでの球状の粒子が標的表面に斜めに衝突する様子. collision point (CP) が入射粒子表面上を動く速度 $v_{cp,p}$ と標的表面を動く速度 $v_{cp,t}$, および衝突速度 v_{imp} は図のような関係にある.



図A-2-4. collision frameでみた異なる物質の（非対称）衝突. ϕ は標的表面から測ったジェットの高ぶ角度.



a) PROJECTILE



b) TARGET

図A-2-5. 入射粒子および標的の物質の速度ベクトルとその成分.

Table 1. Experimental Condition

RUN	Projectile	Target ¹⁾	Velocity ²⁾ (km/s)	Impact angle ³⁾	Vacuum (Torr)	Method ⁴⁾
#91	Nylon	Cu	3.33	0	0.70	1,5
#92	Nylon	Cu	3.18	0	0.65	1,5
#94	Nylon	Cu	3.18	0	0.60	1,5
#187	Nylon	Cu	4.06	0	1.4	1
#293	Nylon	Al	4.04	0	0.35	1
#297	Nylon	Gy	4.85*	0	0.45	1
#298	Nylon	Mg	4.00*	0	0.40	1
#443	Nylon	Basalt	3.74	0	4.2	1,3
#444	Nylon	Basalt	3.89	0	4.5	3
#445	Nylon	Basalt	3.96	0	5.0	3
#460	Nylon	Basalt	3.67	0	4.0	2
#189	Nylon	Basalt	4.20	0	0.50	1
#22	Nylon	Basalt	4.40	0	1.0	2
#25	Nylon	Basalt	3.96	0	1.0	2
#29	Nylon	Basalt	4.71	0	1.0	2
#35	Nylon	Basalt	4.70	0	1.0	2
#105	Nylon	Nylon	5.65*	0	0.30	1,2
#309	Nylon	Nylon	4.04	0	0.60	1
#310	Nylon	Nylon	4.56	0	0.60	1
#100	Cu	Nylon	2.90	0	0.21	1
#321	Nylon	Nylon	4.59*	0	0.60	4
#324	Nylon	Nylon	4.72*	0	0.72	4
#192	Nylon	Cu	3.57	35	0.35	1
#299	Nylon	Mg	4.00	30	0.40	1
#106	Nylon	Nylon	5.24*	35	0.28	1
#311	Nylon	Nylon	4.39	37	0.50	1
#312	Nylon	Nylon	4.42	37**	0.55	1
#116	Cu	Nylon	3.24	30	0.50	1
#317	Nylon	Nylon	4.53*	35	2.8	4
#319	Nylon	Nylon	4.45*	32	1.5	4
#322	Nylon	Nylon	5.63*	35**	0.70	4

1) Cu: copper, Al: aluminum, Gy: gypsum, Mg: magnesium.

2) The velocities with the superscript * were estimated by the time between the projectile cutting the grid and the instant of the impact which was recognized by the picture or the photodiode signal. Others were estimated by the time of the projectile passing between a fixed distance which was measured by the laser.

3) Impact angle was measured from the target normal. In the experiments with the superscript ** the target surface faced to the observer (face-on). In other experiments the line of sight was parallel to the target surface (edge-on).

4) 1: Image converter camera, 2: Photodiode array method, 3: Observation of the output signal of an electrically biased thin foil grid, 4: Photometry with three filtered photodiodes, 5: Photometry with no-filtered photodiode.

RUN	$V_{\text{ejecta}}^{1)}$	$V_{\text{peak}}^{2)}$
#91	7.01	6.14*
#92	7.71	8.00
#94	8.08	8.50

1: Ejecta velocity obtained by Method 5.

2: Expansion velocity of the peak position obtained by Method 1. The velocity with the superscript * is the expansion velocity of the cloud edge, obtained by Method 1.

Table 3

RUN	β	ξ	γ	k1) ($\times 10^{-5}$)
#321	0.18 ± 0.02	2.34 ± 0.06	1.077 ± 0.009	1.6
#324	0.09 ± 0.01	2.36 ± 0.03	1.038 ± 0.004	3.3
#317	0.08 ± 0.01	2.38 ± 0.04	1.034 ± 0.004	3.1
#319	0.05 ± 0.01	2.71 ± 0.04	1.018 ± 0.004	4.5
#322 ²⁾	0.04 ± 0.01	2.38 ± 0.02	1.017 ± 0.004	3.1

- 1) Light energy till $20 \mu\text{s}$ / projectile kinetic energy
- 2) We use the data till $16 \mu\text{s}$.

Table 4. Parameter ξ

Impact Velocity (km/s)	ξ (Basalt on Basalt)	ξ (Ice on Basalt)
10	1.07	1.18
20	0.94	1.10
30	0.90	1.07
40	0.88	1.05
50	0.86	1.04
60	0.85	1.04