

# A re-evaluation of shock attenuation using a shock physics code

(数値衝突計算による衝撃圧力減衰過程の再評価)

Kosuke Kurosawa<sup>1</sup> and Shunichi Kamata<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Planetary Exploration Research Center, Chiba Institute of Technology, 2-17-1, Tsudanuma,  
Narashino, Chiba 275-0016, Japan.

<sup>2</sup>Creative Research Institution, Hokkaido University, Kita-21 Nishi-10, Kita-ku, Sapporo,  
Hokkaido, 001-0021, Japan

## ABSTRACT

We investigate the effect of porosity in a target body on the distribution of peak pressure  $P_{\max}$  during hypervelocity impacts using the iSALE shock physics code. Collisions between two dunite bodies were considered. A spherical projectile impacted onto a half-space target at 5-30 km/s in the calculation. The compaction model was used to insert micro porosity of 20% into the target. For comparison, an impact onto a target without any porosity were also calculated under the same impact conditions. We found that target porosity largely affects the propagating behavior of a generated shock wave. A shock propagation with a shape of half-spherical shell to a far from the impact point does not occur under the presence of target porosity. The peak pressure decreases with the distance from the impact point in the form of power-law excepted within the isobaric core in the both case of the presence and absence of porosity in the target. Then, the decay exponent at 1-10 GPa of  $P_{\max}$  was extracted as a function of impact velocity. The presence of target porosity leads to a 1.5-2 times larger decay exponent at a given impact velocity. The melted mass after impacts under a given impact condition was also estimated by a comparison between the temperature of shocked materials and the solidus for dunite. The melted mass in the target with the micro porosity was a few times than that without

porosity at a given impact velocity. These results consistent with a qualitative understanding based on previous studies; the presence of target porosity increases the efficiency of energy partitioning from the kinetic energy of the projectile to the internal energy of target drastically.

## 1. はじめに

太陽系の固体惑星/衛星の表面を支配する地形は衝突クレータである。衝突クレータはそれらの惑星/衛星が激しい天体衝突を経験してきたことを物語る。天体衝突がその惑星の進化にどのような影響を及ぼしてきたのか、ということ定量的に評価することは太陽系天体の成り立ちを調べる上で不可欠であろう。

天体衝突によって引き起こされるすべての物理・化学過程は衝突天体が持ち込む運動エネルギーが衝突天体そのものの熱エネルギー、標的天体の熱エネルギーと運動エネルギーにそれぞれ分配された結果である[e.g., Ahrens and O'Keefe, 1972]. このとき発生する圧縮波の伝播速度が物質の音速を超えている場合は衝撃波が発生し、内部エネルギーが不可逆的に増加する。このとき質量、運動量、エネルギーは保存するが、エントロピーは衝撃波の伝播によって上昇する。そのため衝撃圧縮から開放された後の熱力学状態は初期状態とは異なるものになる。これは衝撃圧縮で作られた超高压・高温条件からの開放過程は断熱過程とみなせることによる[e.g., Melosh, 2007]. このことは天体衝突でしか作り得ない特徴的な地質試料が生成される可能性があることを示唆する。

これまでの研究からおおよそ 1 GPa を超える衝撃圧を受けた場合に特徴的な地質試料が残されることがわかっている [e.g., Melosh, 1989]. 具体的には衝突熔融物(50-70 GPa), 高压相鉱物(15-50 GPa), PDF(5-30 GPa), シャッターコーン(2-6 GPa)などが挙げられる[e.g., Melosh, 1989]. ここに述べた衝撃圧力は岩石同士が秒速数 km で衝突すれば容易に達成される。ある天体を探査したときにクレータ周辺の回収試料からこれらの変性を見出すことができれば、過去にその天体が被った天体衝突に関する情報を得ることができ、その天体の衝突進化に加え、当時の太陽系の天体同士の相対速度や衝突頻度についての軌道力学的な情報をも引き出すことができると期待できる。

惑星探査で衝撃変性試料を回収するためには事前に、ある速度で天体衝突が起きた際にどの程度の広さの領域が >1 GPa の衝撃圧力を受け得るのかをある程度予測しておく必要がある。標的が経験した最大衝撃圧の分布  $P(r)$  は経験的に

$$P(r) = P_0 \quad (r < R_{ic}) \quad (1)$$

$$P(r) = P_0(r/R_p)^{-n} \quad (r > R_{ic}) \quad (2)$$

のような形で表されることが衝突実験・数値衝突計算の両方から確かめられている。[Pierazzo et al., 1997, Nakazawa et al., 2002]。ここで  $r$ ,  $P_0$ ,  $R_{ic}$ ,  $R_p$ ,  $n$  はそれぞれ衝突点からの距離, 衝突直下点の最大衝撃圧, 等圧核の半径, 衝突天体の半径, 衝撃圧減衰指数である。ここで  $P_0$  は一次元のインピーダンスマッチング法で計算可能な衝撃圧力で近似でき [e.g., Pierazzo+, 2008],  $R_{ic}$  は衝突天体の半径の 1~1.44 倍程度になることがわかっている [e.g., Senshu et al., 2002]。従って衝撃圧減衰指数  $n$  を決めることができれば, ある衝撃圧を超える衝撃を受ける標的の質量を推定することができる。衝撃圧減衰指数  $n$  は主に数値衝突計算によって求められ, Pierazzo et al. (1997) で提案された経験式が広く使われている。岩石物質の衝撃圧減衰指数を実験的に求めた数少ない例として Nakazawa et al. (2002) がある。また地球上のクレータ周辺の衝撃変性試料の分布から少なくとも地球上の天体衝突現象では  $n < 4$  であったということがわかっている [e.g., Melosh, 1989]。

上記のデータは空隙を含まない物質に対して得られたものである。近年急激に進んだ小惑星探査・観測によって高い空隙率を持つ小天体が複数発見されており, >20% を超えるバルク空隙率を持つ天体も多く報告されている [e.g., Consolmagno et al. 2008]。標的中に空隙があると衝撃圧力減衰指数が大きくなることが知られている [e.g., Melosh, 1989, Wünnemann et al. 2006, 2008]。定性的には衝突天体が標的に貫入するために持ち込む運動エネルギーの分配のタイムスケールが長くなること, 標的の空隙を潰すために内部エネルギーへの分配率が高くなることなどが原因であろう。ところが空隙の有無が衝撃圧減衰指数に与える影響を定量的に評価した例は存在せず, 小天体上での衝撃変性試料の量について推定することはできなかった。

## 2. iSALE shock physics code を用いた数値衝突計算

このような状況を受けて, 我々は数値衝突計算コードである iSALE shock physics code [e.g., Amsden et al., 1980; Ivanov et al., 1997; Collins et al., 2004, Wünnemann et al. 2006] を用いて空隙の有無が衝撃圧減衰指数に与える影響を定量的に評価する試みを開始した。iSALE には無限小空隙の圧密を扱える  $\epsilon$ - $\alpha$  compaction model [Wünnemann et al. 2006] が実装されており, 標的中の空隙が衝撃波伝播過程に与える影響を評価することができる。

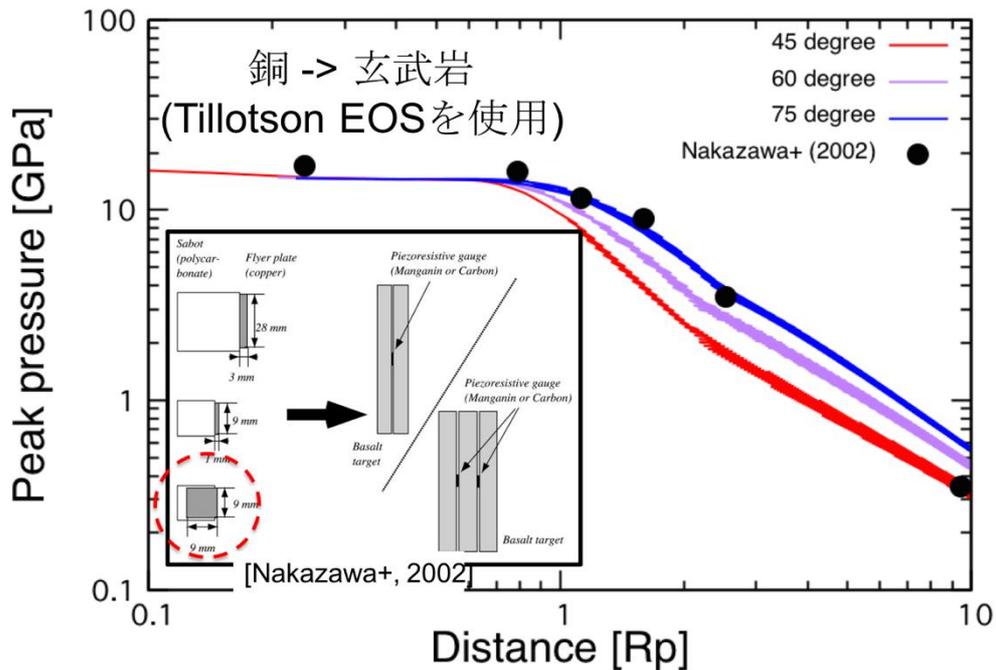
## 2-1. 妥当性検証 –先行研究との比較–

最初に iSALE による計算出力の妥当性を評価するために先述の Nakazawa et al. (2002)との比較計算を実施した。以下に計算条件を述べる。Nakazawa et al.に合わせて弾丸、標的内の圧力変化をそれぞれ銅の Tillotson EOS [Tillotson, 1962], 玄武岩の ANEOS [Thompson and Lawson, 1972]の状態方程式を用いて計算した。計算座標系は二次元円柱座標を用いた。岩石の弾塑性体としての挙動を表現するための強度モデルと Ivanov et al. (1997)によって提案されたダメージモデルを用いた。iSALEでは各タイムステップで計算格子を横切る物質の動きから偏差応力を計算し、状態方程式から計算される圧力勾配と合わせて次のタイムステップでの物質の移流を計算している。このときの応力が強度モデルから計算される降伏応力を超えた場合には物質が完全流体として扱うことによって数値計算中で物質の破壊を表現している。ダメージモデルは体積歪みが蓄積し、降伏応力を下げていくという岩石の破壊挙動を簡易的な数式で表現したものである。図1に比較計算の結果を示す。表面から測って75度方向の衝撃圧分布は Nakazawa et al. (2002)の実験結果をよく再現しているように見える。なお Nakazawa et al. (2002)では衝突点の真下(表面から測った角度では90度)方向の圧力分布を測定している。今回の計算では90度方向は円柱座標の対称軸に近く数値計算の特異点になっているため、比較には用いなかった。同時に iSALEの計算結果は1 GPaを下回る最も遠方の計測点については衝撃圧を過大評価してしまうらしいこともわかった。Hugoniot弾性限界を下回る衝撃圧力では玄武岩の弾塑性体応答が軸依存性を持つため、iSALEに実装されている簡便な強度・ダメージモデルでは波の伝播を表現しきれないのが原因であると考えられる。<1 GPaの衝撃圧の領域の評価には難ありであるが、この結果は>1 GPaの衝撃圧力を受ける領域の衝撃圧減衰指数を求めるといふ今回の目的のために iSALEを用いることの妥当性を補強するものといえるだろう。

## 2-2. 空隙あり標的中の衝撃波伝播計算

以下に計算条件をまとめる。今回は簡単のため垂直衝突のみを扱う。計算座標として二次元円柱座標系を採用した(iSALE-2D と呼ばれる)。計算領域として1000 × 1200セル(実空間距離では100 × 120 km)を確保した。衝突天体、標的天体はともにかんらん岩でできていると仮定し、かんらん岩の ANEOS

を与えた。上記の妥当性検証計算に用いたのと同様の岩石物質を記述するための強度・ダメージモデルを採用した。このときそれぞれの入力パラメータはかん



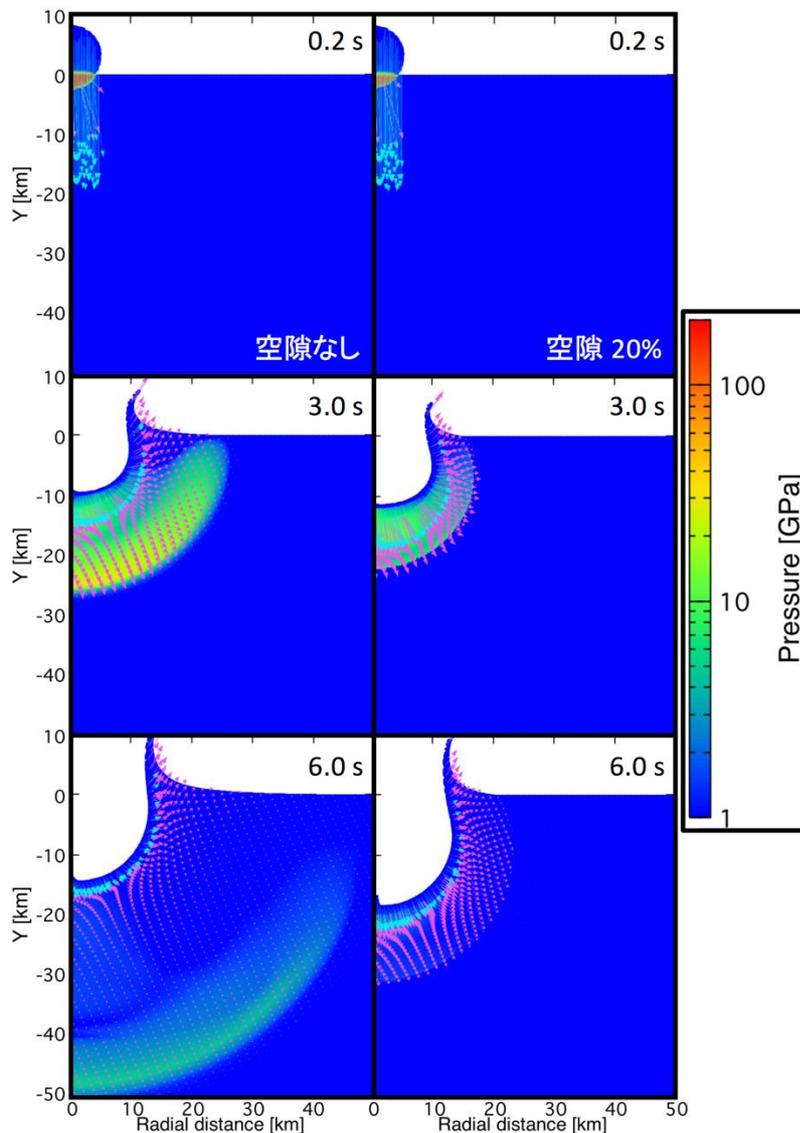
**Figure 1.** The results of the validity test of the iSALE shock physics code. The distribution of peak pressure obtained by the iSALE (three lines) and the previous experimental study (black dots) are plotted.

らん岩用のものを用いた。小惑星ベスタへの衝突を想定し円柱座標系の対称軸に平行な方向の下向きに重力加速度  $0.25 \text{ m/s}^2$  を与えた。初期温度は衝突天体、標的天体ともに一様に  $273 \text{ K}$  であるとした。衝突天体は球形であると仮定し、すべての計算を通じて直径  $10 \text{ km}$  とした。衝突速度は重力と同じ向きに  $5\text{-}30 \text{ km/s}$  で変化させた。バルク空隙率は  $0\%$ (空隙なし)と  $20\%$ の二通りで計算した。

計算格子に追跡粒子(物質の移流に伴って計算格子間を移動する質量  $0$  の粒子)を  $50$  万個挿入し、その軌跡と圧力の履歴を記録した。追跡粒子を用いることで、標的物質の初期位置に対して、経験した最大衝撃圧力を調べることができる。また標的の初期位置、初期密度を用いてある衝撃圧を超える衝撃を受けた標的物質の総質量を求めることも可能である。

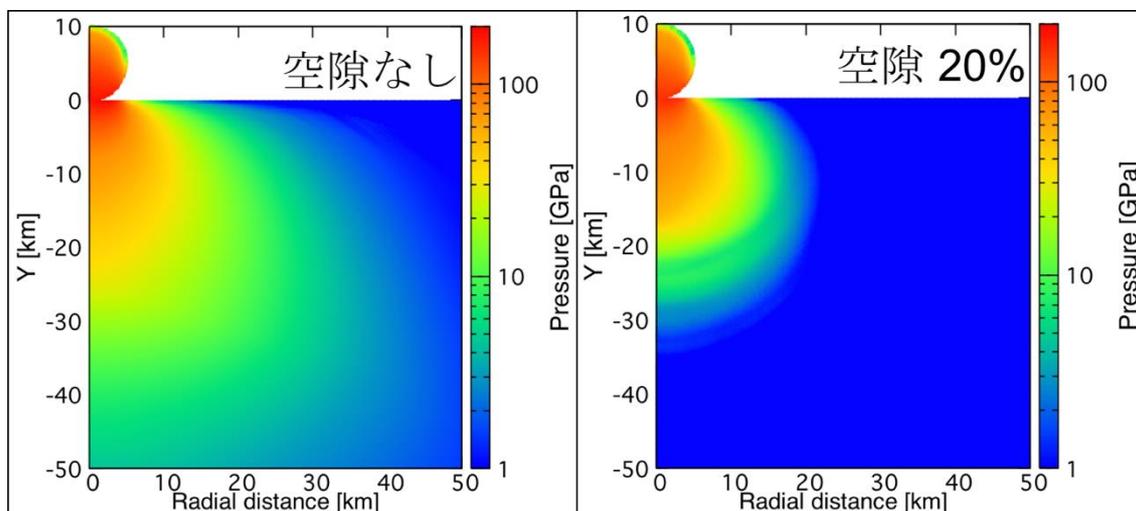
### 3. 計算結果

本章では得られた結果について記述する。結果の考察は次章に譲る。図2に空隙あり、なしのそれぞれの標的に直径10 kmの天体が10 km/sで衝突した際の計算結果のスナップショットを示す。衝撃波の伝播の様子が異なることがわかる。顕著に違うのは空隙なし標的では、ある時点から衝撃波が等圧核領域から分離、球殻状に伝播するが、空隙あり標的では球殻状の衝撃波伝播が起こらないことである。図3に初期位置に対する最大衝撃圧分布を示す(図2に示した10 km/sの計算結果から作成)。先行研究で報告されているのと同様、20%程度の空隙であっても最大衝撃圧分布を大きく変化させるようである[Wünnemann et al., 2006, 2008].



**Figure 2.** Snapshots of simulations. The color scale indicates the pressure at the time shown in each panel. The left and right column show the results without and with target

porosity, respectively. If target has no porosity, a shock wave with the shape of spherical-shell is clearly observed 6.0 s after the impact.

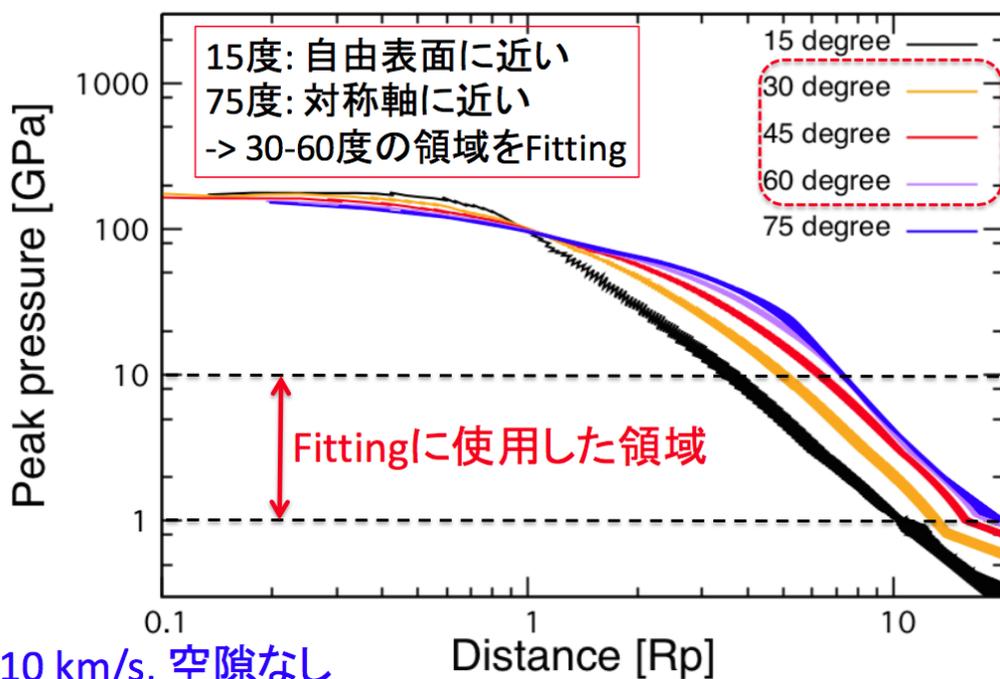


**Figure 3.** The distribution of the peak pressure of each tracer particle as a function of their initial position. The left and right column show the results without and with target porosity, respectively.

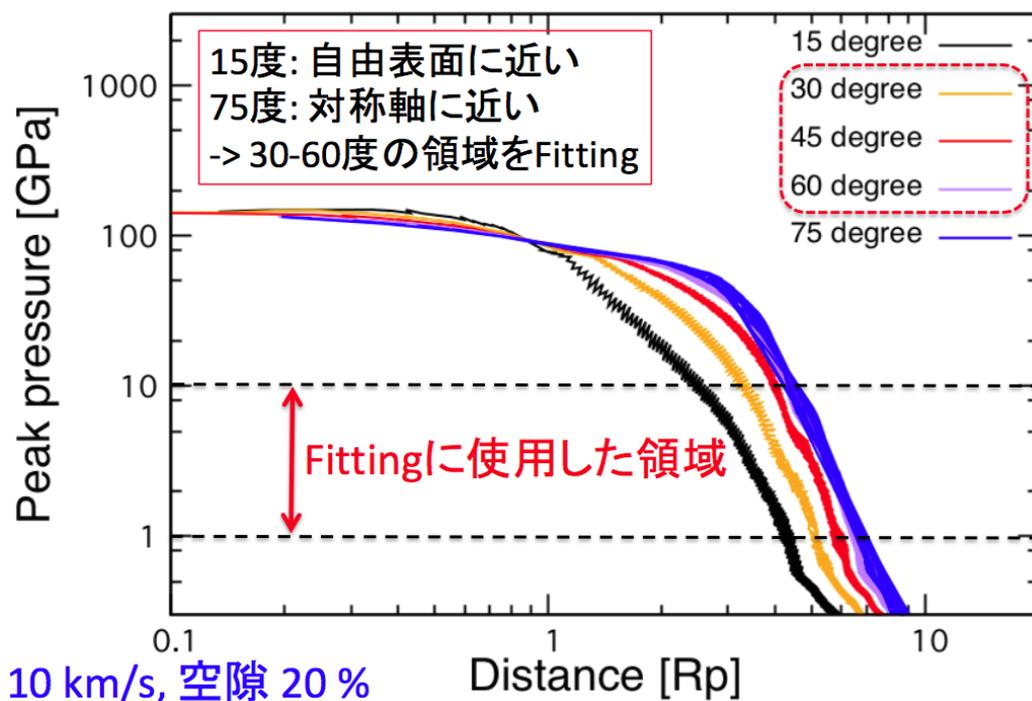
図 4, 5 に空隙なし, 空隙 20%標的の場合の地表面から測って 15 度おきの各方向の初期位置に対する最大衝撃圧分布を示す. 衝突点から測った初期距離を衝突天体半径で規格化した値を X 軸としている. 衝突体半径程度の距離では最大衝撃圧がほとんど変化せず, いわゆる等圧核を表現できていることがわかる. また対数-対数グラフでみると衝突点遠方ではほぼ衝突点からの距離に対して最大衝撃圧が直線的に減衰していることがわかる. この結果は計算結果を (2)式で表すことができることを意味しており, 標的が空隙を含む場合でも計算結果を最小二乗法で fit することで衝撃圧減衰指数  $n$  を求めることができる.

図 6 に今回の計算から得られた衝突速度に対する衝撃圧減衰指数  $n$  を示す. 今回は最大衝撃圧が 1-10 GPa の領域を(2)式で fit して  $n$  を求めたことを注意しておく. 水色丸点は Pierazzo et al. (1997)によるかんらん岩の EOS を用いた計算結果, 黒線は Pierazzo et al. (1997)により提案された経験式を示す. この経験式は複数物質に対する網羅的な計算結果をまとめて衝撃圧減衰指数を衝突速度の関数として表したものである. 我々の計算からわかることは, (1) 空隙の存在は衝撃圧減衰指数  $n$  を大幅に増加させること, (2) 衝撃圧減衰指数  $n$  は衝突速度の増加に伴って増加すること, (3) ~20%程度の空隙であっても衝撃圧減衰指数  $n$

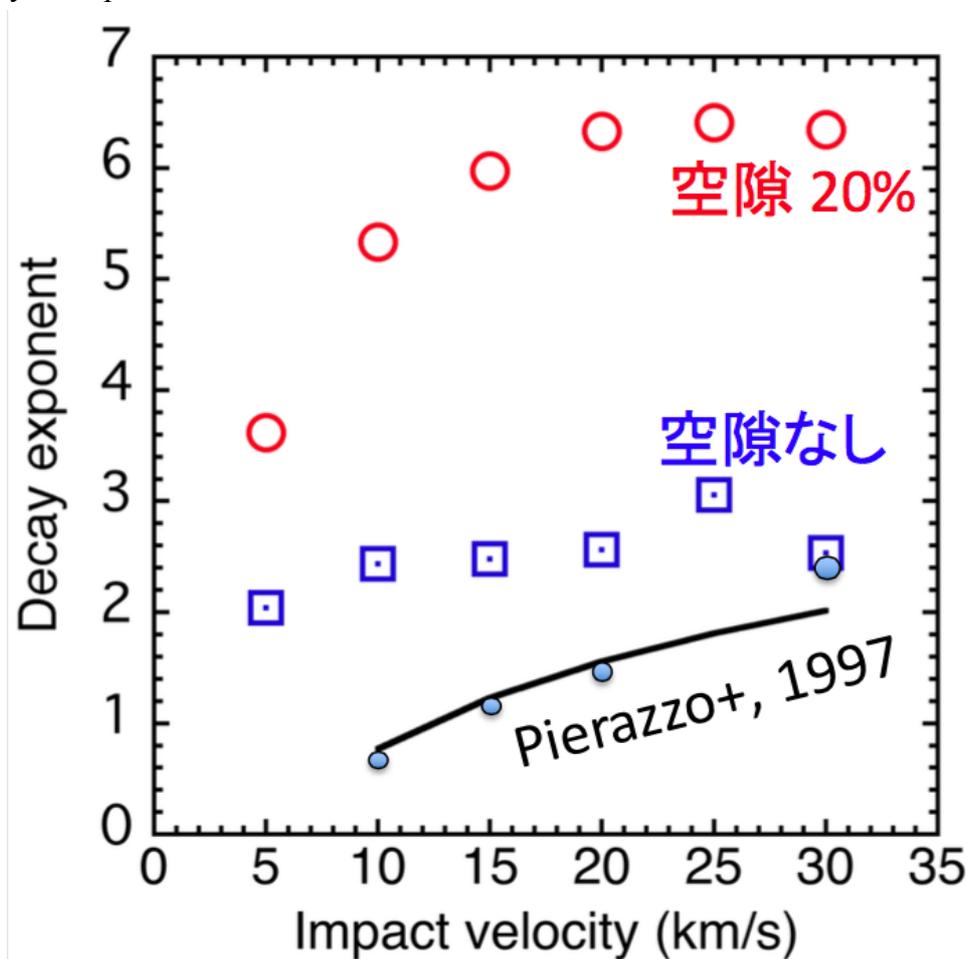
が6に達する場合があることである。(1), (2)は先行研究の追認であるが, (3)は惑星科学で興味のある岩石物質空隙ありの場合に衝撃圧減衰指数  $n$  を定量的に求



**Figure 4.** The peak pressure as a function of the distance from the impact point in the case of no target porosity. The peak pressures were extracted along each direction shown in the figure as an angle measured from the target surface.



**Figure 5.** The same as Figure 4 except for target porosity. The results with target porosity were plotted.

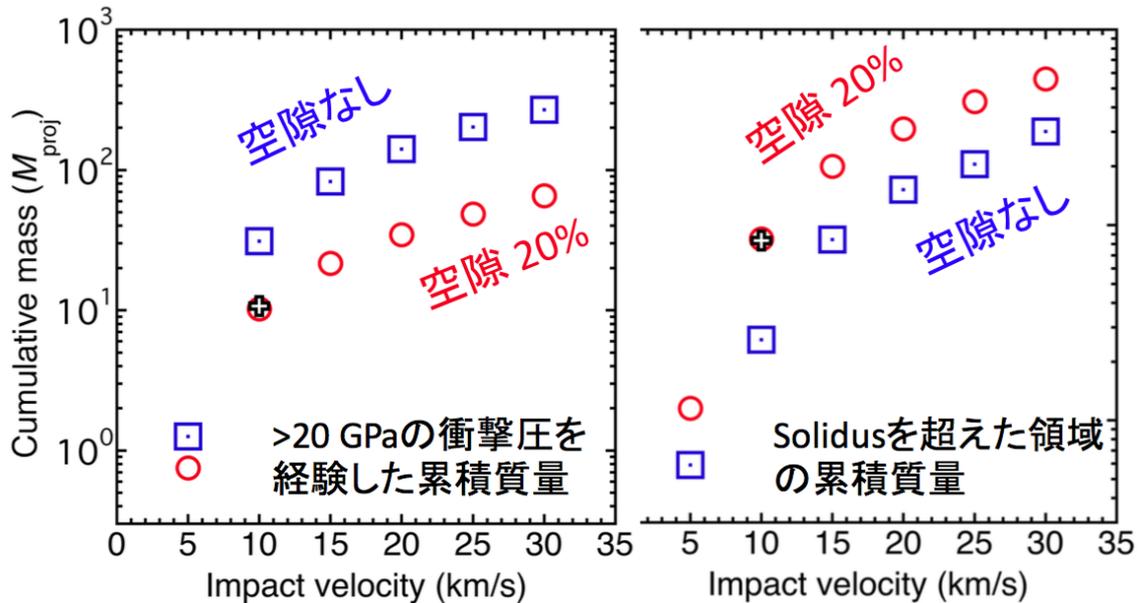


**Figure 6.** The calculated decay exponent as a function of impact velocity. The results from Pierazzo et al. (1997) were also shown.

めた初めての例である。空隙なしの場合の最低速(~5 km/s)の結果は Nakazawa et al. (2002)の結果と調和的である一方、30 km/sの結果以外は Pierazzo et al. (1997)に比べて大幅に過大評価となっている。この矛盾については次章で考察する。

図 7 にある閾値を超える標的物質の総質量の衝突速度依存性を示す。左図は>20 GPa の最大衝撃圧、右図は計算中の温度がソリダスを超えた追跡粒子の質量を積算した結果である。かんらん岩のソリダスは Simon equation を用いて計算し、ソリダス温度を超える温度を経験した物質の質量を積算した [Wünnemann et al. 2008]。図中の黒十字は計算解像度を倍にした場合の計算結果である。今回求めた結果は計算解像度に対してほぼ収束しているようである。

空隙ありの場合、ある衝突速度に対して熔融質量は 2-3 倍になるが、高压相鉱物の生成量は 1/4 -1/2 になることがわかる。



**Figure 7.** The cumulative target mass with the peak pressure larger than 20 GPa (left) and the total melted mass in the target as a function of impact velocity.

#### 4. 考察 –空隙の存在が衝撃波伝播過程に与える影響–

最初に衝撃圧減衰指数  $n$  の本研究と Pierazzo et al. (1997)の間の矛盾について述べる. この違いは Pierazzo et al. (1997)では最大衝撃圧が>30 GPa の領域を用いて衝撃圧減衰指数  $n$  を決定したことに起因すると思われる. Pierazzo et al. (1997)の経験式を衝突点遠方の<30 GPa の衝撃圧の領域まで適用すると 1-30 GPa の衝撃圧を受ける物質の総量を大幅に過大評価してしまうようである.

本稿では空隙あり/なしの場合の衝撃波伝播過程を比較してきた. 重要な点は今回の計算設定では衝突速度が同じであれば衝突天体が持ち込む運動エネルギーは同じであるということである. 空隙あり/なしの結果の違いは、空隙の存在がエネルギー分配過程に大きく影響を与えていることを示している. 空隙あり標的の場合は衝突点近傍の標的の内部エネルギーへ多くのエネルギーが分配され、衝突熔融物の生成量が 2-3 倍増加する. 一方で衝撃波の分離が起こらず、衝突点遠方の標的物質の運動エネルギー、内部エネルギーへのエネルギー分配効率が減少する. 今回の計算ではクレータが形成するまでの計算を実施し

ていないが、上記のエネルギー分配効率の変化は衝突によって誘起される掘削流にも影響を与え、生成されるクレータの形状(深さ/直径比など)や大きさが異なるものになることを示唆する。

今回の計算から地下まで一様に空隙を含んでいる場合には衝撃圧減衰指数が 6 に達する可能性があることがわかった。地球表層でも 20%程度の空隙を含んでいてもおかしくはない。ところが 1 章で述べた通り地球上のこれまでに調査されたクレータでは  $n < 4$  であったことがわかっている[e.g., Melosh, 1989]. このことから地質に残るようなサイズのクレータの元の地層の深部では空隙が圧密されてしまい、空隙がほとんど残っていなかったことが示唆される。

## 5. まとめ

高速度衝突による不可逆加熱は天体上に特異な地質試料を作る可能性がある。惑星探査によってこれを回収することでその天体の過去の衝突進化、太陽系内の軌道進化についての情報を得ることができると期待できる。既存のモデルでは衝撃波伝播時の空隙の影響が考慮されておらず、近年多く発見されてきた空隙を含む小天体上の衝撃波伝播過程を推定することは困難であった。本研究では iSALE shock physics code を用いて標的天体中の 20%程度の空隙の有無が衝撃波伝播過程に与える影響を評価した。その結果、(1)空隙があっても衝突点からの距離に対する最大衝撃圧分布は等圧核領域を除いてベキ関数で表せること、(2) 衝撃圧減衰指数  $n$  は空隙があると空隙がない場合の 1.5-2 倍に増加することがわかった。投入している運動エネルギーが同様であるにも関わらず、衝撃圧減衰指数にこれだけの違いが現れるのは、衝突点近傍で標的の内部エネルギーに多くのエネルギーが分配されているためである。空隙ありの場合は同じ衝突条件での空隙なしの場合と比較して衝突熔融物の生成量が 2-3 倍に達するようである。今回は空隙率を 20%含むかんらん岩のみを扱ったが、今後はパラメータを網羅的に振って衝撃圧減衰指数  $n$  のテーブルを得る予定である。得られた結果を衝突物理の知見を使って整理し、衝突速度、空隙率に対する衝撃圧減衰指数  $n$  の関数系を決定することを目指している。

## 謝辞

iSALE の開発者である Gareth Collins, Kai Wünnemann, Boris Ivanov, H. Jay Melosh, Dirk Elbeshausen の各氏に感謝致します。

## 参考文献

- Ahrens, T. J. and O'Keefe, J. D., (1972), Shock melting and vaporization of lunar rocks and minerals. *The Moon*, **4**, 214-249.
- Amsden, A., Ruppel, H., and Hirt, C. (1980), SALE: A simplified ALE computer program for fluid flow at all speeds, *Los Alamos National Laboratories Report*, LA-8095:101p.
- Collins, G. S., Melosh, H. J., and Ivanov, B. A. (2004), Modeling damage and deformation in impact simulations, *Meteoritics & Planetary Science*, **39**, 217–231.
- Consolmagno, G. J., Britt, D., and Macke, R. J. (2008), The significance of meteorite density and porosity, *Chem. Erde (Geochem.)*, **68**, 1–29.
- Ivanov, B. A., Deniem, D., and Neukum, G. (1997), Implementation of dynamic strength models into 2-D hydrocodes: Applications for atmospheric breakup and impact cratering, *Int. J. Impact Eng.*, **20**, 411–430.
- Melosh, H. J. (1989), *Impact cratering: A geologic process*, Oxford University Press, New York.
- Melosh, H. J. (2007), A hydrocode equation of state for SiO<sub>2</sub>, *Meteoritics & Planetary Science*, **42**, 2079-2098.
- Nakazawa, S., Watanabe, S., Iijima, Y., and Kato, M. (2002), Experimental investigation of shock wave attenuation in basalt, *Icarus*, **156**, 539-550.
- Pierazzo, E., Vickery, A. M., and Melosh, H. J. (1997), A Reevaluation of impact melt production, *Icarus*, **127**, 408-423.
- Senshu, H., Kuramoto, K., and Matsui, T. (2002), Thermal evolution of a growing Mars, *Journal of Geophysical Research*, **107**, 5118, doi:10.1029/2001JE001819.
- Thompson, S. L. and Lauson, H. S. (1972), Improvements in the Chart-D radiation hydrodynamic code III: Revised analytical equation of state, pp. *SC-RR-71 0714*, **119** pp., Sandia Laboratories, Albuquerque, NM.
- Tillotson, J. H. (1962). Metallic equations of state for hypervelocity impact, *Technical Report GA-3216*, General Atomic Report.
- Wünnemann, K., Collins, G. S., and Melosh, H. J. (2006), A strain-based porosity model for use in hydrocode simulations of impacts and implications for transient crater growth in porous targets, *Icarus*, **180**, 514–527.
- Wünnemann, K., Collins, G. S., and Osinski, G. R. (2008), Numerical modelling of impact melt production in porous rocks, *Earth and Planetary Science Letters*, **269**, 530–539.

