

特集「日本における衝突研究の軌跡」

氷衝突実験の展開

荒川 政彦¹，保井 みなみ¹

2015年5月11日受領，査読を経て2015年7月8日受理。

(要旨) 1990年から，北海道大学低温科学研究所において，大型低温室に設置した衝突装置により氷の衝突実験が始まった。20年に渡り行われた実験は，氷の衝突クレーターや衝突破壊強度を研究するための基礎データを提供し，水谷スケール則や π スケール則などの衝突モデルの検証と改良に大きく貢献してきた。両方のスケール則が論拠としている終段階等価性にまで踏み込んだ研究を行うため，衝撃波の伝播過程を衝撃波の可視化及び衝撃圧力のその場観察により研究した。そしてこの実験は，スケール則に対する空隙率や力学強度等の影響を調べる方向へと展開した。今後は，最近導入された6 km/sを超える衝突装置や最新の観測機器を生かした研究が期待される。

1. 氷天体と衝突過程

1.1 外惑星探査と氷衛星観測

1980年代にアメリカの惑星探査機Voyager 1, 2の活躍により，外惑星の氷衛星に関する知見集積が進んだ。氷衛星の表面は，他の固体惑星と同様に衝突クレーターで覆われていることがわかったが，潮汐加熱が原因とされる衛星の内部活動に応じたクレーターの緩和や再表面化により，その数密度は天体毎に大きく異なっていた。一方，氷衛星の表面反射スペクトル観測から，その表層が主にH₂O氷と珪酸塩鉱物の混合物で構成されることが明らかになり，岩石より遙かに融点の低い氷が地殻を構成していることが，氷衛星の高い活動度の重要な原因であることがわかった。この1980年代後半から本格的に始まった氷天体の観測は，21世紀に入ってますます進展を見せている。Voyager以後，Galileoによる木星探査，Cassiniによる土星探査，幾つかの彗星核探査，現在まさに目的地に到着したNew Horizonsによる冥王星探査等々，着実に太陽系氷天体の探査は進んでいるように見える。また，小惑星Vestaを探査し終わったDawnは，現在小惑星

Ceresの観測を開始しているが，この小惑星帯最大の天体の地殻も氷でできている可能性が高い。新たにもたらされる氷天体の観測は，常にその天体の起源・進化，現在のダイナミクスを読み解く手がかりを与えてくれるが，中でも衝突クレーターから読み解く情報は研究の鍵となることが多い。それは，衝突クレーターがほとんどの天体において地質構造を形成する主たるユニットであるからだが，それだけではなく，衝突クレーター自身が氷地殻や衝突体に関する様々な情報を提供できるからである。

クレーター年代学は，地表面におけるクレーターのサイズ頻度分布から地質ユニットの年代を決めるが，絶対年代が決まっている月のクレーター年代学モデルを他天体へ拡張するためには，応用する天体独自の環境を考慮する必要がある。例えば，木星のガリレオ衛星では，月と比べて衝突してくる小惑星のフラックスがどの程度異なるのか，また，その衝突速度は月の場合と大きく異なるのか，さらに，氷地殻に形成されるクレーターは，月のような岩石地殻とは違いがあるのか，等々である。このような背景のもと，1980年代から世界の幾つかの研究室で，氷地殻に形成される衝突クレーターの実験が開始された。日本でも当時名古屋大学に在籍していた水谷氏を中心としたグループが氷の衝突実験を系統的に行い，それまで独自に展開

1. 神戸大学大学院理学研究科
masahiko.arakawa@penguin.kobe-u.ac.jp

してきた衝突スケール則の氷への応用を試みていた [1].

1.2 惑星形成論と衝突実験

一方、理論や隕石分析が先導していた太陽系形成過程の研究は、1980年代になると数値シミュレーションや室内実験などが研究に参画するようになった。その中で室内実験を行うグループが目をつけたのが、微惑星の衝突集積過程である。現在まで、微惑星仮説の検証は理論や実験からの様々なアプローチにより展開しているが、当時は、微惑星の存在は仮定した上で、その微惑星が衝突により合体・成長する条件を実験的に調べることを主眼に置いていた。この実験は、通常よく衝突破壊実験と言われたが、合体・成長を調べるためにどうして破壊実験をするのかとよく聞かれた。特に、1970年代には、小惑星の起源と関連した衝突破壊実験が、当時京都大学に在籍した藤原氏により行われて大きな成果を挙げていたこともあり、微惑星という仮想天体の衝突現象について再現実験を行うことの科学的意義について説明に苦慮したことを思い出す。微惑星に対するイメージは、京都モデルの重力不安定説に基づく砂玉から、隕石母天体からイメージされるオニオンシェルモデルのような熱進化した小天体まで様々であった。現在では、ダストの付着成長に関する数値モデルやダストアグリゲイトの衝突成長に関する理解が進み、より具体的な微惑星のイメージを持つことが可能にはなったが、そのダストアグリゲイト微惑星が、小惑星や隕石母天体など、現在観測される小天体へと進化した道筋を再現するまでには至っていない。今後、この両者を結びつける研究が進むと微惑星の実像に対する理解が深まるのではないかと思う。前置きが長くなったが、1980年代から惑星形成過程における微惑星衝突を模擬した実験が、当時東京大学に在籍した松井氏や名古屋大学の水谷氏、川上氏、高木氏らによって開始された [2, 3]。これら黎明期の実験では、実体のわからない微惑星を正確に模擬することにはこだわらず、衝突破壊という物理現象の理解に重点をおいた研究がなされた。そして、すでに先行していた藤原らの実験を追いかけるように玄武岩を用いた衝突破壊実験が精力的に行われた。松井、水谷らは微惑星同士の衝突を想定していたので、衝突速度は最大でも数 100 m/s 程度で充分であろうと考えていた。藤原らの

実験が小惑星帯での相互衝突を想定した 3~4 km/s であったので、約 1/10 の速度での実験であった。この衝突速度の差が、衝突破壊に対してどのような影響を及ぼすかは興味ある点であり、実際にいくつかの影響が見られた。衝突速度依存性以外にも、幾つかの衝突条件に対する影響を調べることにより、水谷らは、すでに衝突クレーターの形成過程に対して提案していた理論を衝突破壊に対しても応用することを考えた。この時提案された衝突破壊の理論が、水谷スケール則と呼ばれるものである [4].

今回紹介する一連の氷の衝突実験は、上述のような研究の流れで行われてきたものである。我々のグループが行ってきた研究の背景には、水谷らによって提案された水谷スケール則とその理論が拠り所とした Late-stage equivalence という衝撃波の伝播・減衰に関する性質がある。我々は、氷の衝突実験を通して、これらの理論・経験則を検証・改良していくと共に、惑星探査の新しい時代の象徴となった氷衛星の研究を進めることを目標としていた。

2. 氷-氷衝突実験

2.1 衝突クレーター

氷標的を用いた氷の衝突実験は、我々のグループが開始する以前から行われていた。ただ、この頃定番であった実験後の試料回収に関してはどの実験にも問題があった。それは、衝突破片をすべて融かさずに回収することができなかったのである。さらに、氷衛星環境下で想定される衝突現象は、氷天体の地殻に氷天体が衝突するという同じ物質同士の衝突であるが、氷の弾丸を加速するのは困難であるため、通常はアルミニウムやポリカーボネートなど、砂や岩石の実験で用いていたものを流用していた。我々は、これらの困難を解決するため、北海道大学低温科学研究所の大型低温室内に衝突実験装置を設置し、すべての実験・解析を -10°C 以下の氷点下で行うことにした。その結果、氷弾丸を用いた衝突実験が可能となり、実験後の衝突破片もほぼすべて消失することなく回収することができた。当時、名古屋大学に在籍していた加藤氏を中心に北海道大学との共同研究として約 10 年間、このプロジェクトは続くことになる。

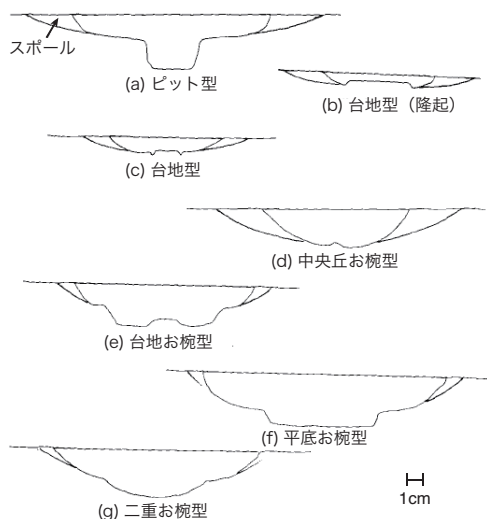


図1: 氷上に形成されるクレーター断面図。(a)は高速の水弾丸で形成されたもの、(b)は低速の水弾丸で形成されたもの、(c)はポリカーボネート弾丸、(d)、(e)、(f)はアルミニウム弾丸で形成されたもので、順に衝突速度が大きくなっている、(g)は玄武岩弾丸で形成されたもの。文献[5]の図3より改訂。

Kato et al.(1995)[5]と Iijima et al.(1995)[6]は、氷-氷衝突実験において衝突クレーターの形態やサイズを系統的に調べた最初の実験である。Kato et al.では、衝突速度100~800 m/sにおいて、氷に限らずポリカーボネート、アルミニウム、玄武岩などの弾丸を用いてクレーター形成実験を行った。弾丸サイズは直径15mm、高さ10 mmもあるので、最高衝突速度ともなると50 cmサイズの氷標的を準備しないと標的自体が破壊してしまう。そこで製氷店から1 m以上の大きな氷を購入し、弾丸の運動エネルギーが大きな場合でも標的を破壊することなく、クレーター孔を観察できるように準備した。図1に氷標的上に形成されたクレーターの形態を示す。弾丸が氷の場合、衝突速度と共にクレーター孔は大きくなり、また、その形態も台地型(隆起)からピット型へと極端に変化することがわかる。一方、ポリカーボネート、アルミニウム、そして玄武岩の場合、衝突速度と共にクレーター孔が大きくなる性質は変わらないが、氷弾丸の場合のようにクレーター孔の中心に深いピットができるようなことはなく、中央丘、もしくは平底を持つようなお椀型クレーターが形成された。氷は透明であるため、クレーター孔の周囲に形成されたクラックの様子も容易に観察可

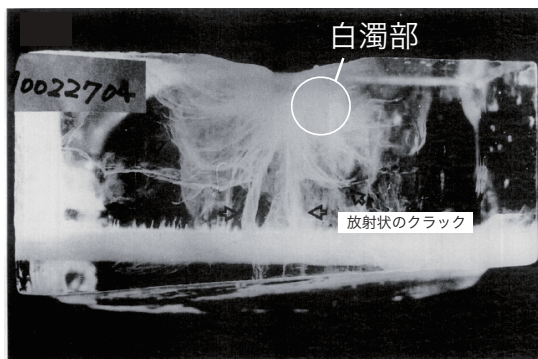


図2: 実験後回収された氷クレーターの断面写真。文献[5]の図4aを改変。

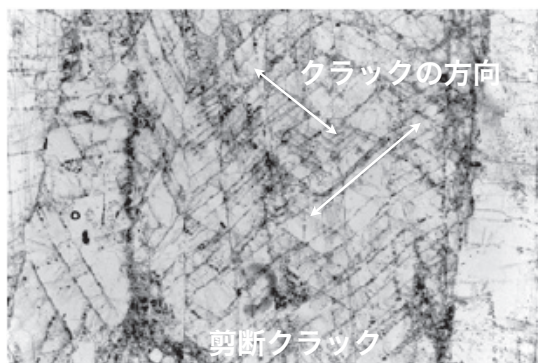


図3: クレーター直下の白濁部分の薄片写真。文献[15]図3bを改変。

能である。図2に見られるように衝突孔の周囲は真っ白で、大小様々なサイズのクラックが発生していることがわかる。そしてこのクラックは衝突点を中心にしてほぼ半円形に広がっており、衝突時に発生した応力に関係して形成したことが推測される。特に衝突点直下の領域を薄片にして観察すると、図3のように綺麗に並んだ剪断クラックを見ることができる。このようにクレーターに付随するクラックは、その領域の強度を下げており、その点に注目した研究も後に保井ら[7]により行われた。それについては後ほど触れることにする。

加藤らの実験で、クレーターのスケール則で一番よく使われる計測量であるクレーター直径やその体積のデータが数多く得られた。図4にクレーター体積と弾丸の運動エネルギーの関係を示す。水弾丸の場合、ピット型クレーターが現れるエネルギーでクレーター形成効率が大きく変化することがわかる。すなわち、100 J付近よりもエネルギーが大きい場合、エネルギ

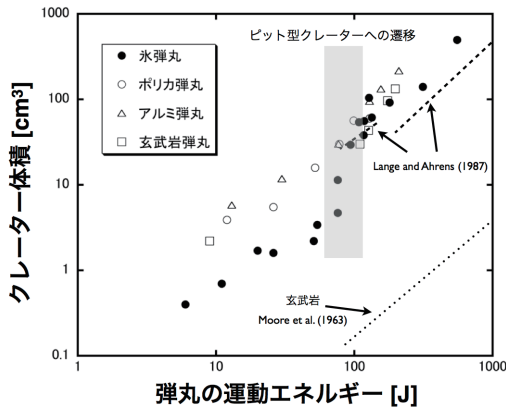


図4: クレーター体積と弾丸の運動エネルギーの関係. 玄武岩のデータは, Moore et al. (1963) による[29]. 文献 [5]図6を改変.

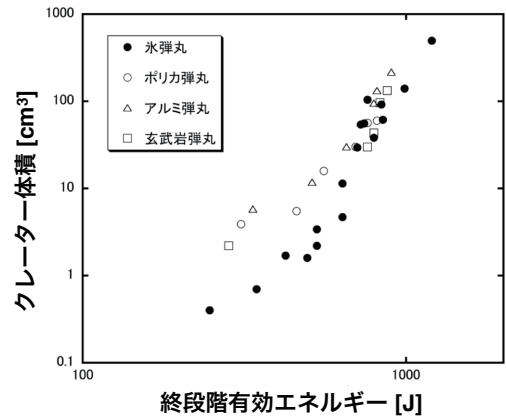


図5: クレーター体積と弾丸の終段階有効エネルギーの関係. 文献[5]図8を改変.

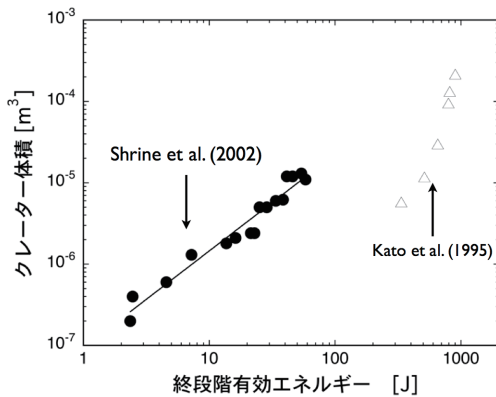


図6: Shrine et al. (2002)[8]のデータを加えたクレーター体積と弾丸の終段階有効エネルギーの関係. 文献[8]図15を改変.

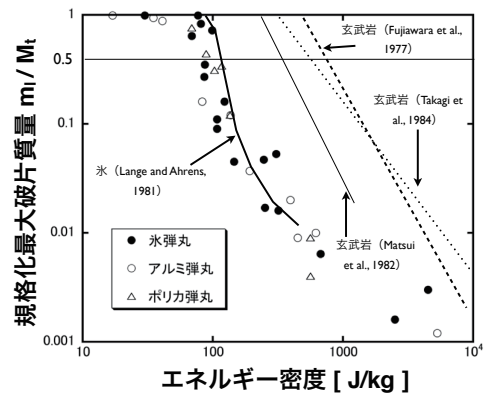


図7: エネルギー密度と規格化最大破片の関係. 文献[5]図11を改変.

の増加に伴うクレーター体積の増加率が100 J以下よりもかなり大きくなっている。一方、他の弾丸の結果と比較すると、100 J以上の氷弾丸の結果は、ポリカーボネート、玄武岩、アルミニウムなどの結果と比較的良く一致しているように見える。このような衝突速度や弾丸種類による依存性を考慮するために、終段階有効エネルギー(I)という量が水谷らにより提案されている。このエネルギーは、衝突点圧力(P_0)と等圧核の体積(V_{eq})の積で表されるものであり、実際にクレーターを作るにあたって有効に働いたエネルギーを見積もったものである。終段階有効エネルギーは、衝突点圧力の項に衝突速度依存性や衝突体や標的の物性依存性が含まれることになっている。図5にこの終段階

有効エネルギーで図4のデータを書き直したものを示す。この様に 10^3 J付近では弾丸に関係なくデータが良く一致していることがわかるが、やはりクレーターの形態が大きく異なる700 J以下の氷弾丸の結果は、他のデータから系統的に下側にずれることとなった。

一方、Shrine (2002)[8]は、1 km/s以上の高速度で氷標の上へのクレーター形成実験を行い、実験から得られたクレーター体積と加藤らの結果を、終段階有効エネルギーを用いて比較している。彼らの結果と比較した図6を見ると、両者のデータは全く整合性がとれておらず、この終段階有効エネルギーに問題があることがわかった。つまり、水谷らが提案した終段階有効エネルギーでは、衝突速度や弾丸サイズを一桁変化さ

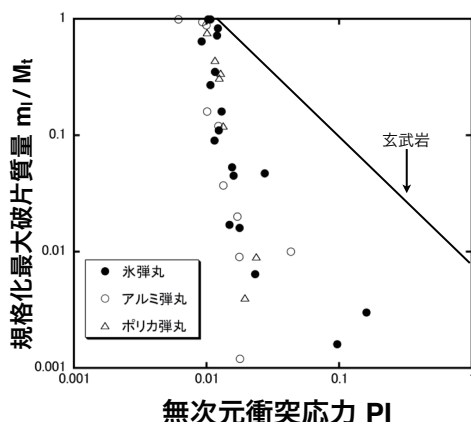


図8: 無次元衝突応力と規格化最大破片の関係. 文献[5]図12を改変.

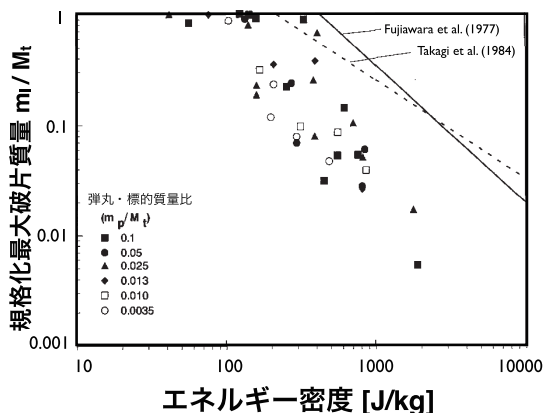


図9: エネルギー密度と規格化最大破片の関係. 文系[10]図2を改変.

せた実験結果を整合的に説明することができないのである。砂などの強度を持たない物質については、実験室でもかなり広い速度範囲で再現性の良い実験が可能であり、実験結果は、理論的に予測されるクレーター直径と弾丸エネルギーの関係から大きくずれることは少ない。一方、氷の様に強度を持つ標的の場合、クレーターの形成には、標的表面での引っ張り応力により生ずるスポール破壊や、衝突点直下での圧縮応力により生ずる剪断破壊などが必要である。すなわち、発生した衝突圧力が、どの範囲までどのような大きさで伝播したかが、クレーターのサイズを決める鍵となる。水谷らの理論は、衝撃波の伝播・減衰を考慮したモデルにはなっていたが、衝撃圧力の減衰過程や等圧核のサイズなどに関しては、いくつかの簡単な仮定をしていた。一方、実際の衝突により発生する衝撃波の伝播過程は複雑であり、衝撃波により発生した応力場で起こる破壊現象はさらに複雑である。氷のクレーター形成実験の結果について、水谷スケール則の範疇でこの不一致を解決するためには、クレーター形成の素過程である衝撃波の発生や伝播に関する研究が必要である。

2.2 衝突破壊実験

低温室を用いて行った衝突実験としては、クレーター形成実験の他に衝突破壊実験がある。この実験は、微惑星衝突を模擬して行われた玄武岩等の岩石の実験結果と比較するために行われたものであり、水谷らにより提案された衝突破壊モデル(水谷スケール則)を検証するための実験でもあった。Kato et al.(1995)[5]で

は氷と氷の衝突実験を行い、かなり広い弾丸・標的質量比(0.001 - 0.01)と衝突速度範囲(80 - 850 m/s)で衝突最大破片の質量計測を行った。最大衝突破片の質量は、衝突時のエネルギー密度(Q)との相関をとることによって、衝突破壊現象で最も基礎的な量である衝突破壊強度を求めるのに使われる。なお、エネルギー密度とは、弾丸の運動エネルギーを標的の質量で割った値であり、その単位はJ/kgである。衝突破壊強度は、図7で表されるようなデータを内挿することにより、規格化最大破片質量が0.5となる時のエネルギー密度として定義される。規格化最大破片質量とは、衝突前の標的質量で規格化した最大破片質量のことである。この実験で得られた氷の衝突破壊強度は、Lange and Ahrens(1987)[9]とほぼ一致しているが、詳しく見ると、用いる弾丸の種類により70 - 100 J/kgの間で変化しているように見える。同じ標的であっても弾丸の種類により強度が異なってしまうのは、衝突破壊強度としてエネルギー密度を用いることに問題があるためである。

この実験で氷の衝突破壊強度は、玄武岩より10倍以上小さいことが改めて確認された。一方、弾丸によって衝突破壊強度が異なる問題は、水谷らが提案する無次元衝突応力(P_I)を用いるとほぼ解消することができる[4]。 P_I とは、標的上の衝突点の反対点付近で発生する衝突応力と標的強度の比で表される量であり、水谷らのモデルでは、終段階有効エネルギー(I)の距離減衰を物質強度で規格化して記述している。また、等圧核の体積を弾丸体積で近似し、距離減衰率を距離

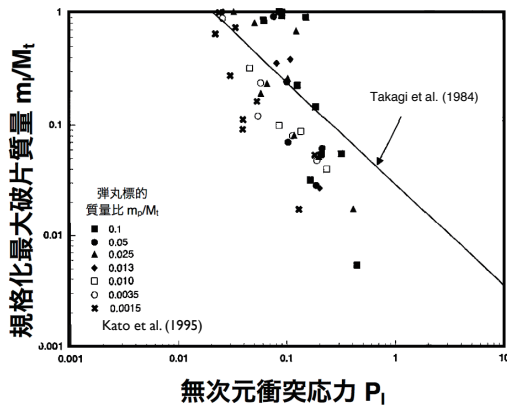


図10: 無次元衝突応力と規格化最大破片の関係. 文献[10]図8を改変.

の-3乗と仮定することで、無次元衝突応力は、衝突点圧力と弾丸・標的体積比(v_p/V_t), それに物質強度(Y)を用いて以下のような式で表される.

$$P_t = \left(\frac{l}{L_t^3}\right)/Y \approx P_0/Y(v_p/V_t) \quad (1)$$

なお、 P_0 は衝突点圧力、 L_t は標的サイズである. この式を用いて図7を整理し直すと図8のようになり、弾丸に依存することなく無次元衝突応力が一つに決まることがわかる.

Arakawa et al.(1995)[10]では、この衝突破壊強度を弾丸・標的質量比と衝突速度の両方を系統的に変えた実験から再度求めている. この実験では弾丸には氷しか使用していないのでKato et al.(1995)のような衝突破壊強度に対する弾丸依存性は表れないはずである. 実験の結果、弾丸・標的質量比毎にエネルギー密度と規格化最大破片質量の関係が分離することがわかった(図9). これは、弾丸・標的質量比が異なると衝突破壊強度が変化することを示しているが、Kato et al.(1995)でも見られた弾丸依存性のよう、無次元衝突応力を用いて表すと消えてしまう見かけの依存性かもしれない. そこで無次元衝突応力を用いて図9の関係を直すと、更にデータ間の分離が大きくなってしまった. この原因を確認するために衝突破壊の様子を高速カメラで撮影し、標的の反対点から飛び出す破片の速度を計測した. 反対点速度は、衝撃波により加速された粒子速度(u_p)のほぼ2倍となることが知られているので、カタストロフィックに破壊された破片の速度を計測することにより、反対点付近での粒子速度を

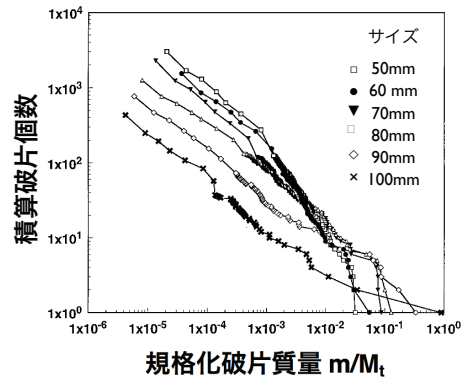


図11: 氷の衝突破片の積算個数分布. サイズ50-100mmの立方体氷への実験結果. 衝突速度は約3.9km/s. 文献[11]図8から改変.

見積もることができる. この粒子速度が、標的のバルク音速よりも十分に遅い場合には、以下の式を用いて反対点での衝撃圧力(P_T)を見積もることができる.

$$P_T = \rho_0 C_0 u_p \quad (2)$$

ここで ρ_0 、 C_0 は、氷の密度とバルク音速である. この反対点速度から見積もった衝撃圧力を用いて計算した無次元衝突応力と、式(1)から計算した値を比較すると大きく異なることがわかった. これは、式(1)で仮定した衝撃圧力の距離減衰率に問題があるためと推測されるので、式(2)から見積もった無次元衝突応力を再現するような距離減衰率をそれぞれの実験結果から計算してみた. その結果、圧力の距離減衰率は、弾丸・標的質量比が小さくなると-3乗から-2乗に変化し、これは標的が大きい場合には衝撃圧力は減衰しにくくなっていることを意味する. この距離減衰率を補正した無次元衝突応力を用いて規格化最大破片質量のデータを再整理すると、弾丸・標的質量比によらない関係を持つことがわかった(図10).

2.3 衝突破片のサイズ頻度分布

衝撃圧力の距離減衰率が弾丸・標的質量比に依存することを示したArakawa et al.(1995)は、衝突速度の最大値が500 m/s、弾丸・標的質量比の最小値が 3×10^{-3} であった. Arakawa(1999)[11]では、実験範囲を格段に広げた衝撃環境で、衝撃圧力の距離依存性をさらに広い範囲で調べる実験を行った. 衝突速度を2-4 km/s、弾丸・標的質量比を $5 \times 10^{-5} \sim 2 \times 10^{-3}$ の範囲で、

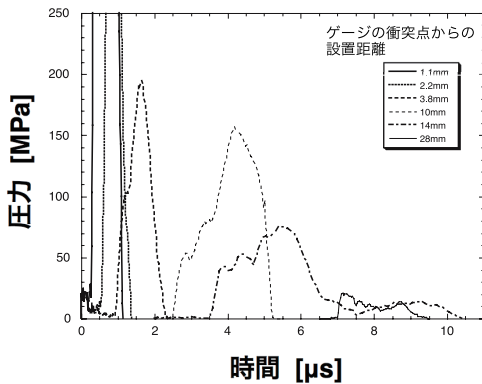


図12: 衝突点から異なる距離で計測した衝撃圧力の波形. 文献 [14]図1bから改変.

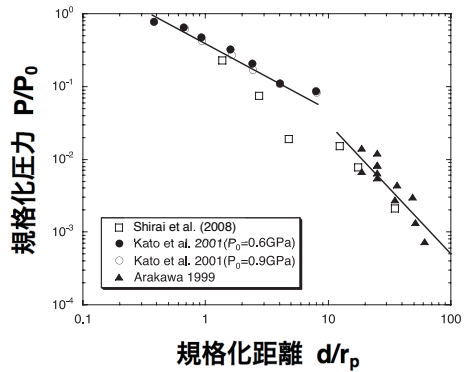


図13: 衝撃圧力の伝播距離による減衰. 文献[14]図2から改変.

氷標的に対する衝突破壊実験を行い，反対点速度と衝突破片の質量やサイズ頻度分布の計測を行った．その結果，反対点速度から推定した衝撃圧力の距離減衰率は，弾丸・標的質量比に関わらずほぼ一定で，その値は約 -2 となった．この実験結果はArakawa et al.(1995)の延長線上にあり，質量比が 5×10^3 以下では距離減衰率は -2 程度となることが確認された．この実験もすべて低温室内で行われているので，実験後の衝突破片を回収してそのサイズ頻度分布も計測している．破片の積算個数(N)と衝突破片サイズ(m/M_t)で表した積算個数分布の特徴を調べると，これまでに玄武岩等の岩石でも報告されていたように，小破片領域では $N = N_0 (m/M_t)^{-b}$ で表されるべき乗の関係にあることが確認された(図11)．なお， b は 0.64 となり，これまでに玄武岩の衝突破片について計測された代表値である $2/3$ と近い値となった．

Arakawa(1999)では 4 km/s 程度の衝突速度で 7 mg のナイロン弾丸を用いた衝突実験を行ったが，Arakawa et al.(1995)で用いた標的と同じ氷試料を用いて実験を行っている．そこで両者において 5 cm の氷立方体を用いて衝突実験を行った結果の中から，同じ最大破片質量を持つ場合の破片の積算個数分布を比較してみる．なお，Arakawa et al.(1995)では， 3.2 g の氷弾丸を 250 m/s で衝突させている．2つの積算個数分布を比較すると両者の実験条件が大きく異なるにもかかわらず(衝突速度は10倍以上，弾丸質量は約500倍)，その分布はほぼ一致することがわかった．この結果は，2つの実験が衝突点近傍では衝撃圧力の分布は大きく異なるが，衝突破片のほとんどを生成し

た遠方においては，2つの標的内にはほぼ同じ圧力分布が生じていたことを示している可能性が高い．この事実は，水谷らが終段階有効エネルギーを提案するきっかけとなったDienes and Walsh(1970)[12]の発見した終段階等価性が，氷の衝突破壊において成立していることを示しているのかもしれない．

話は変わるが，藤原，水谷，松井らの研究から，玄武岩については衝突破壊の形態が衝突速度によって異なることが知られている．すなわち，玄武岩はエネルギー密度が大きくなりカタストロフィック破壊を起こすようになるまでの過程が，高速度衝突と低速度衝突では異なっている．数 100 m/s の衝突では，玄武岩の破壊は衝突点を中心とした縦割れから始まる．一方， 4 km/s 程度の衝突では，玄武岩の破壊は反対点付近が薄く剥がれて飛び出すような破壊(スポール破壊)から始まる．この場合，無傷の大きな破片は試料中心部から回収されるので，この最大破片の特徴からコア型破壊と呼ばれている．カタストロフィック破壊を起こすようになると，両者における破壊形態の差は見られなくなる．Arakawa(1999)は 4 km/s 以上での実験を行っているので，玄武岩の場合と同様にコア型破壊を起こすことが期待されたが，実際には縦割れ破壊が起きた．この実験では，回収された破片の薄片写真を撮影しており，最大破片内に発生したクラックの分布を視認することができる．そのクラック分布を見てもスポール破壊に起因する様なクラックは反対点付近には全く確認されなかった．

2.4 衝撃圧力の減衰過程と衝突破壊のその場観測

氷の高速衝突でなぜコア型破壊が起きないのかは、衝撃波の伝播・減衰過程、さらには衝撃波形そのものを調べないと原因を特定することはできない。また、水谷スケール則を実際の衝突破壊実験に応用するには、反対点速度の計測から推定した衝撃圧力の距離減衰率が必須であることが明らかになってきた。先に述べたクレーター形成実験において、水谷らのモデルでは加藤らのクレーター実験の結果と Shrineらの結果に整合性がないのは、この衝撃波の伝播過程に対する理解不足が原因であると指摘したが(図6)、衝突破壊実験を通してその問題の本質が衝撃圧力の距離減衰率であることがわかってきた。そこで、この距離減衰率を直接的に計測する実験が行われた。Kato et al.(2001)[13]と Shirai et al.(2008)[14]は、ピエゾ抵抗ゲージの一種であるカーボンゲージを用いた衝撃圧力のその場計測を試みた。Kato et al.と Shirai et al.の実験内容の主な違いは、衝突速度、言い換えれば衝突点圧力の違いとなる。Kato et al.での衝突点圧力は、600 MPaと900 MPaであり、この圧力が距離と伴にどのように減衰したかをゲージにより測定した。一方、Shirai et al.では衝突点圧力は10–13 GPaであり10–20倍高い値となる。両方の実験とも氷の衝撃波の測定結果を見ると、100–300 MPaのユゴニオ弾性限界を示すと思われる二重衝撃波が観測されることがあった(図12)。図13に、この二つの実験から得られた衝撃圧力の距離減衰を表す結果を示す。なお、衝撃圧力(P)は、衝突点圧力(P_0)で規格化しており、伝播距離(d)は弾丸半径(r_p)で規格化している。比較のために Arakawa (1999)において、反対点速度から推定した衝突応力の距離依存性も図13にプロットしている。この図から、衝突点距離が10弾丸半径を超えると Arakawa (1999)と Shirai et al.の結果は良く一致しており、衝撃圧力は次の式に従って減衰し、その距離減衰率 α は-1.8であることがわかった。

$$P = P_0 (d / r_p)^\alpha \quad (3)$$

一方、10弾丸半径距離以内においては、減衰率は大きく異なる。まず、Kato et al.では α は0.89となり、遠距離の場合に比べてほぼ1/2の値であった。これは、衝突点から10弾丸半径距離の間では衝撃圧力の減衰

が極めて小さいことを意味している。ただし、良くこの図をみてみると等圧核の領域(衝撃圧力が衝突点圧力と等しい領域)が非常に小さくなっていることに気づく。通常、等圧核の大きさは弾丸直径程度と言われているが、この結果は等圧核が弾丸直径の0.2倍にまで縮小していること示す。従って、圧力の距離減衰率が小さいと言うよりは、通常は衝突点圧力が広がっている領域でも、すでに圧力が抜け始めていることを表していると理解した方が良い。Shirai et al.では、Kato et al.ほど極端な減衰率の低下は見られないが、5–12弾丸半径距離において、圧力の変化が見られない定圧力領域が観測された。この領域の圧力は150 MPa程度となっており、氷のユゴニオ弾性限界に近い値である。この定圧力領域はもしかすると衝撃波の形状変化により引き起こされたものかもしれない。

2.5 数値シミュレーションとの比較

Shirai et al.では、衝撃波の観測結果を数値シミュレーションにより再現することも試みている。この数値モデルでは、1 MPaの見かけの引っ張り強度を導入することにより、かなり良く衝撃圧力の距離減衰を再現することに成功している。また、衝撃波形そのものの再現もある程度成功しており、氷を伝播する衝撃波を再現するという意味ではかなり信頼性の高いモデルである。このモデルを用いると、ユゴニオ弾性限界以下まで衝撃圧力が減衰した状態での応力場を計算することができる。例えば、Arakawa et al.(2000)[15]で撮影された氷の衝突破壊に対応する応力場を計算すると、撮影された破壊領域に対応する応力を求めることができる。この実験では、衝突点から半球状に広がる

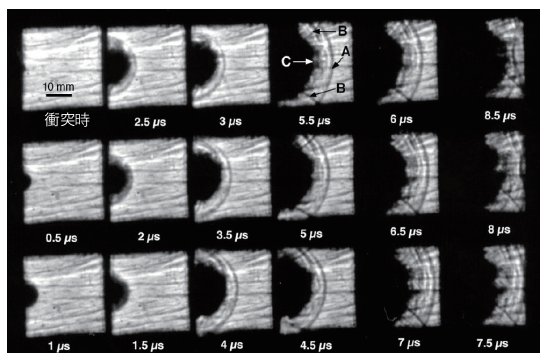


図14: 水中を伝播する衝撃波と拡大する破砕領域の高速撮影画像。撮影速度は200万コマ毎秒。Aは衝撃波、Bは側面からの反射波、Cは破砕領域の先端。文献[15]図1から改変。

衝撃波やその背面で発生する破壊領域の拡張の様子を影写真法により撮影した(図14)．3.6 km/sで7 mgのナイロン弾丸を氷に衝突させた時の様子から，衝突点から10 mmまではユゴニオ弾性限界(Hugoniot Elastic Limit: HEL)を超えた領域で，その領域は2–3.5 km/sで拡張していくことがわかった．HEL以下の圧力になっている10–20 mmでは剪断破壊を起こす領域が1.5–2.5 km/sの速度で広がっていくことが観測された．氷を伝播するクラック一つ一つが進行する速度は別の実験からせいぜい1 km/sであることがわかっている．剪断破壊領域の広がる速度は，クラックの進行というよりはクラックの発生領域が広がる速度と考えるのが妥当である[16]．20 mmより遠方では，剪断破壊領域は見られず，縦割れを引き起こす放射状のクラックが成長する様子が確認された．この実験では，反対点から反射する衝撃波も観察されたが，その反射波によってスポール破壊を引き起こすようなクラックの成長は観察されない．すなわち，反対点付近でのスポール破壊が起こる前に放射状のクラックが反対点にまで到達し，縦割れ破壊を起こしているように見える．この観察から，氷が高速度衝突でコア型破壊を起こさない理由は，放射状クラックが成長し易く，さらにその成長速度が速いことが原因の一つであることがわかった．この観測とShirai et al.の計算結果から，剪断破壊を起こす領域の衝撃圧力(Y_{shear} : 剪断破壊強度)は38 MPaであり，この圧力に対応する最大剪断応力は27 MPaとなった．このように氷の衝突では，HELと Y_{shear} の2つの重要な強度が存在し，それぞれの値は100–300 MPa，38 MPaである．特に Y_{shear} は，衝突クレーター形成において重要な強度であると考えられる．

Shirai et al.では，この氷に対する衝撃波伝播モデルを用いて終段階等価性に関する数値実験も行っている．実験では，サイズの異なる氷，アルミニウム，ポリカーボネート弾丸を1–6 km/sで衝突させて氷内部の衝撃圧力の距離減衰過程を計算した．そして，衝撃圧力の減衰プロファイルが衝突点から遠方ではほぼ一致するような実験の組み合わせを10個以上探索した．探し出したプロファイルは，すべてHEL以下の圧力ではプロファイルがほぼ一致している．この時の衝突条件について衝突点圧力(P_0)と弾丸半径(r_p)の関係を調べると， $P_0 \times r_p^{2.2}$ は常に一定であることが確認でき

た．これはまさに，Dienes and Walsh(1970)が提案した終段階等価性の特徴を表している．水谷らの提案した終段階有効エネルギーは，衝突点圧力に弾丸体積を掛けたものであった．これは $P_0 \times r_p^3$ であり，この量を用いると2.1で紹介したShrine et al.(2002)のデータとKato et al.(1995)のデータを整合的に説明できなかった．そこで，終段階有効エネルギーの代わりに，上述の数値シミュレーションから導いた $I_s = P_0 \times r_p^{2.2}$ を使用して実験データを再整理してみることにする．その結果，二つのデータセットは矛盾なく整理できることがわかった(Shirai et al., 2008: Fig.7)．圧力の減衰モデルとして式(3)を用いるならば，この式は $P = P_0 r_p^{-\alpha} / d^\alpha$ と書き直すことができ，この $P_0 r_p^{-\alpha}$ は I_s と考えることができる．Shirai et al.で求めた α は10弾丸半径以遠では–1.8であり，数値実験から求めた–2.2とは誤算範囲内で一致していると考えて良い．これらの結果を総合すると，氷を伝播する衝撃圧力は $P = P_0 (r_p/d)^2$ に従って減衰すると仮定するならば，様々な実験事実を矛盾なく説明できるようである．ただ，実際にはユゴニオ弾性限界以上の圧力を示す衝突点近傍では，等圧核の大きさや減衰率は衝突速度や弾丸の種類等によってかなり大きく変化する．このような衝突点近傍で引き起こされる現象は，衝突蒸発・融解・相転移には重要であるが，最終的なクレーター孔のサイズや衝突破壊時の破片のサイズ頻度分布には大きな影響は与えないのかもしれない．

2.6 氷多孔質混合物の衝突過程

1990年代の後半から2000年代にかけて，相次いでエッジワース・カイパーベルト天体が発見された．海王星以遠に，現在は，準惑星として分類される天体が多く発見されることとなり，それら準惑星と氷小天体との衝突によるダスト形成などが議論されるようになった．一方，木星を調査した探査機Galileoや土星を調査した探査機Cassiniなどが氷衛星の新しい情報を送ってくるようになり，2000年代に入ると氷天体に関する情報が飛躍的に増えてきた．さらに，彗星核の探査や小惑星探査も相次いで行われ，我々は太陽系小天体に関して物理情報だけでなく，地質情報なども蓄積する段階となった．その結果，多くの研究者が微惑星や隕石母天体という仮想天体に対して，今までよりも現実的なイメージを持つようになり，それが世界で

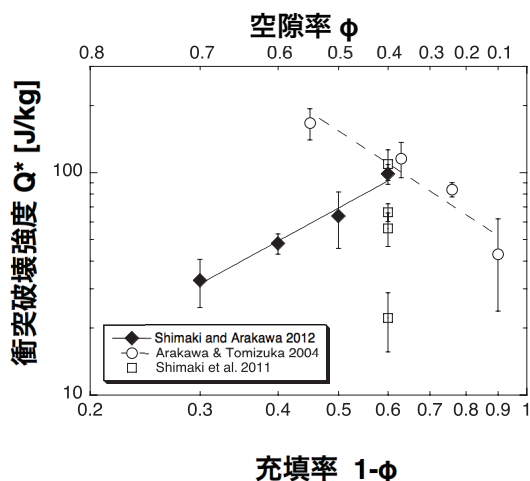


図15: 雪の衝突破壊強度の空隙率依存性。文献[19]図10から改変。

行われる衝突研究に対しても影響を及ぼすようになった。微惑星模擬物質に関して小天体の探査が進んで大きく変わった点は、模擬物質として利用する材料が、玄武岩や氷のような真密度を持つ物質ではなく、多孔質物質になった点が挙げられる。これは、比較的小さな小惑星がラブルパイル構造を持つことがわかってきたことや、氷衛星やカイパーベルト天体の密度が多孔質を仮定しないと説明できないくらい小さなものが発見されたからである。さらに決定的なのは、幾つかの彗星核で密度が計測され、その密度が 1 g/cm^3 よりかなり低いことがわかったことである。氷微惑星の生き残りとされる彗星核も多孔質であることがほぼ確定し、衝突実験でも氷の多孔質体である雪を用いた研究が行われるようになった。

Arakawa et al.(2002)[17], Arakawa and Tomizuka (2004)[18], そして, Shimaki and Arakawa(2012)[19] は、雪及び雪・岩石粉末混合物の衝突破壊実験を系統的に行ったものである。さらに、Arakawa and Yasui (2011)[20]は、雪面上において衝突クレーター形成実験を行った論文である。ところで雪とは言っても実は様々なバリエーションがあり、どのような雪を使用して実験を行うかが鍵となる。その意味は、雪を特徴づける量として主なものでも、雪を構成する粒子のサイズ、粒子同士の焼結の程度、粒子のパッキングの度合い(空隙率)などが挙げられるということである。また、粒子同士の焼結の程度は、 0°C 近傍では数分でも大きく変化することが知られており、実験に用いる標的試

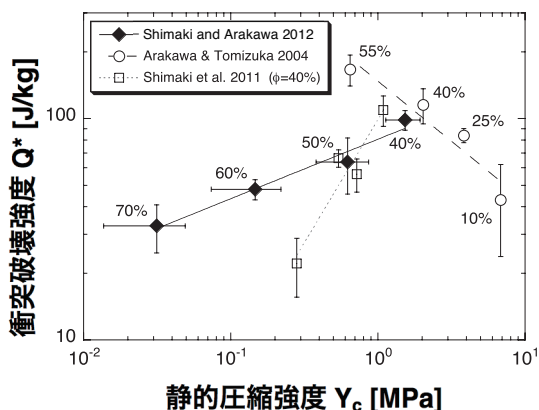


図16: 雪の衝突破壊強度と圧縮強度の関係。各プロットに添えた数字は空隙率を示す。文献[19]図11から改変。

料自身が時間的にその性質を変化させることも考慮する必要がある。Arakawa et al.(2002)と Arakawa and Tomizuka(2004)では、試料の時間変化を最小にするため、作成した雪試料を1か月程度冷凍庫で保管し、十分に粒子間の焼結を発達させた。一方、Arakawa and Yasui(2011)と Shimaki and Arakawa(2012)では、焼結温度と時間を一定にした試料を用いることにより、試料の焼結度をコントロールした実験を行った。また、衝突実験と同時に同じ試料を用いた静的力学試験も行い、その圧縮強度や引っ張り強度、場合によっては弾性波の測定を行って、その物性値を実測した上で実験試料として用いている。これらの実験から非常に幅広い空隙率における純水雪試料の衝突破壊強度(Q^*)を求めることができた。その結果を図15に示す。よく焼結した雪の場合、衝突破壊強度は空隙率が0から55%に増加すると約3~4倍大きくなることがわかる。なお、このトレンドを示す実験の空隙率55%の試料だけは自然積雪のしまり雪を用いており、構成粒子サイズやその内部構造が他の試料とは異なっている。空隙率が40%から70%まで変化させた実験では、空隙率が大きくなると衝突破壊強度は再び小さくなり、空隙率70%ではほぼ純水程度となる。また、空隙率一定で焼結時間を変化させた実験では、焼結時間と共に衝突破壊強度が5倍程度大きくなることが確認された。これらの実験では衝突破壊強度と共に静的力学試験から雪の圧縮強度の空隙率依存性を調べており、また高空隙率の雪に関しては文献値が存在する。そこで、圧

縮強度 (Y_c) と Q^* の関係を調べることができる (図16). この関係を見ると Q^* は、空隙率が一定の場合は Y_c の増加と共に大きくなる. また、空隙率40%以上でも、 Y_c が大きくなると Q^* は大きくなる. 一方、空隙率が40%以下では、 Y_c が大きくなっても衝突破壊強度は小さくなる. この様に Q^* は一見複雑な空隙率依存性と圧縮強度依存性を持つ. この理由は、Arakawa et al.(2002)で考察されており、雪が持つ衝撃圧力の距離減衰率と静的力学強度がどのように空隙率に依存するかが鍵となることがわかっている. 空隙率40%以下で Q^* が空隙率と共に大きくなる理由は、定性的には以下の通りである. 静的強度は空隙率の増加と共に小さくなるが、一方、衝撃圧力の減衰率は空隙率の増加と共に大きくなる. この時、衝撃圧力の減衰が力学強度の弱化よりも激しい場合には衝突破壊が起きなくなる.

ここまでは純氷試料の場合の話であったが、岩石粉末を混合させた場合は異なる結果となる. Arakawa and Tomizuka(2004)では純氷試料に岩石粉末を50 wt.%まで混合させた実験を行っているが、10 wt.%の岩石粉末を混合させると急激に衝突破壊強度が増加することがわかった. そして空隙率を持たない50 wt.%の岩石粉末を入れた試料では、純氷と比べて約10倍大きな衝突破壊強度を持った. 岩石粉末が、氷の強度や衝突過程に与える影響はHiraoka et al.(2008)[21]で行ったクレーター形成実験でも詳しく研究されている.

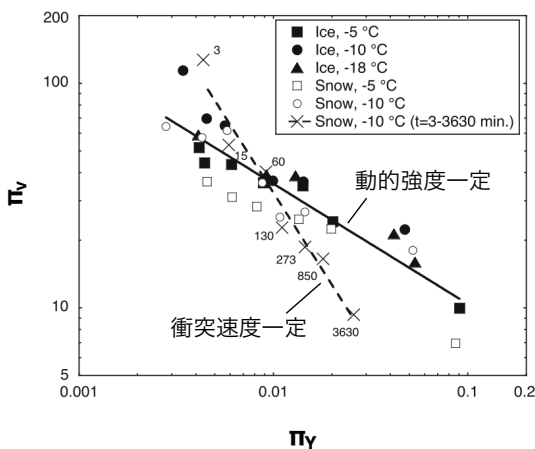


図17: π スケール則による雪クレーターの整理. 規格化クレーター体積 π_V と規格化強度 π_Y の関係. 数字は焼結時間(分)を表す. 文献[20]図11から改変.

この50 wt.%岩石粉末混合氷の衝突破壊強度を空隙率0-37%で調べたところ、純氷の場合とは全く逆の空隙率依存性を持った. すなわち空隙率の増加と共に Q^* は減少し、37%では同じ空隙率を持つ純氷とはほぼ一致した. この理由は、純氷の衝突破壊強度の空隙率依存性の箇所でも指摘したように、衝撃圧力の距離減衰率及び静的強度の空隙率依存性で説明できる. 岩石粉末混合物では静的強度の空隙率依存性が非常に大きいため、衝撃圧力の減衰ではなく、力学強度が衝突破壊強度の空隙率依存性を支配する. 実際、純氷と岩石粉末混合氷の静的圧縮強度を様々な空隙率で調べて見ると、混合氷の方が空隙率が大きくなると急激に強度が小さくなることが確認されている[18].

Arakawa and Yasui(2011)[20]は、雪面上に形成される衝突クレーターの再現実験を衝突速度30-145 m/sで調べている. 雪は平均粒径500 μm の氷粒子を用いており、その焼結時間や焼結温度を変化させることで、雪の強度を連続的に変化している. 焼結時間が短い場合、強度は非常に弱く、試料を成型して静的力学試験を行うことは難しい. そこでこの実験では錘を一定の高さから落下させることにより、その時の錘が受ける加速度の時間変化を計測することで動的な力学強度を実測している. この実験から、弾丸の運動エネルギーが一定の場合、衝突により放出された雪破片の質量 (M_{cr}) とこの動的力学強度 (σ_{max}) は $M_{cr} \propto \sigma_{max}^{-1.3}$ の関係にあることがわかった. 一方、放出された雪破片の質量から見積もったクレーター体積を用いて、Holsappleら[22]により提案されている π スケール則を用いて衝突速度を変化させた時の結果を整理した (図17). この図からわかるように衝突速度を変化させた (動的強度一定) 場合と、動的強度を変化させた場合 (衝突速度一定) の関係は一致せず異なる傾きを持つ. この結果は、 π スケール則で用いている動的強度が、実際のクレーター形成で有効に働いているものと異なることを意味している. 動的強度の実測では衝突速度が1.3 m/sであり、衝突実験より二桁近く小さかったのがその原因かもしれない.

2.7 複数回衝突の影響

多孔質天体の衝突過程は、2000年代に入って多くの研究者が興味を持って実験や数値シミュレーションを行っている. 一方、小惑星等の観測から10-20%

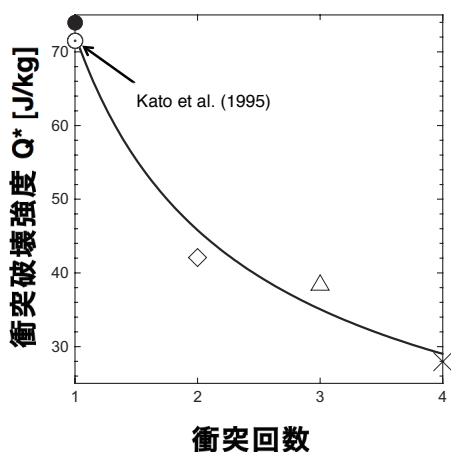


図18: 氷の複数回衝突実験における衝突回数と衝突破壊強度の関係。文献[7]図8から改変。

程度の間隙を持つと思われる小天体も見つかっており、その間隙は衝突により天体内部に発生した割れ目をあらわしていると思われる。割れ目の原因は幾つかあると考えられるが、衝突クレーターに起因したものが重要な割れ目発生メカニズムであることは間違いない。小惑星表面には大小様々なクレーターが観察されるので、それぞれのクレーターにより発生した割れ目の積算されたものが、現在の空隙を作っているのかもしれない。先の氷クレーター形成実験でも述べたが、実際に衝突クレーター近傍には多数の割れ目が存在しており、さらに標的全体に達するような割れ目も幾つか発生することもある。そこで Yasui et al. (2014) [7]では氷の破壊強度に対する複数回衝突の影響を調べた。氷は割れ目を目視できるので、衝突により発生した割れ目を確認しながら行う実験には最適な物質である。この実験は同じ氷試料に何度も弾丸を衝突させて、何回目の衝突で氷試料が破壊したかを調べるものである。一度の衝突で与えるエネルギー密度(Q)を一定にした場合、または、順次変化させた場合における、壊れるまでの回数とそれまでに与えたエネルギー密度の積算値(ΣQ)を指標として複数回衝突の影響を定量化した。その結果、衝突回数が増える毎に衝突破壊強度(Q^*)は急激に小さくなることがわかった。すなわち、1回衝突では70 J/kgであったものが4回衝突では30 J/kgにまで低下した(図18)。これは事前衝突により与えられたクラックにより標的強度が小さくなった結果である。一方、破壊するまでに与えたエネルギー密度を積算すると、破壊した時の衝突回数に関係なくほぼ一

定の積算エネルギー密度(71.5 J/kg)を持つことが確認できた。これらの結果は、氷衝突では一度の衝突で与えられたダメージは単純に積算されており、その積算値が臨界値を超えると破壊が起こることを示している。もちろん、実際の天体内部では発生した割れ目が閉じてヒーリングを起こすこともあるのでそのような効果も考慮する必要がある。

2.8 氷衝突に関わるその他のテーマ

ここでは我々のグループが関与した氷の衝突実験についてレビューを行ったが、紹介しきれなかった研究も幾つかある。例えば、彗星核表面を模擬した試料に対する衝突実験を Arakawa et al. (2000) [23]では行っている。この実験では、氷、ドライアイス、岩石粉末の混合物の表面を赤外線ランプで加熱し、太陽放射による表面熱変成過程を模擬している。この試料は、彗星核表面のような層構造を持ち、その層構造が及ぼすクレーター形成効率への影響を調べている。また、氷は岩石に比べて衝突により容易に蒸発が起るため、微惑星集積時の衝突加熱により氷と岩石の分別が起きたと思われる。この効率を調べるために氷クレーター形成時に発生する水蒸気量を計測する実験が Sugi et al. (1998) [24]によって行われた。一方、氷の衝突過程はクレーターを作るような高速度だけでなく、低速度においても惑星科学には重要である。例えば、土星リングを構成するリング粒子同士の衝突は \sim cm/sと非常に低速であると言われる。このような低速度で氷同士が衝突すると跳ね返りが起きる。この跳ね返りは非弾性衝突であり、それを特徴づける反発係数の衝突速度依存性がリング粒子の衝突を研究するには重要である。Higa et al. (1998) [25]では氷球の低速度衝突実験を行い、氷の反発係数の速度依存性と氷球サイズ依存性を明らかにしている。

最後になるが、惑星衝突を研究する上で最も興味深い課題は、巨大衝突である。巨大衝突の特徴は、衝突体と標的天体のサイズが大きく変わらない点にあり、地球に起きた巨大衝突の場合は、地球の約半分のサイズの原始惑星が衝突したと言われる。そこで Arakawa and Higa (1996) [26]と Arakawa (1999) [27]は、このサイズ比に注目して氷球同士の衝突実験を行い、衝突体と標的の両方がどのように破壊・変形するかを調べている。

2.9 氷の衝突研究に関するまとめ

これまで我々のグループが行ってきた氷の衝突研究は、主に、衝突破壊とクレーター形成のスケール則に関するものであった。特に氷の衝突現象に対する水谷スケール則の有効性の確認とその改訂を行うために可能な限り広い弾丸・標的質量比と衝突速度範囲で実験を行ってきた。

その結果、クレーター形成実験においては、水谷らが提案した終段階有効エネルギーが、衝突速度数100 m/sで形成したクレーターのサイズと数km/sで形成したクレーターのサイズを整合的に説明できないことがわかった。この原因を明らかにするために水中を伝播する衝撃波の減衰過程を圧力ゲージにより調べた。その結果、衝突点から遠方(10弾丸半径以遠)では、衝撃圧力の距離減衰率がほぼ -2 であることがわかった。一方、高速カメラを用いて氷内部での衝突過程を観測したところユゴニオ弾性限界は100 – 300 MPaであり、その外側の剪断破壊領域は衝突応力が38 MPa以内で起こることがわかった。そしてこの応力以下では縦割れのみが発生し、反対点で発生する反射波もスポール破壊(引っ張り破壊)を起こすほどは強くないことがわかった。

これらの実験結果と整合的で、さらに引っ張り破壊強度を考慮した数値モデルを開発し、終段階等価性についての数値実験を行った。このモデルを用いて衝突点から遠方において衝撃波形が一致するような条件(終段階等価性)を探すと、その場合、 $I = P_0 \cdot r_p^{2.2}$ が一致することがわかった。そこで終段階有効エネルギーとして、この改良されたパラメータを用いると、加藤らの数100 m/sの結果とShrineらの数km/sの結果を同時に説明できることがわかった。

また、衝突破壊実験では、衝突速度と弾丸・標的質量比の両方を系統的に変化させた実験結果から、水谷らの提案した無次元衝突応力が、衝突最大破片を整合的にスケールリングできないことがわかった。そこで反対点速度を実測して、その値から見積もった衝突応力を用いて無次元衝突応力を計算したところ、この問題は解決された。そして、この時、衝突応力の距離減衰率が、水谷らが仮定した -3 よりもかなり小さく -2 程度になることがわかった。以上、氷衝突におけるクレーター形成過程と衝突破壊現象のすべてを矛盾なく

説明するには、衝突点から遠方において、衝撃圧力の距離減衰が $P = P_0 (r_p/x)^2$ であれば良いことがわかった。すなわち、水谷スケール則においてこの圧力減衰式を用いる必要がある。

また、水谷スケール則の適応範囲を広げるために多孔質氷の衝突破壊強度や氷の衝突破壊強度に対する複数回衝突の影響を調べた。その結果、多孔質氷の衝突破壊強度が、空隙率や焼結度により複雑に変化することを明らかにした。そして、その複雑な依存性を雪の力学強度の空隙率依存性、そして衝撃発生圧力及びその距離減衰の空隙率依存性により定量的に表した。一方、複数回衝突により氷が破壊する場合には、衝突回数に関係なく、カタストロフィックに破壊するまでに積算されたエネルギー密度が重要であることを明らかにした。この積算エネルギー密度が一定値71.5 J/kgを超えると衝突破壊が起こる。

3. 今後の研究

氷は宇宙に存在する固体物質としては最も普遍的で多量に存在するものである。また衝突現象も惑星系の起源・進化を通して最も重要な物理過程だと言える。従って、氷の衝突過程は、惑星や衛星の起源・進化を研究する多くの場面で出くわす問題であり、多くの惑星科学の研究者が興味を持つ課題であろう。氷の衝突過程を研究する上で最も重要な素過程は衝撃圧力の発生とその伝播過程であるが、氷のユゴニオはStewart and Ahrens(2005)[28]により詳しく研究されている。また、伝播過程については我々の一連の研究から衝撃圧力の減衰過程や終段階等価性についての理解も進んでいる。しかしながら、実際の天体は多様性に富んでおり、均質な純氷の結果をそのまま天体衝突に応用することはできない。そこで、最近10年は、特に空隙や強度が衝突過程に及ぼす影響が研究されてきた。また、氷と岩石粉末など混合物に対する研究も行われるようになった。しかしながら、空隙、強度、岩石含有率など制御すべきパラメータが増えたことにより、それぞれの影響を分離した形で整理することが困難となっている。また、衝突貫入破壊など純氷で構築した衝突モデルでは説明できない結果が現れることもあり、これまでのモデルでは考慮されていない物理過程を組み込んだモデルを再構築する必要があると思われる。

例えば、氷微惑星を模擬した多孔質氷等の衝突破壊で観察される弾丸の深い潜り込みを伴う衝突破壊は、既存のスケール則が物理的根拠としている終段階等個性や衝突点近傍で起こる複雑な過程を単純化するための点源近似などが成立していないように思われる。このような多孔質物質の衝突破壊には、門野ら[32]が提案する衝突貫入モデルを組み込んだ新しい衝突破壊モデルが必要であろう。

一方、この20年で衝突実験施設的环境も大きく変わってきている。6 km/sを超える定常的な衝突実験を可能とする装置が国内に相次いで導入され、サボ分離により使用できる弾丸種類も増えた。氷の衝突過程に関して言えば、6 km/sを超える衝突速度は十分に衝突融解や衝突蒸発が起こる速度であり、特に衝突クレーターではその痕跡を凍結して観察できる可能性もある。さらに、高速カメラの性能も年々向上しており、10万コマ毎秒の撮影速度では1秒を超える撮影時間を持つ機種も多い。また、100万コマ毎秒を超える速度で撮影可能な機種の撮影画素数も増えてきており、一昔前までは困難であった実験も可能となってきた。今後の氷の衝突実験は、このような新しい施設や装置を生かした実験を展開していくことになると思う。

今年は、New Horizonsによる冥王星やDawnによる小惑星Ceresの探査も行われており、氷地殻上の衝突クレーターに関する新しい情報がもたらされる。今後も氷の衝突研究は、このような惑星探査の結果をモチベーションとして、素過程を一つ一つ積み上げながら衝突現象の解明に取り組んでいくものとしたい。

謝 辞

この論文を修正するにあたり有意義なコメント下さった査読者に感謝いたします。ここで紹介した氷の衝突実験は、北海道大学、名古屋大学及び神戸大学の方々の協力により行うことができました。特にこの場で紹介した論文の共著者の皆様には、これまでの協力に深く感謝いたします。また、北海道大学低温科学研究所の中坪俊一技術職員には、長期に渡り装置設計と開発において多大な貢献をして頂いたことを感謝いたします。最後に私と伴に氷の衝突実験を北海道大学で立ち上げ、常に良き研究の相談相手であった飯島祐一博士に深く感謝したいと思います。

参考文献

- [1] Kawakami, S. et al., 1983, JGR 88, 5806.
- [2] Matsui, T. et al., 1982, JGR 87, 10968.
- [3] Takagi, Y. et al., 1984, Icarus 59, 462.
- [4] Mizutani, H. et al., 1990, Icarus 87, 307.
- [5] Kato, M. et al., 1995, Icarus 113, 423.
- [6] Iijima, Y. et al., 1995, JGR 22, 2005.
- [7] Yasui, M. et al., 2014, Icarus 233, 293.
- [8] Shrine, N.R.G. et al., 2002, Icarus 155, 475.
- [9] Lange, M. and Ahrens, T.J., 1987, Icarus 69, 506.
- [10] Arakawa, M. et al., 1995, Icarus 118, 341.
- [11] Arakawa, M., 1999, Icarus 142, 34.
- [12] Dienes, J.K. and Walsh, J.M., 1970, in High-Velocity Impact Phenomena, 45.
- [13] Kato, M. et al., 2001, JGR 106, 17567.
- [14] Shirai, K. et al., 2008, JGR 113, doi:10.1029/2008JE003121.
- [15] Arakawa, M. et al., 2000, GRL 27, 305.
- [16] Arakawa, M. et al., 1995, JGR 100, 7539.
- [17] Arakawa, M. et al., 2002, Icarus 158, 516.
- [18] Arakawa, M. and Tomizuka, D., 2004, Icarus 170, 193.
- [19] Shimaki, Y. and Arakawa, M., 2012, Icarus 218, 737.
- [20] Arakawa, M. and Yasui, M., 2011, Icarus 216, 1.
- [21] Hiraoka, K. et al., 2008, JGR 113, doi:10.1029/2007JE002926.
- [22] Housen, K.R. and Holsapple, K.A., 2011, Icarus 211, 856.
- [23] Arakawa, M. et al., 2000, Planet. Space Sci. 48, 1437.
- [24] Sugi, N. et al., 1998, GRL 25, 837.
- [25] Higa, M. et al., 1998, Icarus 133, 310.
- [26] Arakawa, M. and Higa, M., 1996, Planet. Space Sci. 44, 901.
- [27] Arakawa, M., 1999, Adv. Space Res. 23, 1217.
- [28] Stewart S.T. and Ahrens, T.J., 2005, JGR 110, doi:10.1029/2004JE002305.
- [29] Moore, H.J. et al., 1963, Trans. Min. Eng. 229, 258.
- [30] Fujiwara, A. et al., 1977, Icarus 31, 227.
- [31] Shimaki, Y. et al., 2011, Proc. Phys. Chem. Ice Conf. 11, 379.
- [32] Kadono, T. et al., 2012, Icarus, 221, 587.