The University of Osaka
Institutional Knowledge Archive

Title	粒子法を用いたレーザ溶接時におけるキーホール形成機構の解明および溶接変形予測
Author(s)	千村, 伊作
Citation	大阪大学, 2016, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://doi.org/10.18910/59613
rights	
Note	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

https://ir.library.osaka-u.ac.jp/

The University of Osaka

博士学位論文

粒子法を用いたレーザ溶接時における
キーホール形成機構の解明および溶接変形予測

千　村　伊　作

２０１６年１月

大阪大学大学院工学研究科

目　次

第 1 章　緒論 1
1.1　本研究の背景と目的 1
1.2　溶接現象に対する数値計算手法の現状 2
1.3　溶融部の数値計算手法 4
1.4　レーザ溶接におけるキーホール形成機構についての分析 6
1.5　本論文の概要 6
第 2 章　粒子法 9
2.1　諸言 9
2.2　粒子間相互作用モデル 9
2.3　非圧縮性流れ 11
2.3.1　支配法方程式 11
2.3.2　非圧縮性流れの計算 12
2.3.3　非圧縮性流れの陽的解法 13
2.3.4　水柱崩壊での検証 14
2.4　熱伝導 20
2.4.1　瞬間面熱源での 2 次元熱伝導の検証 20
2.4.2　瞬間点熱源での 3 次元熱伝導の検証 23
2.5 相変化 26
2.6　表面張力 27
2.6.1 自由表面 27
2.6.2　表面張力計算 28
2.6.3　液滴振動での検証 29
2.7　熱対流 33
2.8　結言 34
第 3 章　粒子法を用いたレーザ照射シミュレーションモデルの開発 35
3.1　諸言 35
3.2　レーザ光照射モデル 36
3.2.1　レーザ光のパワー密度分布 36
3.2.2　レーザ光粒子を用いた照射計算 37
3.2.3　偏光吸収モデル 39
3.3　反跳圧計算モデル 42
3.4　アルミ材へのレーザスポット照射計算 42

3.4.1　計算モデル 43
3.4.2　計算結果 44
3.4.3　キーホール形成におけるレーザパワー密度分布の影響 48
3.5　結言 50
第 4 章　粒子法を用いたレーザ溶接におけるキーホール形成機構の分析　52
4.1　諸言 52
4.2　計算コストと計算効率化 52
4.3　純チタンレーザ溶接時のキーホール形成機構の分析 53
4.3.1　供試材および実験方法 53
4.3.2　計算方法 54
4.3.3　X 線透視観察と数値計算との比較 58
4.3.4　キーホールにおける局所的なレーザ光反射の考慮 60
4.3.5　溶融池の湯流れによる熱輸送の考慮 62
4.3.6　キーホール形成におけるレーザ出力の影響 66
4.4　ステンレス鋼レーザ溶接時のキーホール形成機構の分析 70
4.4.1　供試材および実験方法 70
4.4.2　計算方法 70
4.4.3　X 線透視観察と数値計算との比較 73
4.4.4　キーホール形成におけるレーザ出力の影響 77
4.4.5　キーホール形成におけるレーザ速度の影響 79
4.4.6　キーホール形成における蒸発速度と表面張力 81
4.5　結言 83
第 5 章　レーザ溶接による溶接変形と残留応力の解析手法　85
5.1　諸言 85
5.2　熱源モデルの熱弾塑性解析への適用 86
5.3　レーザ溶接の熱源モデル 87
5.4　粒子法にて計算された熱源を用いた熱弾塑性解析 87
5.4.1　粒子法によるキーホール熱源の数値計算 89
5.4.2　熱弾塑性解析のための熱源モデルの検討 92
5.4.3　熱弾塑性解析による溶接変形および残留応力 97
5.5　結言 100
第 6 章　結論　102
謝辞　109
参考文献　110
本研究に関連した発表論文　119

第１章　緒論

1.1　本研究の背景と目的

レーザ溶接は，レーザ光を集光して照射し，金属を局部的に加熱することで溶融し，凝固させることにより接合する方法である．レーザ光は単色性，指向性が高く，可干渉性であるため，光学レンズにて極めて小さな領域に集光することが可能であり，高エネルギー密度の熱源が得られる[1)]．装置は，レーザ発振器，光ファイバー，ミラー，コリメートレンズおよび集光レンズに加え，自動溶接のための制御系，シールドガス系で構成される．レーザ溶接に用いられる代表的なレーザ発振器は，主に炭酸ガスレーザとYAGレーザである．炭酸ガスレーザは長波長・高出力で厚板の深溶け込み溶接や，高速溶接を目的として適用されることが多いが，レーザ光は光ファイバーに吸収されるため，伝送にはミラーのみを用い，生産現場での使用は制限される．YAGレーザは短波長・低出力であるが，レーザ発振器から光ファイバーでレーザ光を伝送できるため，自動化などにおいて取り扱いが容易であり，生産現場への適用性は高い[2,3)]．近年では，光ファイバーにて伝送が可能で，高輝度・高出力・高品質なディスクレーザおよびファイバレーザが開発されており，利用が進んでいる[2)]．

レーザ溶接では，高密度なエネルギーを与えるために，微小な溶融領域に深い溶け込みが得られ，熱影響が少ない高品質な接合が可能である[4-6)]．このため，アーク溶接等の従来の溶接法では困難であった接合が可能となる．また，電子ビーム溶接とは違って，真空にする必要はなく，大気中での溶接が可能である．また，高速・自動で溶接を行うことが容易であり，自動化による生産革新が進められている生産現場において，レーザ溶接に対する期待は高まっている[7,8)]．

厚肉部材の溶接，突合せ溶接などにおいては，投入可能な入熱量が小さこと，溶け込みが小さいことを理由に，適用例は少なく，現在もアーク溶接，電子ビーム溶接が主流であるが，近年ではYAGレーザ溶接とアーク溶接の熱源を組み合わせたレーザ・アークハイブリッド溶接が実用化され[9)]，造船分野においては厚板溶接の自動化および高効率化が実現されている[10-12)]．

その一方で，レーザ溶接は制御が難しく，スパッタの飛散やポロシティ等の溶接欠陥を防ぎ，適切な溶融形状を安定して得るには，溶接条件を適切に与える必要がある[13,14)]．実

際は現場にて，技術者が経験と勘を頼りに溶接試験を繰り返し，条件の選定がなされているのが現状である，

今後，多くの製造物において適用範囲を広げ，品質の高い溶接を行うためには，レーザ溶接における最適な条件選定の指針が求められる．しかしながら，レーザ溶接における溶け込みのプロセスは，微小な領域において固体，液体，気体およびプラズマ状態への相変化を伴う複雑な反応を伴うものであり，通常は観察できない現象である．レーザ照射による金属の溶融および蒸発は，溶融金属の流れ，キーホールの形状に影響し，レーザ溶接の特徴である深い溶け込みが得られるが，そのメカニズムについては明らかにされていない部分が多くある．

本研究では，レーザ溶接における溶融プロセスおよびキーホール形成過程を再現する数値計算手法の開発を行った．レーザ照射によるキーホール周りの溶融池においては，液体の金属表面に動的かつ大きな形状変化が生じるが，メッシュを用いる従来の解析法では，このような形状変化が大きい場合には，対応が容易ではない．そこで，本研究では，自由表面の変化に関わらず計算が可能な粒子法を採用した．粒子法による非圧縮流れの数値計算手法を用い，レーザ光の反射，フレネル吸収，蒸発に伴う反跳圧を考慮した計算手法を開発し，レーザ照射によって金属が溶融し，深いキーホールが形成される過程を数値計算によって明らかにするとともに，レーザ溶接のX線透視観察との比較を行い，キーホール形成における溶融池挙動の分析を行った．

1.2　溶接現象に対する数値計算手法の現状

力学の数理解析学に基づく数値計算手法の利用は，汎用性が高い有限要素法（Finite Element Method, FEM）[15-17]を中心に，航空，造船，重工業，建設など幅広い分野で進められ，構造に対して線形性の強い応力解析や変形解析が中心となって利用が広がった[18,19]．有限要素法をはじめ，境界要素法（Boundary Element Method, BEM）[20,21]，有限体積法（Finite Volume Method, FVM）などの離散化数値解析手法は，流体力学，電磁場解析，音響解析などへの利用も進んでいる[22-25]．最近では，医療分野・災害分野への適用が試みられている[26-30]．

溶接力学に関する数値計算は，高温入熱による大きな温度変化と，材料変化，相変化を伴い非線形性が強い複雑な現象を扱うため，実用が始まったのは近年である．溶接現象に対する数値計算手法を **Table 1.1** に示す．有限要素法を用いてアーク溶接による残留応力

や溶接変形を求める熱弾塑性解析手法が開発され，実用が進められている[31-34]．熱源を楕円体でモデル化し，移動させることで実際と等価な入熱条件を与え，小さな時間ステップに分けて伝熱解析と応力解析の連成計算が行われる．この計算は，単純な継手形状の計算であっても，数時間を要する程の大きな計算であり，最近では，圧力容器の多層溶接や，溶接構造物全体を対象とした解析事例が報告されている[35-38]．多数の溶接線を持つ場合の熱弾塑性解析には，何千，何万回にも及ぶ応力計算ステップが必要であり，数日から数週間の計算時間を要するため，計算コストを少なくする手法が提案されている．たとえば，溶接によって生じる永久ひずみを等価なひずみ（固有ひずみ）に置き換え，溶接残留応力または溶接変形の予測に利用する固有ひずみ法である[39-44]．事前に実験または数値計算による固有ひずみの取得が必要であるが，固有ひずみを用いれば，１ステップの応力計算にて，残留応力または溶接変形の計算が可能である．

レーザ溶接の分野においては，熱弾塑性解析では，キーホール型の熱源形状を仮定した上での解析事例が報告されている[45]が，実用には適切な熱源のモデル化が必要である．固有ひずみ法については，溶接による固有ひずみの分析データがほとんどないため，実用は進んでいない．レーザ溶接では，溶接熱影響部が小さく，残留応力は微小領域に分布するため測定が難しいことも，固有ひずみ法の利用が進んでいない理由である．

抵抗スポット溶接についても，有限要素法による解析手法が確立し，溶融部のナゲット形成プロセスの数値計算が報告されている[46-49]．電極をモデル化し，電流解析，伝熱解析，熱弾塑性解析の連成計算を行い，適切なナゲット形状を得るための溶接条件の検討に利用されている．

溶接力学現象に対する，熱弾塑性解析をはじめとした残留応力や変形を求めることを目的とする数値計算では，溶融部の詳細な挙動は計算されない．これらの手法では，一般に，溶融池は剛性が非常に小さい連続体として扱われ，溶融金属の流れは計算されない．しかし，近年では，溶融部における現象を分析するために，有限体積法または有限要素法を用いた熱流体解析によるシミュレーション手法の開発も進められている[50-52]．アーク溶接の場合は，熱伝導によって広い溶融池が形成され，マランゴニ力による対流が起こるため，これらの現象について，熱流体解析による計算が報告されている[53-55]．最近では，レーザ溶接またはレーザ穴あけ加工における溶融金属挙動に関する研究が報告されている[56-59]．レーザ溶接の場合は，レーザ照射によって溶融池内にキーホールが形成され，レーザ溶接の特徴的な深い溶け込みが得られる．

Table 1.1　Numerical calculation method for welding phenomenon.

計算対象	手法	溶接	課題
溶接変形，残留応力	FEM による熱弾塑性解析（伝熱解析と弾塑性応力解析の連成計算）	アーク溶接	溶接線多数の場合に計算時間が膨大
		レーザ溶接 電子ビーム溶接	キーホール型熱源モデル化が必要
	FEM による固有ひずみ法（固有ひずみを用いた弾性応力解析）	アーク溶接 レーザ溶接 電子ビーム溶接	固有ひずみの実験または数値計算による取得が必要
抵抗溶接プロセス	FEM による電場-熱弾塑性解析（電流，伝熱，弾塑性応力解析の連成計算）	スポット溶接 フラッシュ溶接	材料組織の変化
溶融池の挙動	FVM，FEM または粒子法による熱流体解析	アーク溶接	マルチフィジックスのモデル化 実現象との良好な一致
		レーザ溶接 電子ビーム溶接	

1.3　溶融部の数値計算手法

溶融部の挙動についてのシミュレーション手法に関しては，前述のとおり，多くの研究が進められている．溶融金属の流れの計算は，有限体積法または有限要素法を用いた熱流体解析によって行われている．Table 1.2 に流体計算手法とレーザ照射による溶融挙動計算の適用性の比較を示す．

有限要素法または有限体積法を用いた数値流体力学（Computational Fluid Dynamics, CFD）による計算手法が開発されているが，空間を格子に分割して計算するために，自由表面の計算が容易ではない．ラグランジェ型の計算法では，自由表面の大きな変形に対応できない．また，オイラー型の計算法では，空間固定にして計算する場合，VOF（Volume of Fluid）法が用いられる．VOF 法では，計算領域の各格子における液体の充填率により界面を特定する手法であり，表面変化の大きい問題にも適用されるが，界面形状の輸送はメッシュにより影響を受けやすい．

本研究では，レーザ溶接時の自由表面の複雑な挙動を計算するために，粒子法を用いた

計算手法の開発を行ったが，この手法ではメッシュと呼ばれる格子を持たず，初期に等間隔に配置された粒子を用いて連続体の力学計算を行う.メッシュ作成による手間が要らず，メッシュによって結果が左右されこともない．また，しぶきの発生や，液の分離・合体が良く再現される[60]．このため，粒子法は溶融金属内のキーホール形成だけでなく，ポロシティの閉じ込みや，スパッタの計算にも適用可能である.

粒子法の中でも，SPH（Smooth Particle Hydrodynamics）法が古くから開発されており，圧縮性流体の解析に利用されてきた[61-62]．非圧縮流れの計算では，圧縮性流れに密度一定の条件を課して解を得る．MPS (Moving Particle Semi-implicit)法は，非圧縮流れの計算のために開発された手法であり，SPH 法と比較し，密度一定条件において，安定的に解が得られる特徴を持つ[63-64]．本研究では，MPS (Moving Particle Semi-implicit)法を採用した．粒子法は，波や液滴など自由表面の大きな変化を伴う流体を対象として用いられており，気液二相流の計算にも利用されている[65-68]．最近では大規模な津波の計算などに利用した例が報告されている[69-71]．粒子法は流体だけでなく，弾性体または弾塑性体の構造解析に対しても適用が報告されており[72-74]，適用範囲を広げる研究がなされている.

Table 1.2　Application of computational fluid dynamics method for molten metal and keyhole formation by laser irradiation.

計算	CFD（FEM または FVM）	粒子法（SPH また MPS）
熱伝導	○	○
非圧縮流れ	○	○
相変化	○	○
表面張力	○	○
自由表面大変形	△	○
流体の分離と合体	△	○
しぶきの発生	×	○
レーザ熱源	別途モデル化	別途モデル化

○：適用可，△：精度低い，×：適用不可

1.4　レーザ溶接におけるキーホール形成機構についての分析

これまでにレーザ溶接におけるキーホールの形成機構に関する理論的・実験的な研究がなされてきた．理論的には，深溶け込みレーザ溶接において，レーザ光吸収，熱伝導，溶融および蒸発等の物理現象を考慮した数値計算によって熱力学および流体力学的効果が明らかにされてきた[75-81]．一方，実験的には，X 線を用いた観察が進められ，キーホール挙動および溶接欠陥であるポロシティ生成機構等が解明されてきた[82-85]．しかしながら，レーザ溶接現象に関する理解は限定的であり，高効率・高品質レーザ溶接実現には，更なる現象解明が必要である．

1.5　本研究の概要

本論文は，第１章から第６章により構成される．本論文の流れを **Fig. 1.1** のフローチャートに示す．

第１章では，レーザ溶接の適用と課題について述べ，溶融池およびキーホール形成過程の分析に関して，溶接現象を再現するための種々の数値計算手法についてそれぞれ特徴を説明し，本研究の背景と目的について述べた．

第２章では，粒子法の特徴と理論について述べ，非圧縮流れ，熱伝導，相変化，表面張力の計算法について説明する．MPS 法の非圧縮流れの計算においては不安定な圧力振動が発生するため，キーホール内の局所的に変化の大きい流れについても安定して解を得るために，圧縮性流れの圧力波を用いて陽的に密度の修正計算を行う手法を用いた．本計算手法による非圧縮性流れの計算について，水柱崩壊の問題を取り上げ，報告されている実験結果と比較し，精度検証を行った．熱伝導の計算については，瞬間面熱源による 2 次元の温度分布および瞬間点熱源による 3 次元の温度分布を理論解と比較し，精度を検証した．表面張力の計算については，複雑に形状が変化するキーホール内においても，適切に自由表面を捉え，表面変化に対応できるよう，粒子密度の勾配を用いた表面張力の計算モデルを提案した．さらに，2 次元および 3 次元の液滴振動の計算を行い，理論振動周期との比較を行い，表面張力の計算精度を検証した．

第３章では，レーザ溶接における溶融現象について数値計算を行う上で必要な，レーザ光照射，偏光吸収率，蒸発による反跳圧の計算モデルの開発について述べる．レーザ光の反射を考慮した計算モデルを用いると，キーホール形状によって，反射回数が変化することで，レーザパワーの母材に吸収される割合が変化し，キーホールが深い場合には，レー

ザパワーの吸収率が高まることが確認された．開発した数値計算手法を用いて，アルミ材を対象にして，レーザスポット照射による溶融計算を行い，粒子法を用いた本数値計算手法の適用性を確認するとともに，溶融池におけるキーホール形成過程を分析した．

第４章では，本研究にて開発した計算手法の移動レーザ照射による溶融現象への適用性を検証した．純チタンおよびステンレス鋼に対するメルトラン溶接の場合について，本計算手法を用い，溶融池の生成およびキーホールの形成過程の数値計算を行った．また，X 線その場透視観察法を用いてキーホール形成過程を高速度観察し，本計算手法の適用性を確認するとともに，溶融部の挙動およびキーホール形成過程を明らかにした．キーホールの状態を表す重要な物理量である蒸発速度が数値計算によって算出され，照射直後には，キーホール底のレーザによる直接加熱により，最大の蒸発速度が得られ，約 1m/s のキーホールの成長速度が得られた．これに対し，キーホールが深くなると，レーザ光の多重反射を含むキーホール壁面の加熱が増加し，蒸発速度が低下することによりキーホール成長速度が大幅に減少することが明らかになった．また，レーザ出力および溶接速度の蒸発速度およびキーホールの成長速度への影響を明らかにした．

第５章では，粒子法を用いた本数値計算手法によって得られたキーホールおよび溶融池への入熱情報に基づき作成した熱源モデルを，有限要素法による熱弾塑性解析に適用する手法について検討を行った．実際に，粒子法によって計算された溶融池の温度分布を用いて，熱弾塑性解析を行い，レーザ溶接による変形と残留応力が有限要素法を用いて予測可能であることを確認した．さらに，レーザ溶接の残留応力と溶接変形について，アーク溶接の場合との比較を行った．

第６章では，本論文の総括を行うと共に，本研究にて開発した粒子法を用いた数値計算手法について，今後の展望と課題を述べた．

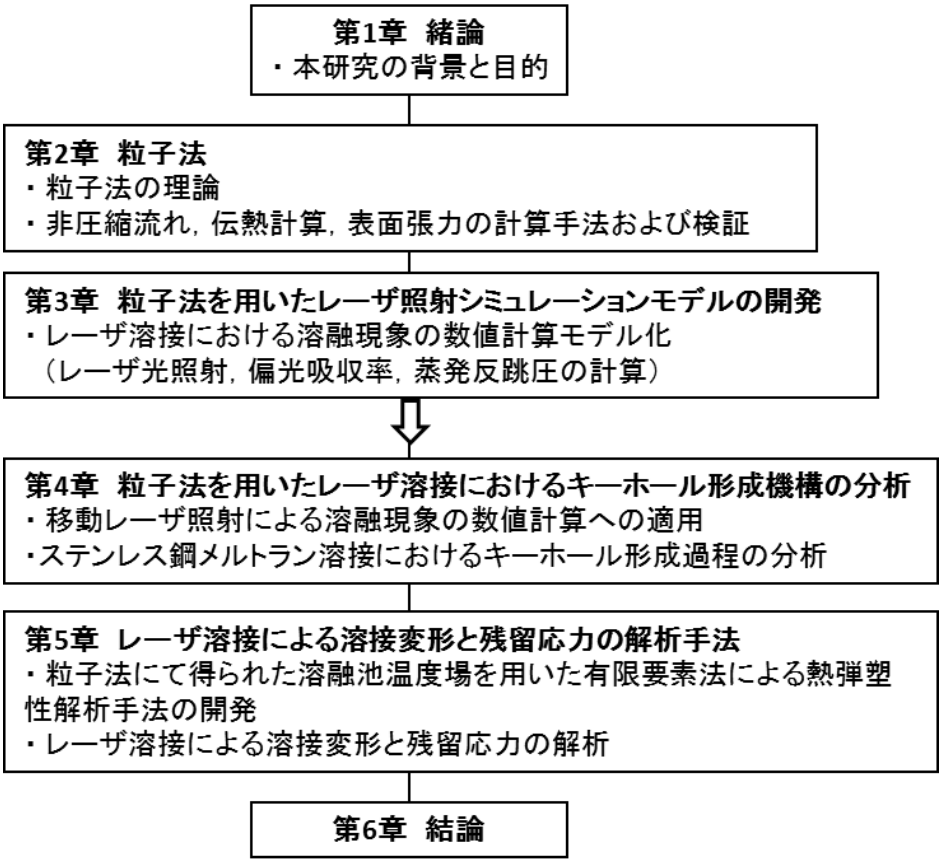


Fig. 1.1 Flow chart of this paper.

第 2 章　粒子法

2.1　諸言

本研究では，レーザ照射によって得られる溶融池の挙動とキーホールの形成機構について，粒子法を用いた数値計算手法を開発した．

粒子法は，解析対象を領域分割することなく，均等に配置した点の情報に基づき，連続体の力学計算を行う．空間に配置された流体の粒子は，速度，温度などの物理量の情報を持ち，流れに従って移動する．流体の支配方程式に含まれる密度や各物理量の勾配，ラプラシアンなどの微分演算子は，周辺の粒子情報によって求める．粒子法ではメッシュを必要としないため，キーホールのような大きな変化を伴う自由表面の計算に適する．本研究にてレーザ溶接時の数値計算に適用する粒子法は，非圧縮流れの計算において安定して解が得られる MPS 法 [86]を基に開発した．

MPS 法では，粒子間の相互作用モデルにて定められる微分演算子を用い，連続体の支配方程式を離散化する．粒子法は連続体を粒子の集合で表し，連続体とともに移動する粒子を観測するため，ラグランジュ法に分類される手法である．MPS 法では，非圧縮流れの計算において，密度一定条件を満たすために，不均一密度を修正する圧力を計算し，速度の修正量を求め，流れの解を得る．しかし，この解法では不安定な振動が発生することが知られており，本研究では，複雑な挙動を示す溶融池においても安定して解を得るために，圧縮時の圧力波を用いて陽的に密度の修正を行う計算手法を用いた．

本研究にて用いた計算手法の基本的な計算精度を検証するため，まずは非圧縮性流れについて，水柱崩壊の問題を取り上げ，報告されている実験結果との比較を行った．また，粒子法を熱伝導計算に適用した場合の計算精度を確認するため，瞬間面熱源および瞬間点熱源による温度分布を理論解と比較した．さらに，キーホールの挙動に影響する表面張力の計算については，複雑に形状が変化するキーホール内においても，適切に自由表面を捉え，表面変化に対応できるよう，計算モデルを提案した．さらに，液滴振動の計算を行い，理論振動周期との比較を行い，表面張力の計算精度を検証した．

2.2　粒子間相互作用モデル

先に述べたように，粒子法では，均等に配置した点の集合を連続体として扱う．本研究

で用いる MPS 粒子法では，流体の支配方程式を解く際に必要な，各粒子位置における密度や物理量の勾配，ラプラシアンなどの微分演算子は，粒子同士の相互作用の大きさを規定する重み関数を用いて，周辺に存在する粒子情報から求める．

Fig. 2.1 に示す距離 r の粒子 i と粒子 j 間の相互作用の重みは，次の重み関数によって決める．

$$w(r) = \begin{cases} \dfrac{r_e}{r} - 1 & (0 \le r \le r_e) \\ 0 & (r_e \le r) \end{cases} \tag{2.1}$$

r_e は粒子間に相度作用を与える重み関数領域の半径である．この重み関数は，一定距離内の粒子間において相互作用を持ち，距離が近くなるほど，密度や微分演算子の計算に影響を大きく与えることを意味する．本研究においては，密度の計算には重み関数半径を初期粒子間距離の 2.1 倍，圧力のラプラシアンの計算には重み関数半径を 4.0 倍，熱伝導の計算には重み関数半径を 2.2 倍とした．

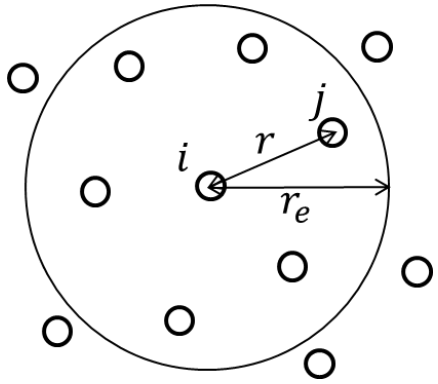


Fig. 2.1 Particle position and interaction.

粒子 i の近傍の粒子 j に対して，式(2.1)の重み関数の和を取ったものを粒子数密度と呼び，次の式によって与えられる．

$$n_i = \sum_{j \ne i} w(|\boldsymbol{r_j} - \boldsymbol{r_i}|) \tag{2.2}$$

ここで，$\boldsymbol{r}_i$，$\boldsymbol{r}_j$はそれぞれ粒子 i，j の位置ベクトルである．

粒子 i の位置における密度は，次式によって求める．

$$\rho(\boldsymbol{r_i}) = \frac{m \sum_{j \ne i} w(|\boldsymbol{r_j} - \boldsymbol{r_i}|)}{\int_{\Omega} w dv} \tag{2.3}$$

ここで，m は粒子の質量である．

次に，物理量の演算モデルについて述べる．粒子 i の位置における勾配ベクトルは次のモデルを用いて計算する．

$$\langle \nabla \phi \rangle_i = \frac{d}{n^0} \sum_{j \neq i} \left[\frac{(\phi_j - \phi_i)(\boldsymbol{r_j} - \boldsymbol{r_i})}{|\boldsymbol{r_j} - \boldsymbol{r_i}|^2} w(|\boldsymbol{r_j} - \boldsymbol{r_i}|) \right] \tag{2.4}$$

dは空間次元数で 2 次元では 2，3 次元では 3 である．

粒子 i の位置におけるラプラシアンは次のモデルを用いて計算する．

$$\langle \nabla^2 \phi \rangle_i = \frac{2d}{\lambda n^0} \sum_{j \neq i} [(\phi_j - \phi_i) w(|\boldsymbol{r_j} - \boldsymbol{r_i}|)] \tag{2.5}$$

係数 λ は，物理量の分布の分散を解析解と一致させるための係数である [31]．初期の粒子配置にて次式で計算し，計算中は常に同じ値を用いる．

$$\lambda = \frac{\sum_{j \neq i} \left[|\boldsymbol{r_j} - \boldsymbol{r_i}|^2 w(|\boldsymbol{r_j} - \boldsymbol{r_i}|) \right]}{\sum_{j \neq i} [w(|\boldsymbol{r_j} - \boldsymbol{r_i}|)]} \tag{2.6}$$

2.3　非圧縮性流れ

2.3.1　支配法方程式

本研究では，レーザ照射によって材料表面が加熱され，金属が溶融・蒸発する過程および溶融部の力学的挙動を計算する．

溶融金属の流れの計算は，次のナビエ・ストークスの方程式を用いて行う．

$$\frac{D\boldsymbol{u}}{Dt} = -\frac{1}{\rho} \nabla P + \nu \nabla^2 \boldsymbol{u} + \boldsymbol{g} \tag{2.7}$$

ここで，$\boldsymbol{u}$ は速度，P は圧力，ρ は密度，ν は動粘性係数，$\boldsymbol{g}$ は重力加速度である．D/Dt はラグランジュ微分であり，流体とともに移動する視点による時間微分である．オイラー法による有限体積法または有限要素法では $D/Dt = \partial/\partial t + \boldsymbol{v} \cdot \nabla$ となるが，粒子法は連続体とともに移動する粒子を観測するラグランジュ法であるため，$D/Dt = \partial/\partial t$ であり，移流項の計算が不要である．

流れの計算はナビエ・ストークスの方程式に加え，次の連続の式に従い，非圧縮流体として密度が一定になる条件を満たすよう，修正計算を行う．

$$\frac{D\rho}{Dt} = 0 \tag{2.8}$$

密度一定の条件を満たすための計算手法は次節に述べる．

2.3.2　非圧縮性流れの計算

各時間ステップでは，式(2.7)のナビエ・ストークス方程式と式(2.8)の連続の式に従って，粒子の位置 $\boldsymbol{r}^*$，速度 $\boldsymbol{u}^*$，圧力 $\boldsymbol{P}^*$ を計算する．ナビエ・ストークス方程式の粘性項と重力項を陽的に計算する．ナビエ・ストークス方程式の圧力勾配項を陰的に計算する．

ナビエ・ストークス方程式の粘性項と重力項から，粒子の仮の速度 $\boldsymbol{u}^*$ と仮の位置 $\boldsymbol{r}^*$ を計算する．

$$\boldsymbol{u}^* = \boldsymbol{u} + \Delta t(\nu\nabla^2\boldsymbol{u} + \boldsymbol{g}) \tag{2.9}$$

$$\boldsymbol{r}^* = \boldsymbol{r} + \Delta t\boldsymbol{u}^* \tag{2.10}$$

式(2.10)の粘性項のラプラシアンの計算には，式(2.5)を用いる．

仮の粒子位置 $\boldsymbol{r}^*$ での粒子数密度を n^* とすると，式(2.8)の連続の式を満たすため，この粒子数密度は初期粒子配置での粒子数密度 n_0 と等しくなるよう，修正されなければならない．

次に，ナビエ・ストークス方程式の圧力勾配項を陰的に計算し，粒子数密度を n_0 に戻すための粒子数密度の修正量 n' および速度の修正量 $\boldsymbol{u}'$ を求める．修正後の粒子数密度 n，速度 $\boldsymbol{u}$ および粒子位置 $\boldsymbol{r}$ に関しては，以下の式の通りである．

$$n_i = n_0 = n^* + n' \tag{2.11}$$

$$\boldsymbol{u} = \boldsymbol{u}^* + \boldsymbol{u}' \tag{2.12}$$

$$\boldsymbol{r} = \boldsymbol{r}^* + \Delta t\boldsymbol{u}' \tag{2.13}$$

速度の修正量 $\boldsymbol{u}'$ は，式(2.7)のナビエ・ストークス方程式の圧力勾配項より，次の関係にある．

$$\boldsymbol{u}' = -\frac{\Delta t}{\rho_0}\nabla P \tag{2.14}$$

陽的計算で得られた仮の粒子位置による粒子数密度を n_0 に戻すことを考える．圧縮性を仮定すると，流れの質量保存則は，次の式で表される．

$$\frac{D\rho}{Dt} + \rho\nabla\cdot\boldsymbol{u} = 0 \tag{2.15}$$

密度を一定値 ρ_0 で近似すると，

$$\frac{D\rho}{Dt} + \rho_0 \nabla \cdot \boldsymbol{u} = 0 \tag{2.16}$$

となり，密度は粒子数密度に比例することから，次のように書き表される．

$$\frac{1}{n_0}\frac{Dn}{Dt} + \nabla \cdot \boldsymbol{u} = 0 \tag{2.17}$$

ここで，時間増分 Δt における粒子数密度の修正量 n' が速度の修正量 $\boldsymbol{u}'$ から得られるとすると，

$$\frac{n'}{n_0 \Delta t} + \nabla \cdot \boldsymbol{u}' = 0 \tag{2.18}$$

となり，式(2.14)で表す速度の修正量 $\boldsymbol{u}'$ を代入すると，次の圧力ポアソン方程式が得られる．

$$\langle \nabla^2 P \rangle_i = -\frac{\rho_0}{\Delta t^2}\frac{n^* - n_0}{n_0} \tag{2.19}$$

左辺をラプラシアンモデルの式(2.5)で離散化すると，仮の粒子位置 $\boldsymbol{r}_i^*$ を用いて，

$$\langle \nabla^2 P \rangle_i = \frac{2d}{\lambda n_0}\sum_{j \neq i}\left[\left(P_j - P_i\right) w\left(\left|\boldsymbol{r}_j^* - \boldsymbol{r}_i^*\right|\right)\right] \tag{2.20}$$

となり，粒子i の圧力 P_i に関する連立一次方程式が得られる．計算された圧力 P を式(2.14)に代入し，速度の修正量が得られ，式(2.12)および式(2.13)から粒子数密度の修正量 n' および速度の修正量 $\boldsymbol{u}'$ が求められる．粒子同士が接近する場合，重み関数により得られる粒子数密度が増大する．粒子間距離 r=0 となるとき，粒子数密度は無限大となる．増大する粒子数密度に対して，粒子間に反発力が生じ，上記の修正により安定して非圧縮流れが計算される．

2.3.3　非圧縮性流れの陽的解法

従来の MPS の陰的な解法では，前節にて述べた通り，密度一定の条件を満たすために，不均一密度による圧力を計算し，速度の修正量を求め，非圧縮流れの解を得る．しかし，この密度の修正計算によって不安定な振動が発生することが知られており，振動軽減のための手法が検討されている [87-89]．これらの提案手法は，いずれも計算ケースによって適切にパラメータを設定する必要がある．本研究での計算対象であるレーザ溶接の溶融池では，最大で 1000 mm/s を超える流れが生じることが明らかにされており，レーザ溶接時にお

ける溶融池の計算においても，反跳圧によって局部的に大きな速度が粒子に与えられるため，密度の修正計算において正しく解が得られず粒子が飛散する場合がある．これに対して開発された陽的解法では，不安定な振動が軽減され，安定して解が得られることが報告されている [90-91]．本研究では，陽的解法を採用した．

陽的解法を用いる MPS においても，粒子数密度を一定として解を求める．ところで，不均一な密度を与える圧力波の伝播速度 c については，圧縮性流体における連続の式と運動量保存則の圧力勾配から，次の関係式が得られる．

$$\frac{dP}{d\rho} = c^2 \tag{2.21}$$

式(2.21)は，基準とする密度 ρ_0 および圧力 P_0 を用いて，次のように書き表せる．

$$P - P_0 = c^2(\rho - \rho_0) \tag{2.22}$$

ここで，c は実際の圧力波の伝播速度（音速）を与える必要はない．圧力振動を低減し，計算を安定させるため，任意に設定する．本研究では，$\mathrm{c} = 3300\ \mathrm{mm/s}\ (\mathrm{c}^2 = 10^7)$とし，レーザ溶接時における溶融池の数値計算にて扱う最大流速 u_{max} に対し，マッハ数 $\mathrm{Ma} = \mathrm{u}_{max}/c$ が 0.2 程度になるように定めた．

基準とする圧力 P_0=0 とすると，粒子の圧力は次の式で表される．

$$P = c^2 \frac{\rho_0}{n_0}(n - n_0) \tag{2.23}$$

この圧力を与えて，式(2.14)により，粒子の速度を修正し，密度一定の条件を満たす．すなわち，本手法では，ある程度の流体の圧縮性を認める．一度の修正では十分に密度を一定にできないため，圧力による修正が十分小さくなるまで反復させ，非圧縮流れを得る．

2.3.4　水柱崩壊での検証

非圧縮流れの計算の検証のために，水柱が重力によって崩れ落ちる水柱崩壊の計算を行った．水柱崩壊は，自由表面をもつ流体数値解析のベンチマークとして検証に使われる問題であり，ここでも陽的解法による MPS 法の計算精度検証に用いた．

まず，粒子法における非圧縮性流れの陽的解法と陰的解法による違いを検証するため，**Table 2.1** に示す粒子間距離 dx=4.0 mm，幅 L=144 mm，高さ 2L=288 mm の水柱崩壊を両者の手法にて計算し，報告されている実験結果 [92]との比較を行った．粘性がない場合は，

水柱崩壊による流体の広がりは，無次元値$t\sqrt{2g/L}$およびL/Zによって整理される．ここで，Z は水柱の崩壊に伴って広がる流体の幅であり，初期は Z=L である．柱崩壊による流体の広がりの比較を **Fig. 2.2** に示す．水粒子法の解法に関わらず，水柱崩壊の挙動は実験と一致する．陽的解法による水柱崩壊の過程を **Fig 2.3** に示す．重力によって下向きに押しつぶされ，水柱が横方向に加速的に移動していく様子が表現されている．なお，この計算では表面張力の計算は行っていない．そのため，実験では表面張力の影響により，流体の広がる速度が数値計算より遅くなっていると考えられる．

次に，粒子間隔による計算精度の影響を検証するため，**Table 2.1** に示す通り，粒子間距離を 4.0 mm から 0.4 mm，0.04 mm と変化させ，同じ粒子配置数で，粒子法の計算を行った．実験 [92]による結果と，陽的解法による計算結果を比較した．水柱崩壊による流体の広がりの比較を **Fig. 2.4** に示す．粒子間隔に影響なく，水柱崩壊の挙動は実験と一致する．

Table 2.1 Particle model of water column collapsing

Particle distance dx [mm]	Width L [mm]	Height 2L [mm]
4.0	144	288
0.4	14.4	28.8
0.04	1.44	2.88

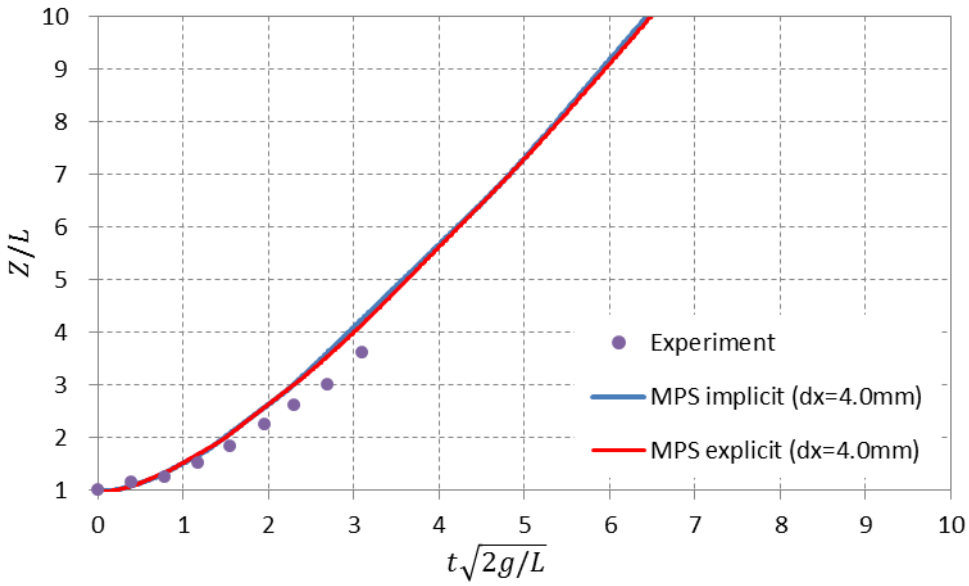
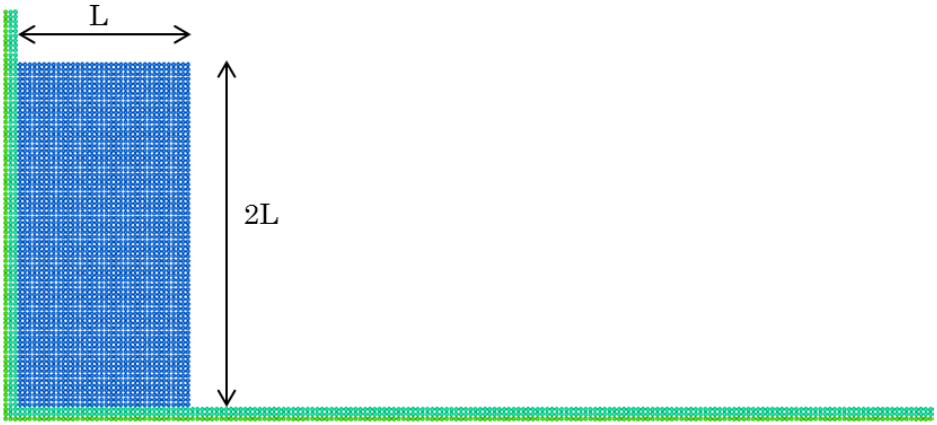
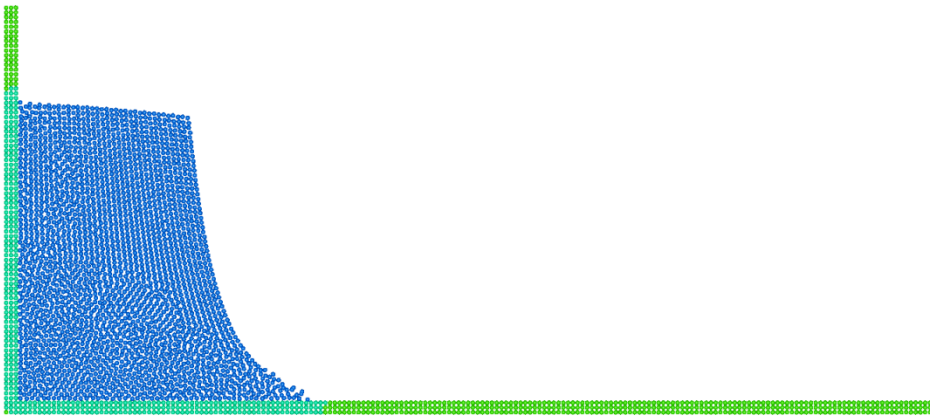


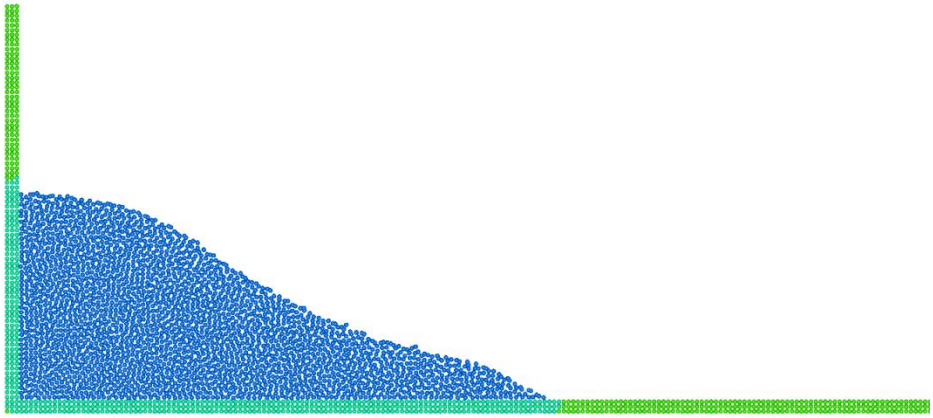
Fig. 2.2 Comparison between experiment and MPS calculation of water column collapsing (two dimensional, no viscosity).



(a) Time 0.00s



(b) Time 0.01s



(c) Time 0.02s

Fig. 2.3 Calculated water column collapsing (two dimensional, no viscosity).

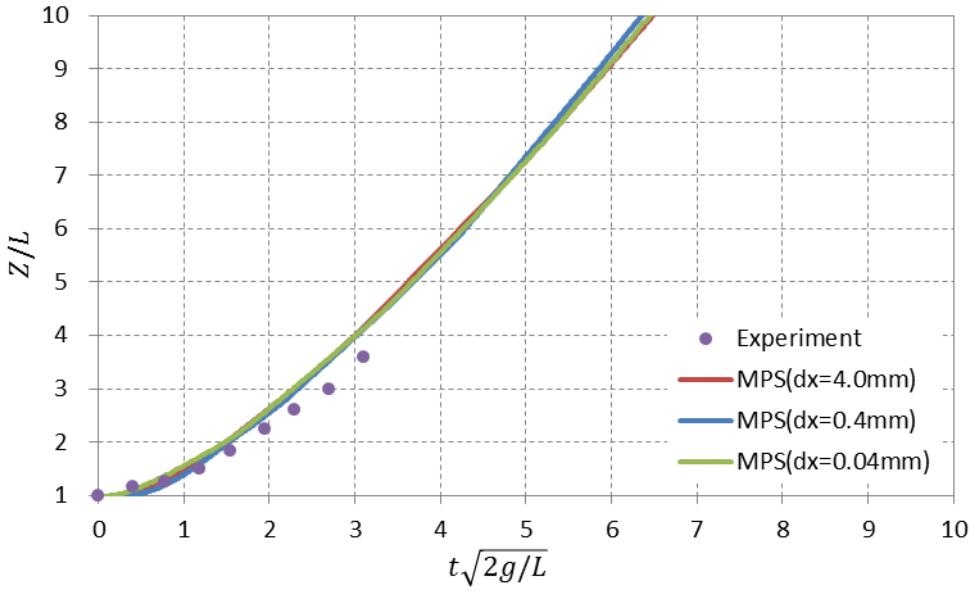


Fig. 2.4 Comparison between experiment and MPS calculation of water column collapsing (two dimensional, no viscosity).

次に粘性をもつ液体での計算を行った．粒子法の計算は，**Table 2.1** の粒子間距離 0.04 mm の場合とした．**Fig. 2.5** に実験 [92] による結果と，陽的解法による粒子法による計算結果の比較を示す．

粘性が卓越するときの流体の広がりは，Huppert により以下の解 [93] が求められている．

$$Z = 1.411\left(\frac{gq^3}{3\nu}\right)^{1/5} t^{1/5} \tag{2.24}$$

ここで，q は水柱の断面積であり，この問題では$q = L \times 2L$である．

動粘性係数が 10 mm²/s のとき，粒子法による計算結果は式(2.24)による値に近い．水柱崩壊直後では，粘性の影響が小さく，Huppert の式とは一致しないが，時間が経過するに従い，近づいている．粘性が小さくなると，影響が小さくなり，粘性なしの結果に近づく．この結果より，定性的には，粘性による計算は適切に表現されていることが確認された．

動粘性係数 10 mm²/s のときの，水柱崩壊の過程を **Fig.2.6** に示す．下方に崩れる速度も低下し，横に広がる流れも，床からの抵抗を受けて高さ方向に速度が変化している様子が観察され，粘性流体に特有の現象が確認された．

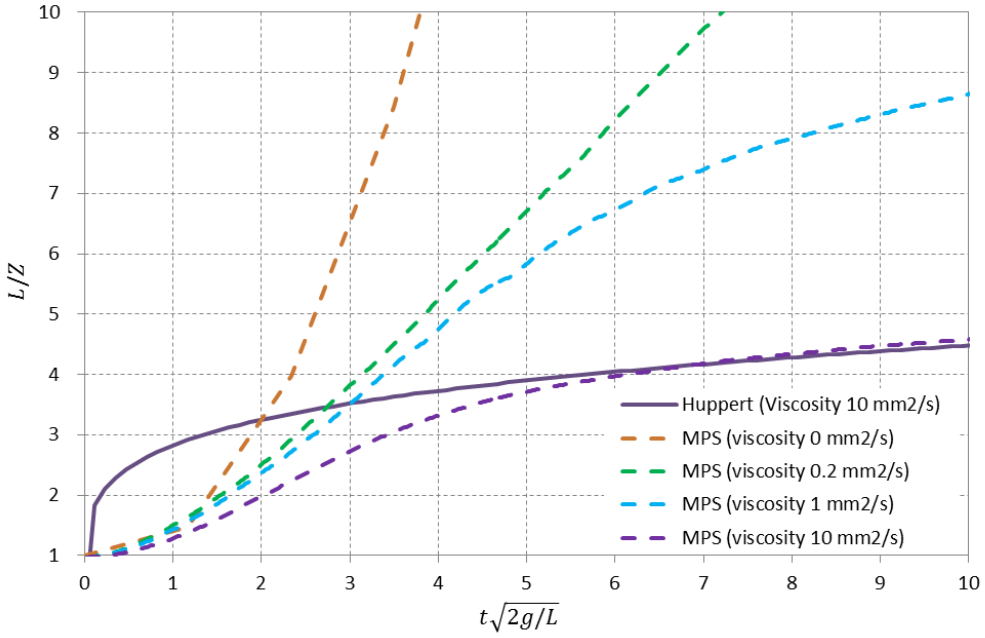
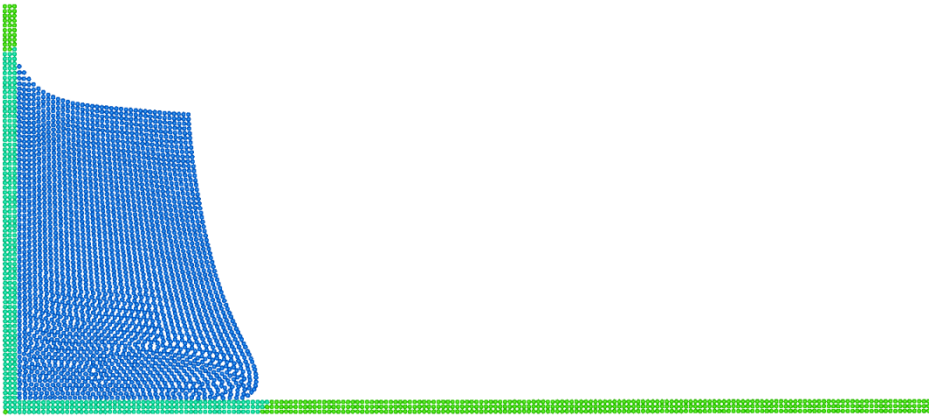
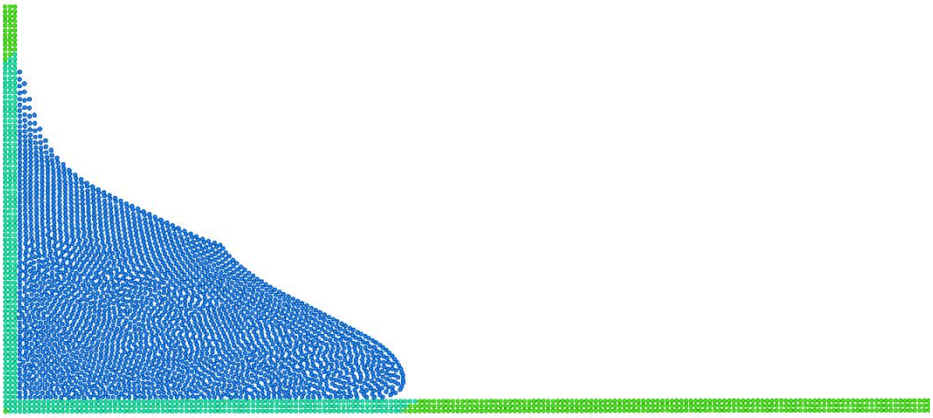


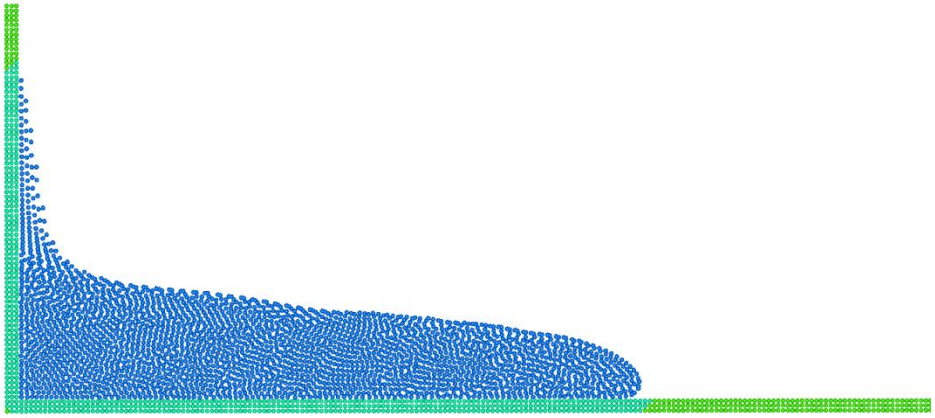
Fig. 2.5　Comparison between experiment and MPS calculation of water column collapsing (two dimensional, high viscosity).



(a) Time 0.01s



(b) Time 0.02s



(c) Time 0.04s

Fig. 2.6 Calculated water column collapsing (two dimensional, viscosity 10 mm^2/s).

2.4　熱伝導

本研究で用いる熱伝導の計算手法について述べる．温度T は次式に示す通り，陽的に計算する．

$$T(t+\Delta t) = T(t) + \frac{DT(t)}{Dt}\Delta t \tag{2.25}$$

温度変化は，次の熱伝導方程式に従い，式(2.5)に示すラプラシアンモデルを用いて計算する．

$$\rho c \frac{DT}{Dt} = \lambda \nabla^2 T + Q \tag{2.26}$$

ここで，c は比熱容量，λ は熱伝導率．Q は入熱量である．

以上の粒子法による計算手法にて，熱伝導が精度良く計算されることを確認するために，瞬間熱源を与えたときの温度変化について検証を行った．

2.4.1　瞬間面熱源での 2 次元熱伝導の検証

面熱源からの熱伝導による温度変化について検証を行った．検証に用いた計算モデルは，長さ 20 mm，幅 1.2 mm の 2 次元モデルで，中央の粒子 1 列に初期熱量 100 mJ/mm^2 を与え，温度の変化を計算する．ここでの物性を **Table 2.2** に示す．初期温度は 0 ℃に設定した．

Table 2.2 Material properties and heat input.

Heat input, Q	100 mJ/mm^2
Density, ρ	0.008 g/mm^3
Specific heat, c	500 mJ/(gK)
Heat conductivity, λ	300 mJ/(mmKs)

面熱源からの 2 次元熱伝導の理論解は以下の式によって与えられる．

$$T(x,t) = \frac{Q}{c\rho}\frac{\exp\left(-\frac{x^2}{4kt}\right)}{\sqrt{4\pi kt}} \tag{2.27}$$

ここで，k は熱拡散率であり，$k = \lambda/c\rho$ である．

計算で求められた面熱源からの温度変化の理論式との比較を**Fig. 2.7**に示す．時間経過2

msまでは理論値と粒子法の計算値にわずかな違いがあるが，それ以降は計算結果が理論値と一致している．粒子を十分に細かく配置していれば，粒子間距離によって計算に影響はないことを確認した．中央の面熱源からの温度変化を**Fig. 2.8**に示す．

ここには記載しないが，粒子相互作用の半径についても，初期粒子間隔の2.1～4.0倍の範囲で変化させたが，熱伝導計算においては結果に影響ないことを確認している．

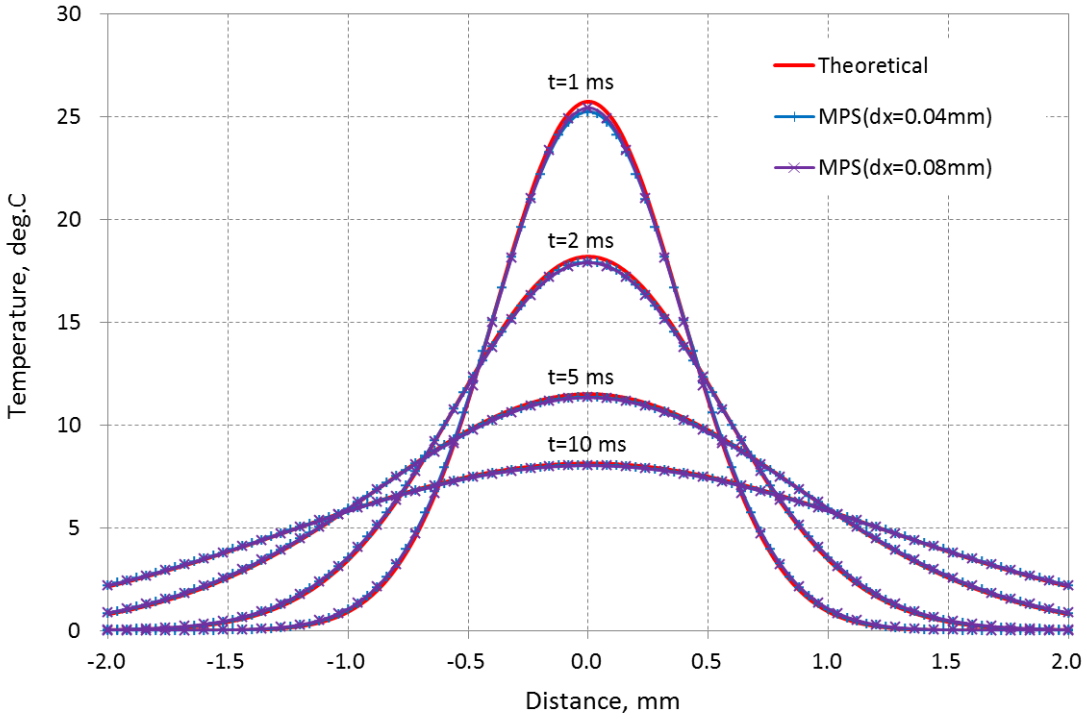


Fig. 2.7 Comparison between theoretical and calculated temperature distribution from surface heat source (two dimensional).

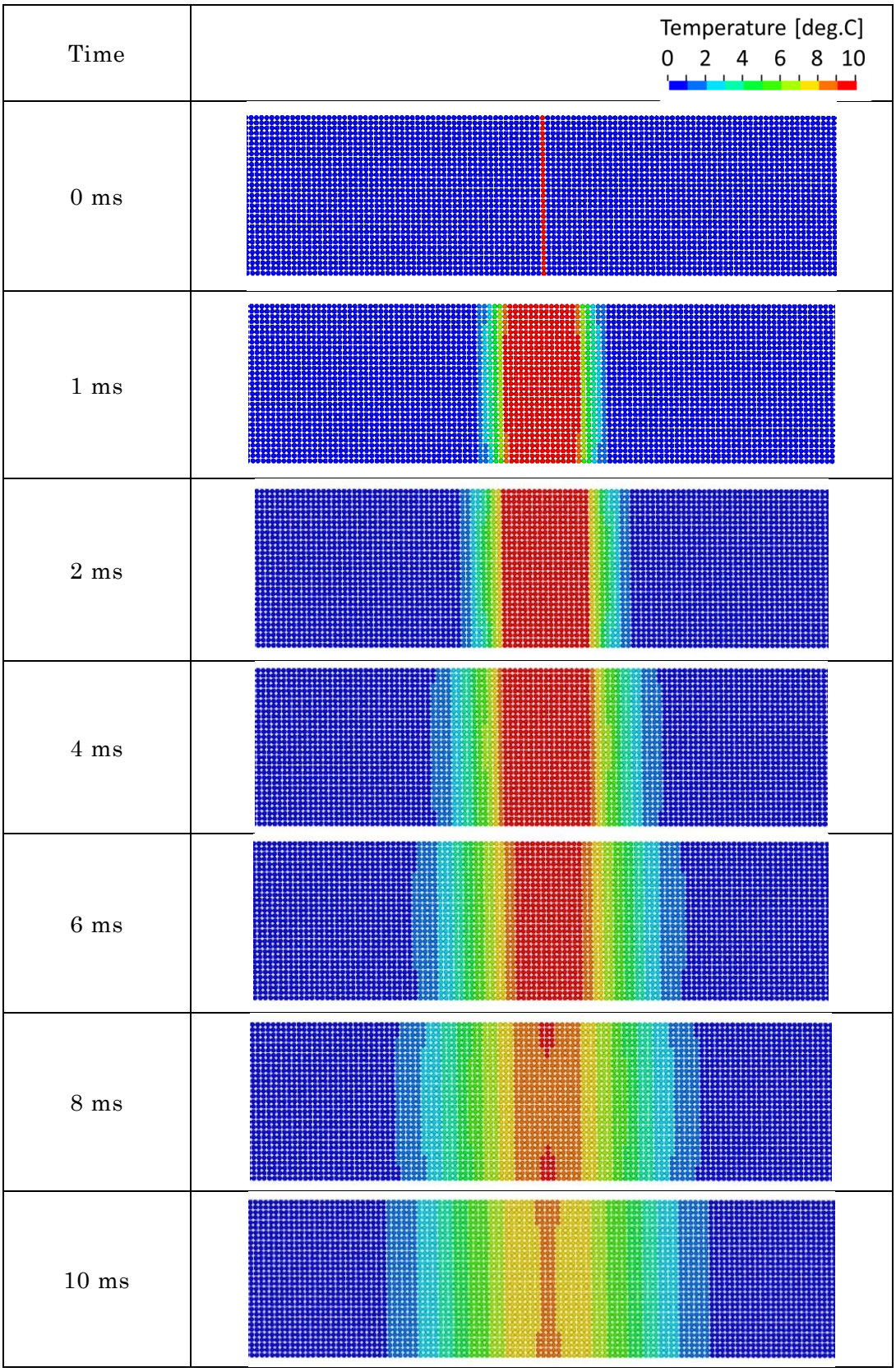


Fig. 2.8 Calculated temperature from surface heat source.

2.4.2　瞬間点熱源での 3 次元熱伝導の検証

次に点熱源からの温度変化の計算について検証を行った．検証を行う計算モデルは，1 辺 4mm の立方体で，中心の点に初期熱量 10mJ を与え，温度の変化を計算する．入熱条件および材料物性を **Table 2.3** に示す．初期温度は 0 ℃に設定した．

Table 2.3 Material properties and heat input.

Heat input, Q	10 mJ
Density, ρ	0.008 g/mm^3
Specific heat, c	500 mJ/(gK)
Heat conductivity, λ	300 mJ/(mmKs)

点熱源からの熱伝導の理論解は以下の式によって与えられる．

$$T(x,t) = \frac{Q}{c\rho}\frac{\exp\left(-\frac{x^2}{4kt}\right)}{(4\pi kt)^{\frac{3}{2}}} \tag{2.28}$$

計算で求められた点熱源からの温度変化の理論式との比較を**Fig. 2.9**に示す．時間経過1 msでは，理論値と粒子法の計算値に4 %程度の違いがあるが，それ以降は，理論値と計算結果が一致している．点熱源からの温度変化について，立方体の下半分を**Fig. 2.10**に示す．

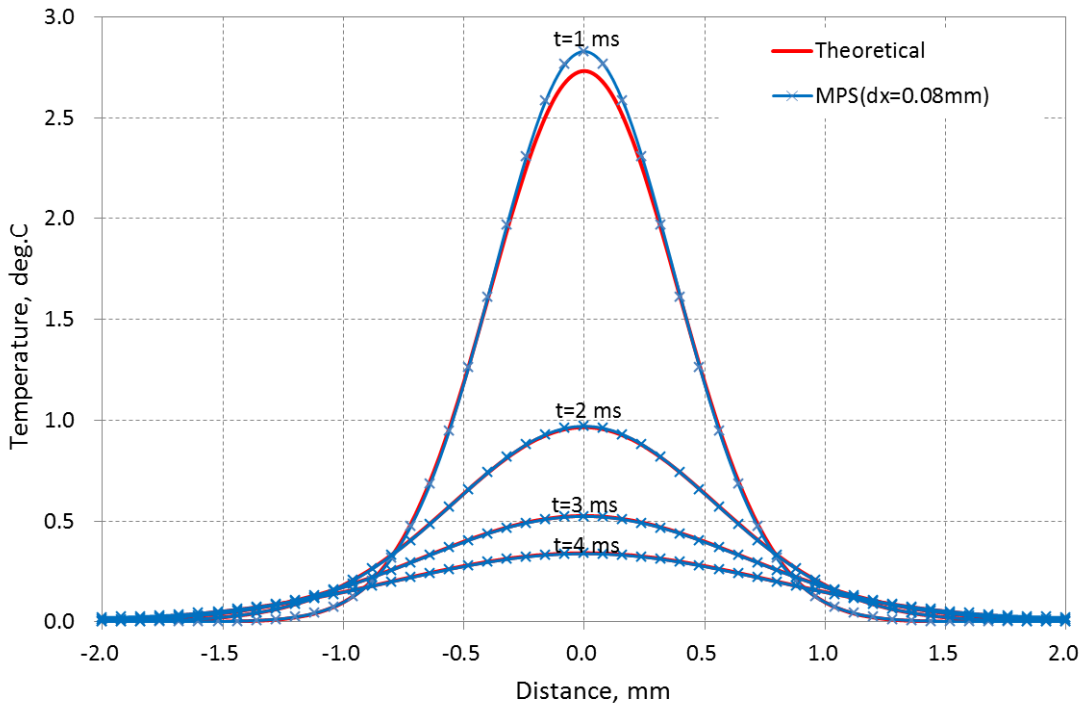
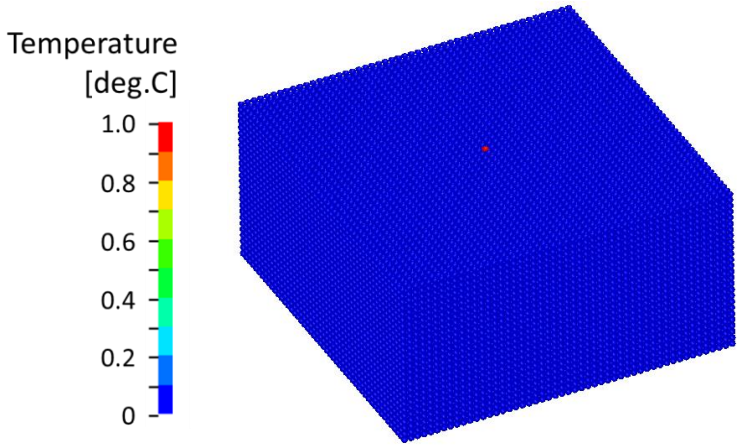
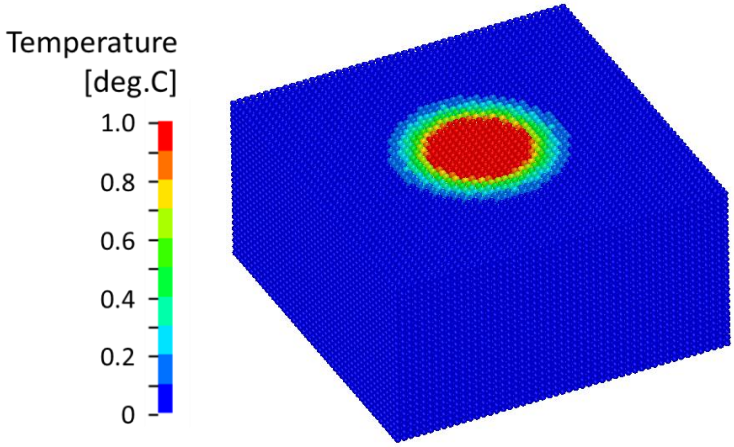


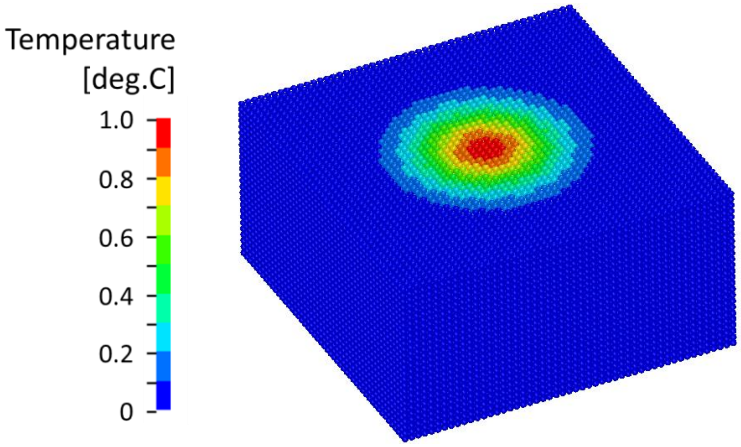
Fig. 2.9 Comparison between theoretical and calculated temperature distribution from point heat source (three dimensional).



(a) Time 0 ms

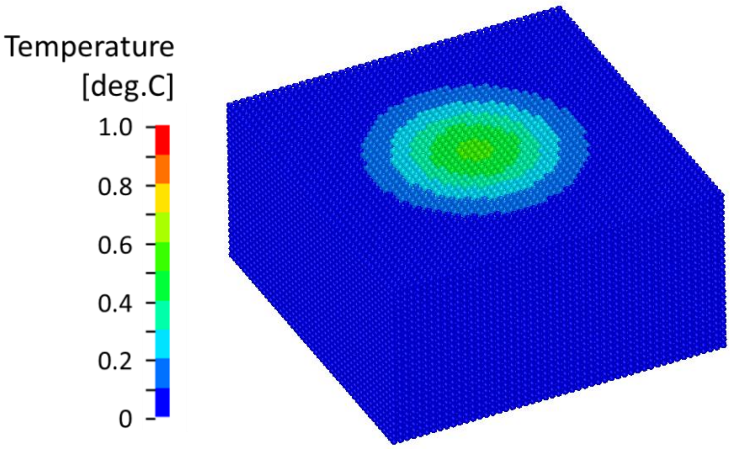


(b) Time 1 ms

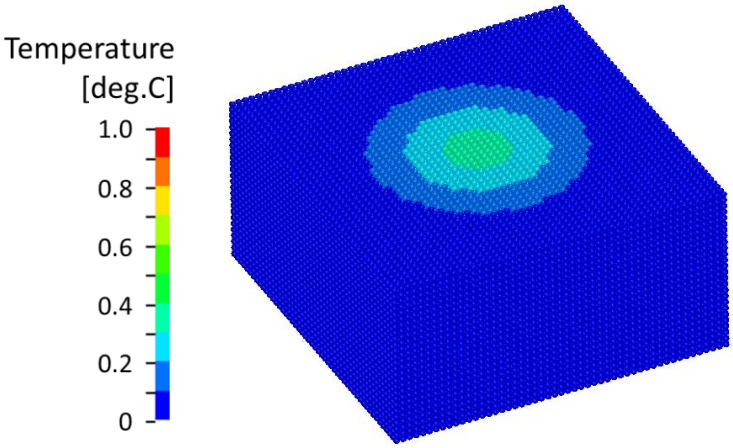


(c) Time 2 ms

Fig. 2.10 Calculated temperature from point heat source.



(d) Time 3 ms



(e) Time 4 ms

Fig. 2.10 Calculated temperature from point heat source. (continued)

2.5　相変化

レーザ照射によって加熱された材料は，エンタルピーの変化に従い，固相から液相，気相へと変化する．本計算にて用いた粒子の相とエンタルピーの関係を表す相変化モデルを **Fig. 2.11** に示す．各粒子は，固相または液相の状態を持ち，吸収した熱量に応じて温度変化する．融点T_mまたは沸点T_bに達した場合，1 粒子分の溶融潜熱h_mまたは気化潜熱h_bを得るまで，エンタルピーは増加するが，温度は一定である．このとき，実際は粒子内に二相が混合する状態に相当するが，本計算では溶融潜熱を得るまでの粒子は固相とし，気化潜熱を得るまでの粒子は液相として扱った．なお，気相に変化する粒子は，モデル上から消去した．本計算では，蒸発による反跳圧は考慮するが，キーホール壁面への蒸気金属の再付着は無視した．

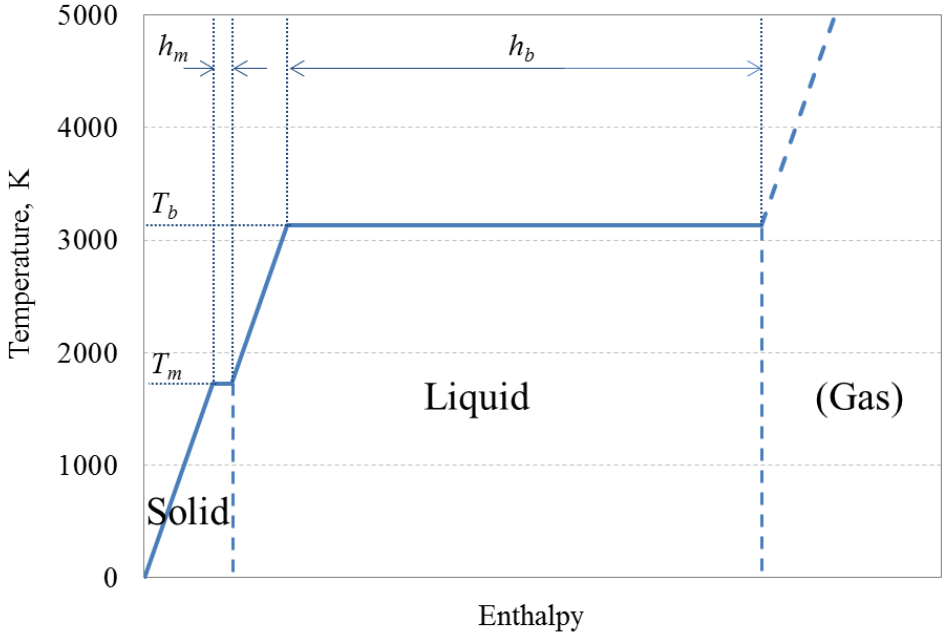


Fig. 2.11 Relationship between enthalpy and phase transition.

2.6　表面張力

2.6.1 自由表面

粒子法では自由表面は，粒子数密度を使い，以下のように判定する．

$$n_i^* < \beta n_0 \tag{2.29}$$

ここで，n_0 は初期配置時に計算した十分に内部にある粒子の粒子数密度である．β は自由表面判定パラメータとし，自由表面として判定する領域に幅を持たせるために用いる．自由表面上の粒子が運動し，配置が変化するに従い，表面に相当する位置の粒子の粒子数密度は n_0 近傍で変化する．自由表面判定パラメータ β が大きいと表面と判定される粒子は増加し，β が小さいと判定される粒子が減少するため，計算対象によって適切な値に設定する必要がある．2 次元および 3 次元ともに，0.95～0.97 程度が良いと報告されている [63]．しかし，キーホールの表面においては，一般的な液体表面と比べ，表面と検出される粒子が多くなる傾向があり，表面の検出を厳密に行うため，本論文のレーザ照射によるキーホール形成の計算においては，自由表面判定パラメータ β を 0.80 として計算した．

2.6.2　表面張力計算

表面張力は液体表面に沿って作用する張力であるが，粒子法においては，曲率を持った表面に働く張力の合力として，次の式に従って表面張力 $\boldsymbol{S}$ を与える．

$$\boldsymbol{S} = \sigma\kappa\delta\boldsymbol{n} \tag{2.30}$$

σ は表面張力係数，κ は曲率，$\boldsymbol{n}$ は表面の単位法線ベクトル，δ は表面の粒子に対して表面張力を与えるためのデルタ関数である．表面張力を式 (2.7)のナビエ・ストークスの方程式に外力項として追加する．

$$\frac{D\boldsymbol{u}}{Dt} = -\frac{1}{\rho}\nabla P + \nu\nabla^2\boldsymbol{u} + \boldsymbol{g} + \frac{1}{\rho}\boldsymbol{S} \tag{2.31}$$

表面張力の計算においては，作用する向きを定めるために表面の単位法線ベクトルを求め，大きさを定めるために曲率を求める必要がある．MPS 法における表面張力の計算モデルは，近傍の粒子配置から単位法線ベクトル $\boldsymbol{n}$ を求め表面張力を与える手法 [94]，粒子間ポテンシャル力を用いた計算モデル [95-98]が提案されているが，キーホール内の表面粒子の配置は複雑であり，これらの手法では，適切に表面形状を捉え，表面張力を与えることが容易ではない．

本研究では，粒子数密度の勾配ベクトルに従って，単位法線ベクトル $\boldsymbol{n}$ を定める手法を提案する．この手法では，複雑に形状が変化するキーホール内の空間においても，表面張力の方向を適切に与えることができる．

粒子数密度の勾配ベクトルは，式(2.4)に従い次の式より求める．

$$\langle\nabla n\rangle_i = \frac{d}{n^0}\sum_{j\neq i}\left[\frac{(n_j - n)(\boldsymbol{r_j} - \boldsymbol{r_i})}{|\boldsymbol{r_j} - \boldsymbol{r_i}|^2} w(|\boldsymbol{r_j} - \boldsymbol{r_i}|)\right] \tag{2.32}$$

表面から垂直に外側に向かう単位法線ベクトル $\boldsymbol{n}$ は，次の式により求める．

$$\boldsymbol{n_i} = \frac{\nabla n_i}{|\nabla n_i|} \tag{2.33}$$

また，表面の曲率 $\boldsymbol{\kappa}$ は，曲率計算用の粒子数密度から，以下の手順より求める．

曲率計算用の粒子数密度の計算には，次の重み関数を用いる．

$$w'(r) = \begin{cases} 1 & (0 \le r \le r_e') \\ 0 & (r_e' \le r) \end{cases} \tag{2.34}$$

ここで，r_e' は表面張力計算用の粒子間の重み関数領域の半径であり，初期粒子間距離の

3.1 倍とした．曲率計算用の粒子数密度は，式(2.34)の重み関数を用いて，次の式より求める．

$$n_i' = \sum_{j \neq i} w'(|\boldsymbol{r_j} - \boldsymbol{r_i}|) \tag{2.35}$$

表面粒子の曲率 $\boldsymbol{\kappa}$ は，以下のように求める．ただし，n_0' は，初期配置時に計算した平らな表面における粒子の粒子数密度である．

$$2\theta = \frac{n_i'}{n_0'}\pi \tag{2.36}$$

$$\kappa = \frac{1}{R} = \frac{2\cos\theta}{r_e'} \tag{2.37}$$

本研究では，以上の手順にて得られた表面粒子の単位法線ベクトル $\boldsymbol{n}$ および曲率 κ を用いて式(2.30)より表面張力を計算し，溶融金属の数値計算に用いた．

2.6.3　液滴振動での検証

本研究で用いる粒子法の表面張力の計算モデルについて，計算精度の検証を行った．2 次元の正方形を初期形状とする液滴について，振動周期を理論解と比較した．半径 r の円を持つ液滴の振動周期 T は以下の式で与えられる [99]．

$$T = \frac{2\pi}{k} \tag{2.38}$$

$$k^2 = s(s^2 - 1)\frac{\sigma}{\rho r^3} \tag{2.39}$$

ここで，s は振動のモードであり，正方形の場合は 4 である．なお，円形の場合は 1，楕円の場合は 2，正三角形の場合は 3 となる．初期形状が一辺の長さが l の正方形の場合，半径 r は次のように定められる．

$$l^2 = \pi r^2 \tag{2.40}$$

3 次元の立方体を初期形状とする液滴の振動についても，振動周期を理論解と比較した．半径 r の球状の液滴について，k は以下の式で与えられる [99]．

$$k^2 = (s - 1)s(s + 2)\frac{\sigma}{\rho r^3} \tag{2.41}$$

ここで，立方体の場合，振動モード数 s は 4 である．初期形状が一辺の長さ l の立方体に対して，半径 r を次の通り定める．

$$l^3 = \frac{4}{3}\pi r^3 \tag{2.42}$$

2 次元表面張力の精度検証のため，一辺 1.2 mm の正方形の液滴振動の計算を，**Table 2.4** に示す材料物性を用いて行った．理論解は，半周期 0.40 ms，1 周期 0.79 ms である．正方形の液滴を構成する粒子数を，15×15（粒子間隔 0.08 mm），30×30（粒子間隔 0.04 mm），60×60（粒子間隔 0.02 mm）と変えて計算を行った．自由表面判定パラメータ β は 0.97 とした．**Table 2.5** に計算された振動周期と理論値との比較を示す．計算結果は，粒子数が多いほど精度が向上し，粒子数 60×60 の場合では理論値とほぼ一致している．また，計算された液滴形状を，粒子数を変えた各ケースについて，**Fig. 2.13**，**Fig. 2.14**，**Fig. 2.15** にそれぞれ示す．本研究で用いる表面張力の計算モデルにて，表面張力による挙動が正しく計算されていることが確認された．

同様に，3 次元表面張力の精度検証のため，一辺 1.2 mm の立方体の液滴振動の計算を行った．立方体を構成する粒子数を，30×30×30（粒子間隔 0.04 mm）とした．本研究では，自由表面判定パラメータ β は 0.97 とした．理論解は，半周期 0.417 ms，1 周期 0.834 ms である．**Table 2.6** に計算された振動周期と理論値との比較を示す．計算された液滴形状を **Fig. 2.16** に示す．半周期では，理論値とほぼ一致しているが，1 周期は理論値 0.834 ms に対して計算結果 1.03 ms と誤差が大きいが，振動する液滴の形状は良く表現されている．3 次元モデルにおいても，表面張力による挙動が正しく計算されていることが確認された．なお，本論文のレーザ照射によるキーホール形成の計算においては，自由表面判定パラメータ β を 0.80 とするが，液滴振動の本検証においては，表面と判定される粒子の違いは小さいため，計算された振動周期の差異は数%程度と小さいことを確認している．

Table 2.4 Material properties and heat input.

Density [g/mm^3]	ρ	0.0027
Surface tension coefficient [N/mm]	σ	0.000878

Table 2.5 Vibration period of liquid drop [ms] (square 1.2×1.2 mm).

Particle model	Theoretical	Calculated
15×15 particles (particle distance 0.08 mm)	0.792	0.9
30×30 particles (particle distance 0.04 mm)	0.792	0.85
60×60 particles (particle distance 0.02 mm)	0.792	0.8

Table 2.6 Vibration period of liquid drop [ms] (cube 1.2×1.2×1.2 mm).

Particle model	Theoretical	Calculated
30×30×30 particles (particle distance 0.04 mm)	0.834 (0.417)	1.03 (0.43)

( ): One half-period.

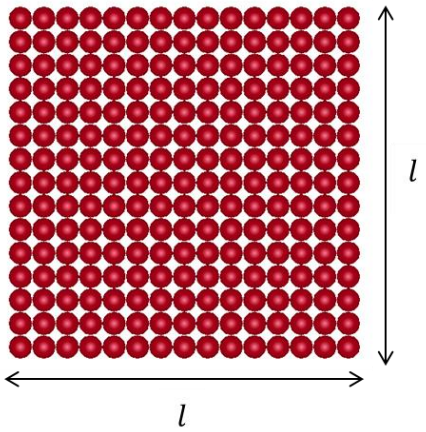
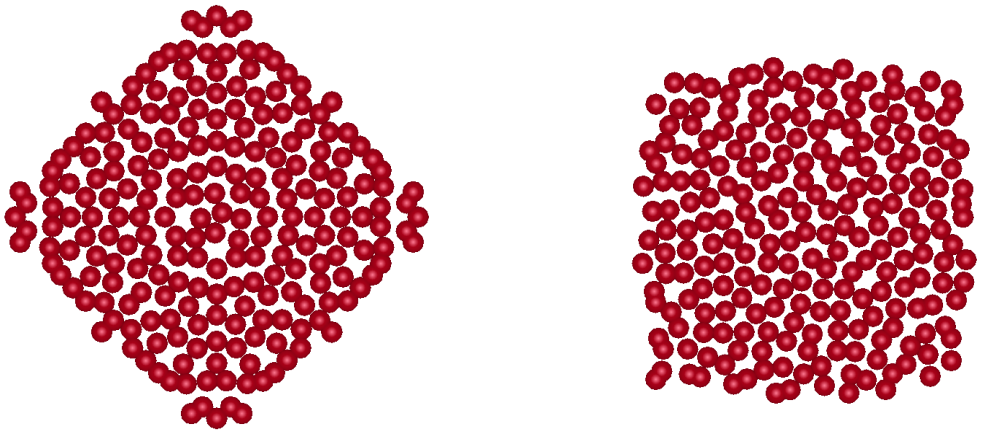


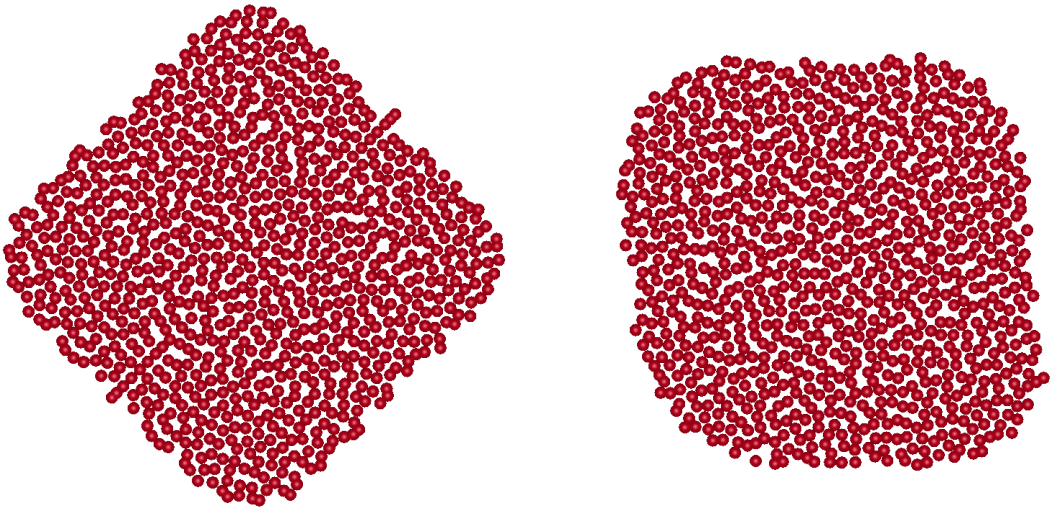
Fig. 2.12　MPS calculation model for vibration of liquid drop.



(a) Time 0.45 ms　　(b) Time 0.9 ms

Fig. 2.13 Calculated vibration of liquid drop

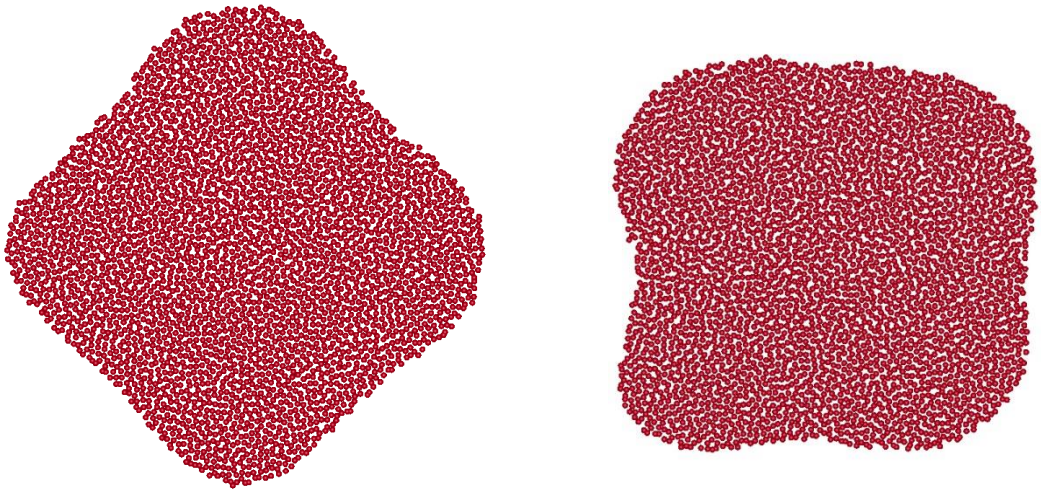
(square 1.2×1.2 mm, 15×15 particles).



(a) Time 0.4 ms　　(b) Time 0.85 ms

Fig. 2.14 Calculated vibration of liquid drop

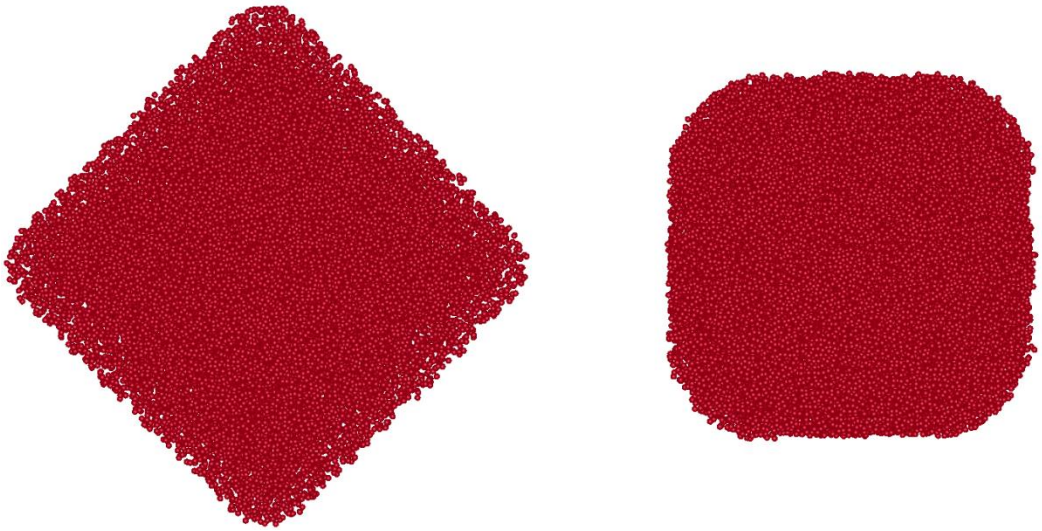
(square 1.2×1.2 mm, 30×30 particles).



(a) Time 0.4 ms　　(b) Time 0.8 ms

Fig. 2.15 Calculated vibration of liquid drop

(square 1.2×1.2 mm, 60×60 particles).



(a) Time 0.43 ms　　(b) Time 1.03 ms

Fig. 2.16 Calculated vibration of liquid drop

(cube 1.2×1.2×1.2 mm, 30×30×30 particles).

2.7　熱対流

溶融池における溶融金属の温度差は 1000 ℃以上に達し，異なる温度の流体密度の違いによって対流が生じる．ブシネスク近似によって，密度変化は重力に比例した浮力としてのみ流体の運動に影響を与える．運動量の変化を無視すると，粒子法では，温度差による

対流を，重力項の密度変化によって計算することができる．

式(2.7)のナビエ・ストークスの方程式の重力項を修正して，次の式が得られる．

$$\frac{D\boldsymbol{u}}{Dt} = -\frac{1}{\rho_0}\nabla P + \nu\nabla^2\boldsymbol{u} + \frac{(\rho-\rho_0)}{\rho_0}\boldsymbol{g} \tag{2.43}$$

ここで，ρ_0は基準密度で，計算初期の温度の密度である．密度は，浮力変化のみに影響を与えるとして，浮力項以外ではρ_0とする．

式(2.43)は，体積膨張係数βと，計算初期の温度T_0を用いて，次のように書き表せる．

$$\frac{D\boldsymbol{u}}{Dt} = -\frac{1}{\rho_0}\nabla P + \nu\nabla^2\boldsymbol{u} - \beta(T-T_0)\boldsymbol{g} \tag{2.44}$$

しかし，本研究において，レーザ溶接の計算は，現象時間 20 ms 程度であり，この熱対流の速度は，重力によるものに比べても小さいため，影響は非常に小さく，計算結果にほとんど寄与しないことがわかる．

2.8　結言

粒子法の特徴と理論について述べ，非圧縮流れ，熱伝導，相変化，表面張力の計算法について説明した．キーホール内の局所的に変化の大きい流れに対して，MPS 法にて発生する圧力振動を軽減し安定して解を得るために，非圧縮流れの計算において，圧縮性流れの圧力波を与えて陽的に密度の修正計算を行う手法を用いた．

本研究にて用いた計算手法による非圧縮性流れの計算について，水柱崩壊の問題を取り上げ，文献に報告されている実験結果と比較し，精度検証を行った．熱伝導の計算について，瞬間面熱源および瞬間点熱源による温度分布を理論解と比較し，精度を検証した．表面張力については，複雑に形状が変化するキーホール内においても，適切に自由表面を捉え，表面形状の変化に対応できるよう粒子密度の勾配を用いた表面張力の計算モデルを提案した．表面張力による液滴振動について，数値計算の結果と理論振動周期との比較を行い，計算精度を検証した．

第 3 章　粒子法を用いたレーザ照射シミュレーションモデルの開発

3.1　諸言

前章では，粒子法を用いた非圧縮流れ，熱伝導，表面張力の計算について精度検証を行ったが，レーザ溶接時の溶融池およびキーホール形成のシミュレーションには，照射されたレーザ光の反射および吸収，蒸発に伴う反跳圧の考慮が必要である．本章では，これらの計算モデルについて述べる．

本研究にて開発した，粒子法を用いたレーザ溶接シミュレーションの計算の流れを**Fig. 3.1**に示す．時間増分で分割された計算ステップのループの中に，第 2 章で議論した表面張力，熱伝導，重力および粘性，非圧縮性流れの計算処理があり，これに加えて，レーザ照射および反射時のレーザ光吸収計算，蒸発に伴う粒子の消去，反跳圧の計算処理を組み込んでいる．

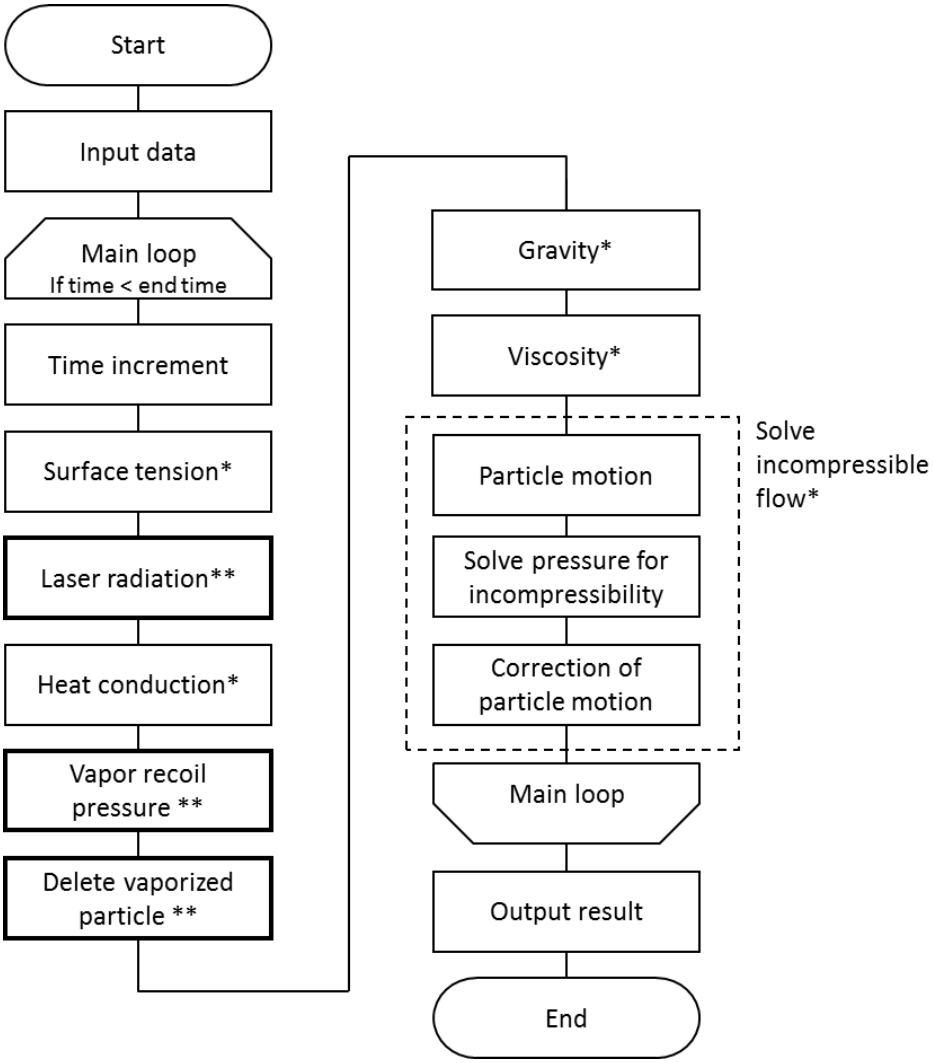
本計算手法では，支配方程式であるナビエ・ストークスの方程式に，次の式に示す通り，外力項として，表面張力，蒸発反跳圧を加え，レーザ照射によって生じる溶融池およびキーホールの挙動を計算する．

$$\frac{D\boldsymbol{u}}{Dt} = -\frac{1}{\rho}\nabla P + \nu\nabla^2\boldsymbol{u} + \boldsymbol{g} + \frac{1}{\rho}(\boldsymbol{S} + \boldsymbol{P_T}) \tag{3.1}$$

ここで，$\boldsymbol{S}$ は表面張力，$\boldsymbol{P_T}$ は蒸発反跳圧による荷重である．本数値計算では，MPS法を用い，**Fig. 3.1**に示すように，粒子に外力を加え，陽的に移動させた後に，非圧縮流れの密度一定の条件を満たすよう速度の修正計算を行う．

本章の前半では，レーザ溶接の数値計算に用いるレーザ光の照射および反射，レーザ光の吸収，蒸発による反跳圧の計算モデルについて説明する．

本章の後半では，これらの計算モデルを用いたレーザ照射による溶融池およびキーホール形成の数値計算について述べる．アルミ材を対象にして，レーザスポット照射による溶融計算を行い，溶融池におけるキーホール形成計算への適用性の確認を行った．また，レーザパワー密度分布の溶融池およびキーホールへの影響を調査した．



Note: *Discussed and verified in Chapter 2.

**Discussed in this chapter.

Fig. 3.1 Flow chart of calculation method for laser welding simulation.

3.2　レーザ光照射モデル

レーザ照射による入熱は，フレネル吸収に従って，材料または溶融池表面に対してレーザ光の反射を考慮して計算する．本研究で開発した計算手法では，レーザ光を表す光粒子を用い，レーザ光のパワー密度分布を与えて，粒子法の数値計算の時間ステップ毎にこれらを投射して，レーザ光の多重反射を計算する．

3.2.1　レーザ光のパワー密度分布

レーザ照射による溶融シミュレーションに必要な入熱モデルについて述べる．レーザ光の実際のパワー密度分布は，ガウス分布に近いシルクハット型の分布を示す．本計算手法

では，レーザ光粒子に次式のガウス関数に従ったパワー分布を与える．

$$f(X) = C\exp\left(-\frac{X^2}{2\sigma^2}\right) \tag{3.2}$$

$$X = \frac{x}{r} \tag{3.3}$$

x：レーザ照射中心からの距離，

r：レーザ照射半径，

C：光粒子のパワーの合計値が，レーザ出力と等しくなるように定めた係数，

σ^2：レーザ照射中心からの無次元距離 X に関する分散．

無次元距離 X に関する分散 $\sigma^2 = 0.36^2$ の場合の分布関数を **Fig. 3.2** に示す．パワー密度はレーザ照射中心にてピークをもち，中心から照射半径分離れた位置では，パワー密度はゼロに近い値を持つ．レーザ集光レンズによって，レーザ光のパワー密度分布は異なる．ガウス分布の分散を変えた場合の，溶融池およびキーホールへの影響については，**3.4.3** にて述べる．

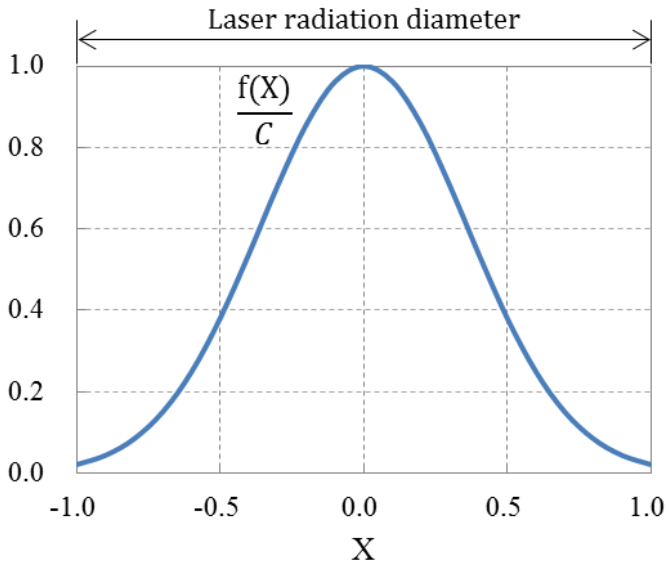


Fig. 3.2 Gaussian function (σ^2=0.36²).

3.2.2　レーザ光粒子を用いた照射計算

レーザ光の照射および反射を計算するための光粒子を用いて，レーザ光が材料または溶融池表面にて吸収され，入熱される過程の計算を行う．**Fig. 3.3** に示す様に，材料モデルの上部にレーザ光粒子を等間隔に配置し，レーザのパワー密度分布に応じたエネルギーを

各粒子に与える．光粒子の保有エネルギーは，与えたパワーに計算ステップの時間増分を乗じた値となる．光粒子は材料表面に到達するまで直進させる．レーザ光粒子から半径 R の照射面探索範囲内に金属材料の固体粒子または液体粒子を検出した場合，その粒子位置を表面とし，表面の法線について対称に反射する．表面の法線方向は，表面粒子位置における粒子数密度の勾配ベクトルの向きとする．探索領域内に複数の粒子を検出した場合は，法線方向はそれらの平均とする．レーザ光粒子が反射する際，反射箇所の粒子に材料の吸収率に応じたエネルギーを与える．

レーザ光粒子の表面における反射とエネルギー変化の様子を **Fig. 3.4** に示す．エネルギー E_i を保有する光粒子は，入射角 θ における吸収エネルギー E_iA を反射表面の粒子に受け渡す．半径 R の反射面探索領域内に，複数の粒子が存在する場合は，吸収エネルギーを均等に配分する．反射後の光粒子のエネルギーは，$E_i(1-A)$ に減少し，さらに反射を繰り返す．反射時の吸収率については，次節にて述べる．

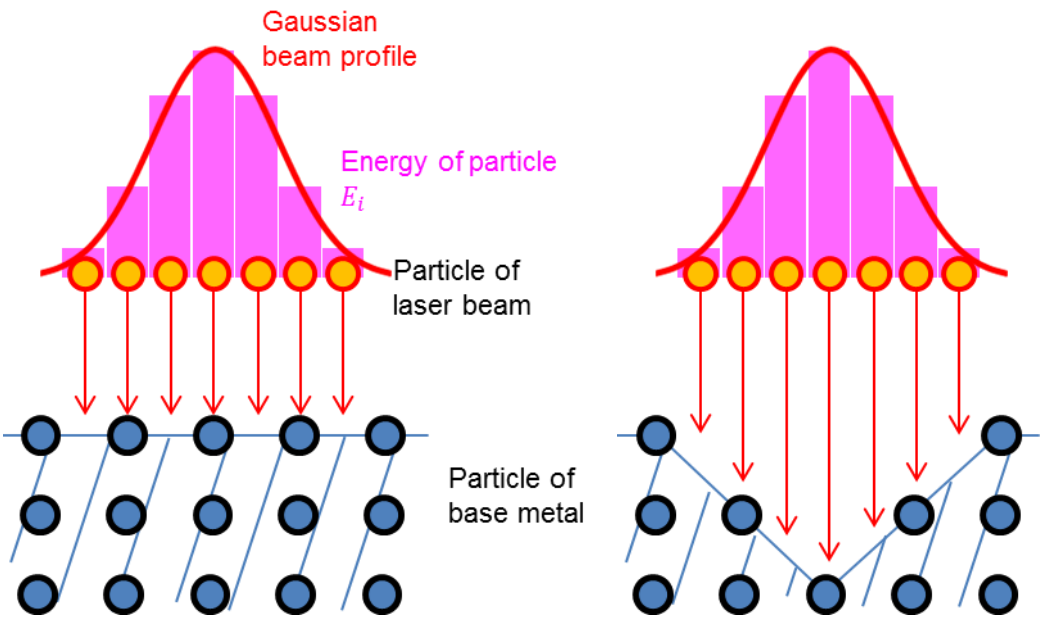


Fig. 3.3 Particles for laser reflection calculation and energy absorption.

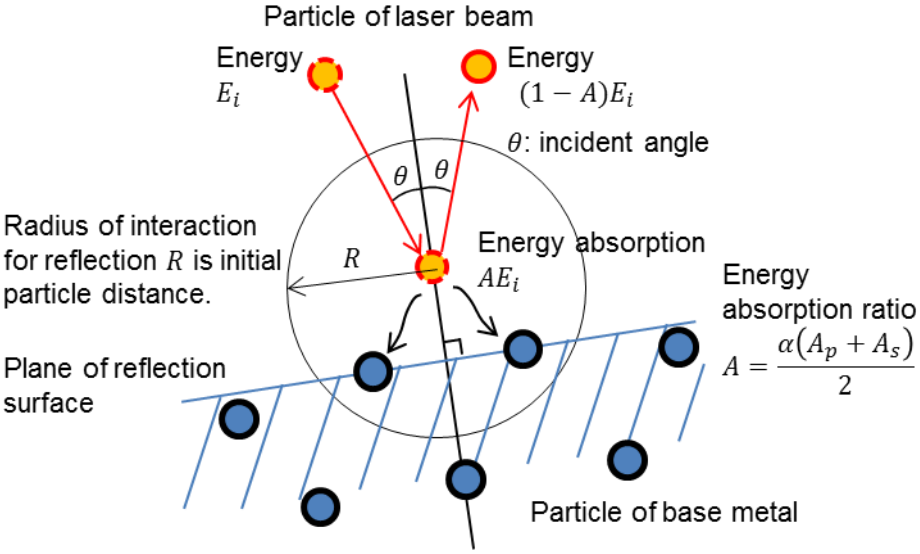


Fig. 3.4 Schematic illustration of particle interaction for laser reflection calculation.

3.2.3　偏光吸収モデル

レーザ光の吸収率は，偏光および材料表面への入射角度によって異なる．本計算手法では，これを考慮してエネルギー吸収を与える．

入射角 θ における光の吸収率は以下のフレネルの式で与えられる．p 偏向に対する吸収率を T_p，s 偏向に対する吸収率を T_s とする．

$$T_p = \frac{4n\cos\theta}{(n^2+k^2)\cos^2\theta + 2n\cos\theta + 1} \tag{3.3}$$

$$T_s = \frac{4n\cos\theta}{n^2+k^2+2n\cos\theta+\cos^2\theta} \tag{3.4}$$

ここで，n は材料の屈折率，k は消衰係数である．

波長 1.06 μm の光に対する鉄の屈折率 n および消衰係数 k を **Table 3.1** に示す [100]．温度 25 度および 1536 度において，異なる値を示す．波長 1.03 μm の光に対するアルミおよびチタンの屈折率 n と消衰係数 k を，**Table 3.2** および **Table 3.3** にそれぞれ示す [101]．また，鉄の入射角と吸収率の関係を **Fig. 3.5** に，常温における鉄，アルミおよびチタンの入射角と吸収率の関係を **Fig. 3.6** に示す．

光学定数は，温度依存性を持つため，室温での値と融点以上に加熱された高温時の値は異なる．しかし，**Fig. 3.5** に示すように，鉄の場合，常温と溶融温度との吸収率の違いは 5%程度である．溶融状態での光学定数が明らかでないアルミとチタンにおいては，常温で

の値を参照する．また，溶融後の光学特性も明らかではないため，溶融後においても，同じ光学定数を用いる．

Table 3.1 Optical constant of Fe at 1809 K　(λ=1.06 μm).

deg. C	n	k
25	3.9	4.4
1536	3.6	5.0

Table 3.2 Optical constant of Aluminum (λ=1.03 μm).

n	k
2.0	10

Table 3.3 Optical constant of Titanium (λ=1.03 μm).

n	k
3.4	4.0

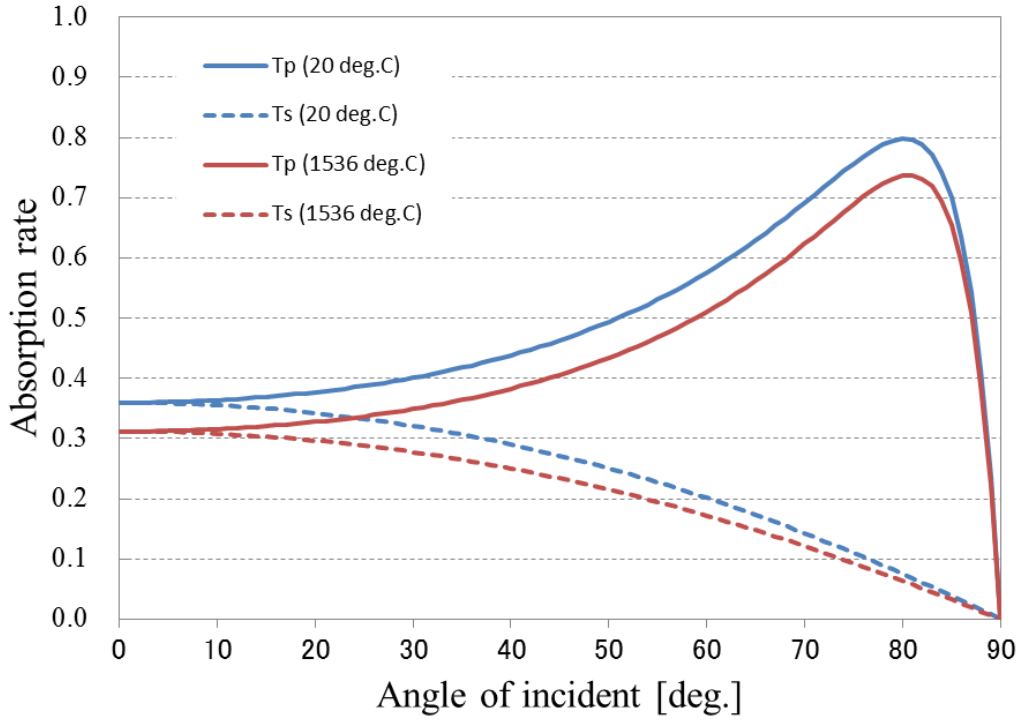


Fig. 3.5 Relationship between incident angle of laser beam and absorption of Fe.

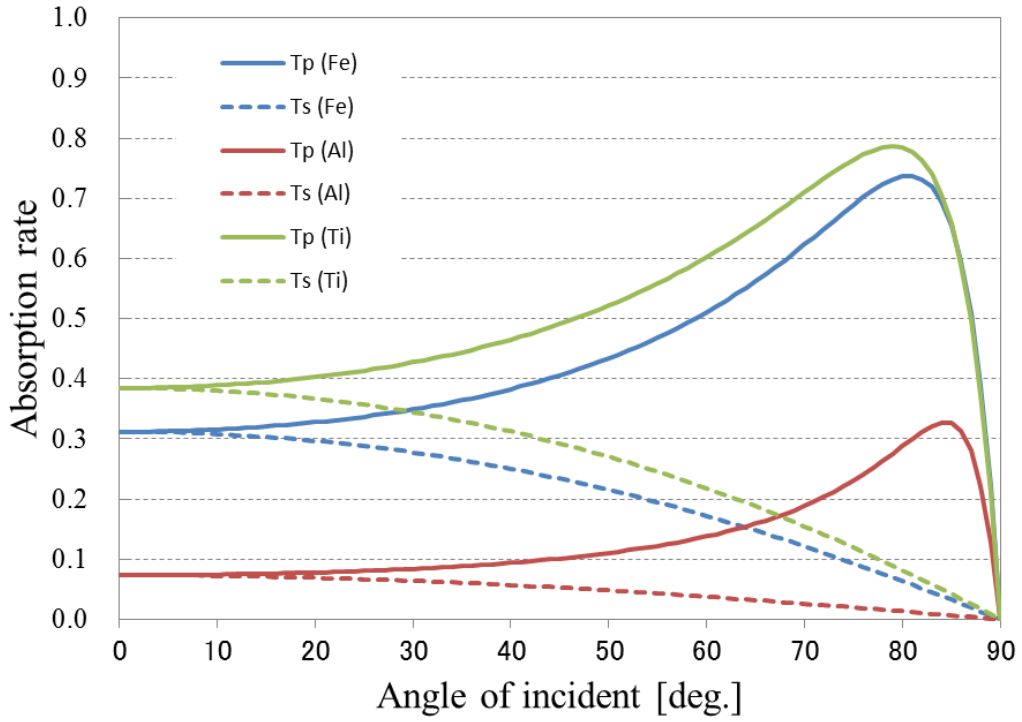


Fig. 3.6 Relationship between incident angle of laser beam and absorption.

3.3　反跳圧計算モデル

蒸発に伴う反跳圧の影響を考慮するため，蒸発気体の速さを求め，運動量保存の法則に従って反力を蒸発表面に与える．

レーザ照射によって加熱され，溶融池表面に蒸発が生じると，蒸発金属により反跳圧が発生する．Knudsen 層における気体速度v_Tは，原子速度の 1/4 として次式で与えられる[102]．

$$v_T = \frac{1}{4}\sqrt{\frac{8kT}{\pi m_a}} \tag{3.5}$$

ここで，m_a は原子の質量，k はボルツマン定数，T は沸点である．

このとき，粒子 i に与える蒸発反跳圧による荷重 $\boldsymbol{P_{T_i}}$ は以下に示す式で求められ，蒸発が生じる位置の粒子に対して表面の法線方向に与えた．表面の法線は，レーザ光の反射計算と同様に，表面粒子位置における粒子数密度の勾配ベクトルの向きとする．1 粒子分の蒸発に伴う反跳圧を 1 ステップで与えると，周囲の粒子が吹き飛ばされ，キーホール形状が安定しないため，金属粒子 1/1000 個分の気化潜熱を得る度に，粒子 1/1000 個分の蒸発質量による反跳圧を与えた．

$$\boldsymbol{P_{T_i}} = \dot{m}_v v_T \tag{3.6}$$

ここで，$\dot{m}_v$ は蒸発速度（単位時間当たりの蒸発質量）であり，次の式で表される．

$$\dot{m}_v = \frac{P_v}{L_v} \tag{3.7}$$

P_v は蒸発に消費されるレーザ出力，L_v は単位質量当たりの蒸発潜熱である．

3.4　アルミ材へのレーザスポット照射計算

粒子法とレーザ照射計算モデルをレーザスポット照射による溶融計算に適用し，キーホールの形成およびレーザ照射の停止後にキーホールが閉じるまでの現象に対して，本計算手法の適用性を確認した．光粒子を用いて，材料表面への反射の際にエネルギーを与えることで，キーホール形状とレーザパワーの吸収量との関係を明らかにした．また，レーザパワー密度の分布モデルの分散を変え，キーホール形状に与える影響を調べた．

3.4.1　計算モデル

アルミ材料に対して 6kW 出力のレーザ光を 2 ms 照射し，その後照射を停止する場合について，溶融池の計算を行った．計算モデルは **Fig. 3.7** に示す，1 辺が 2 mm の立方体モデル，粒子を 0.04 mm 間隔に配置し，132,651 個の粒子で構成される．物性とレーザの条件は **Table 3.4** に示す通りである．レーザ光のパワー密度分布は，レーザ照射中心からの無次元距離 X に関する分散を $\sigma^2=0.27^2$ としたガウス分布で表し，この分布関数を **Fig. 3.8** に示す．アルミ材の表面に対するレーザ光の入射角度と吸収率の関係は **Fig. 3.6** に示す通りであるが．本計算では，キーホール形状とレーザパワー吸収率の影響を分析することを目的とし，レーザ反射時の吸収率は一律に 10 %とした．なお，材料表面層の粒子は酸化膜とし，エネルギーの吸収率を 100 %とした．また，立方体粒子モデルの温度境界条件は全面断熱とした．

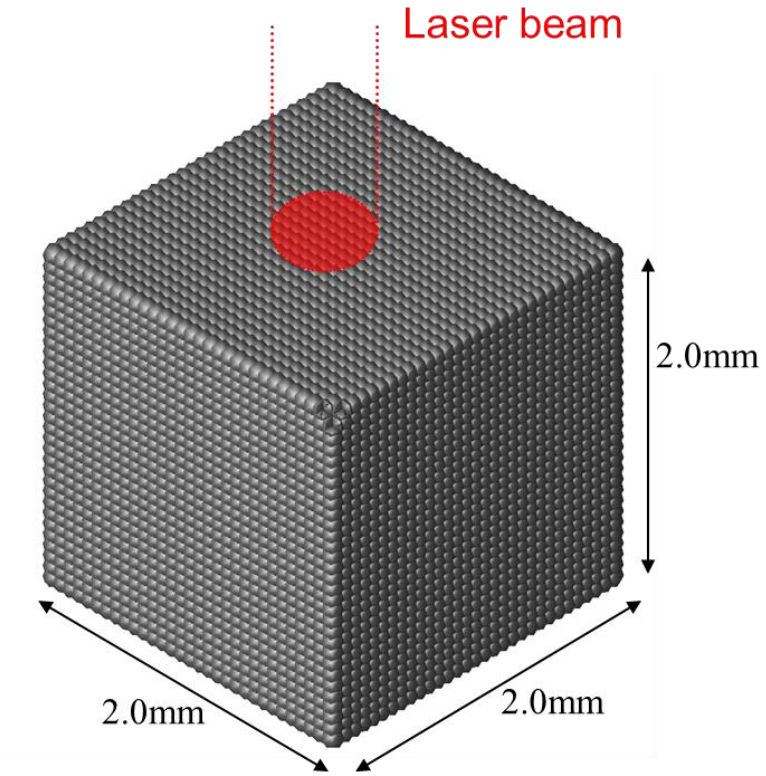


Fig. 3.7 Model for laser simulation

Table 3.4 Material properties and laser output.

Density, ρ	0.0027 g/mm^3
Specific heat capacity, c	917 mJ/(g-K)
Thermal conductivity, λ	238 mJ/(mm-K-s)
Surface tension, σ	0.000878 N/mm
Melting temperature, T_m	933 K
Boiling temperature, T_b	2793 K
Heat of melting, h_m	1071.9 mJ/mm^3
Heat of evaporation, h_b	25876 mJ/mm^3
Laser power, P	6 kW
Diameter of laser irradiation, ϕ	0.6 mm

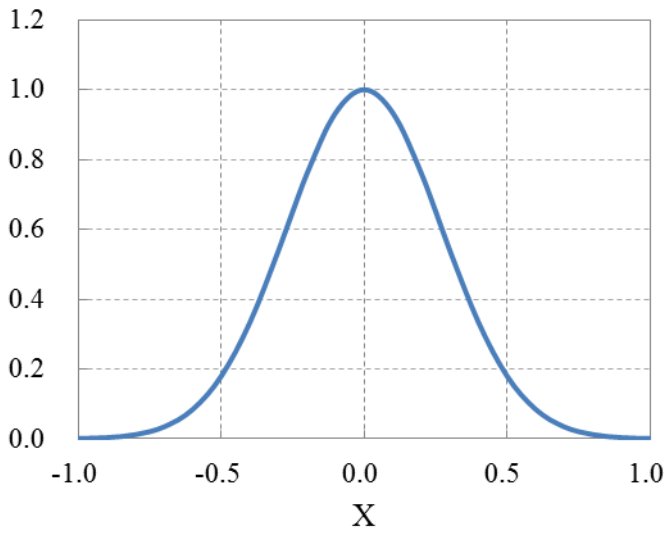


Fig. 3.8 Laser power distribution (Gaussian $\sigma^2 = 0.27^2$).

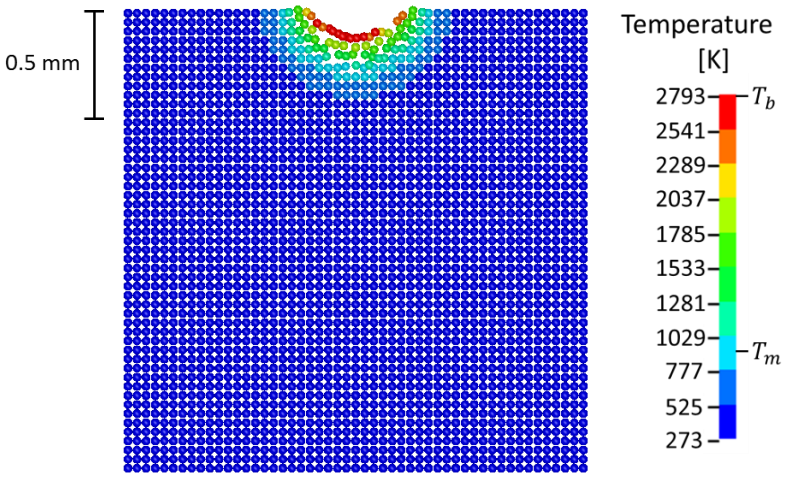
3.4.2　計算結果

レーザ照射時の中央断面におけるキーホールの断面形状と温度分布を**Fig. 3.9**に示す．レーザ照射直後，レーザ光の照射径内にて金属表面が加熱され，溶融が起こり，すぐに蒸発が発生した．蒸発が進行すると，その反跳圧によって周囲の溶融金属が押し広げられ，照射0.2 ms後には，0.1 mmの小さな窪みがレーザ照射位置において生じた．照射1 ms後

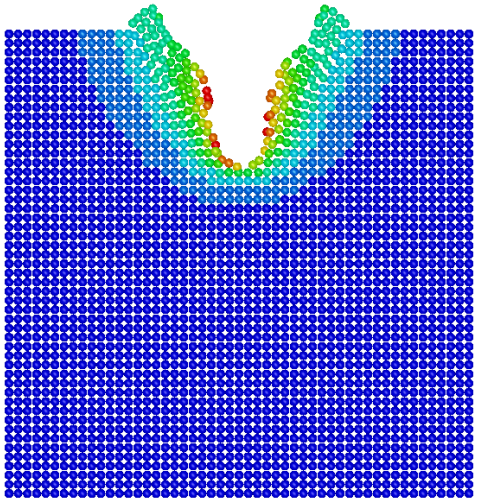
には，さらに蒸発が進み，0.5 mmの穴が生じた．反跳圧で押された溶融金属は外側へ押し出されている．照射2 ms後には，1.2 mmの穴に成長し，キーホールと呼ばれるレーザ溶接特有の鋭い穴が形成されることが確認された．

レーザ照射停止後の計算結果の中央断面を**Fig. 3.10**に示す．照射時間2 msで形成されたキーホールは，20 ms経過後には表面張力によって完全に閉じられた．この形状変化は，重力加速度による現象より速く，キーホールの複雑な表面形状においても，表面張力の計算モデルが適切に溶融金属の表面挙動を表現していることが確認された．なお，立方体粒子モデルの温度境界条件は，全面断熱としているため，本計算における冷却速度は実際の現象より遅く，20 ms経過後にも溶融池は凝固していない．

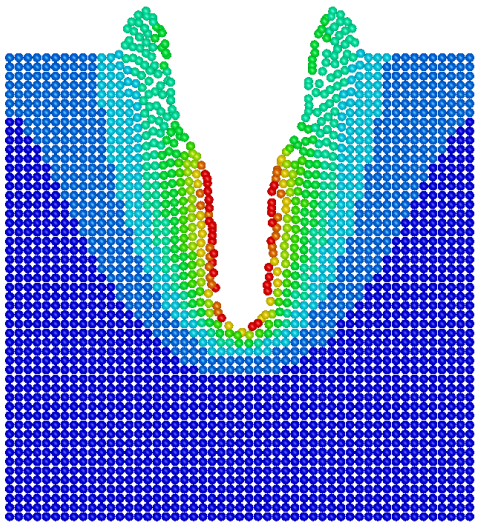
レーザ照射によるパワー吸収率（投入されたレーザ出力に対する吸収パワーの割合）の変化を**Fig. 3.11**に示す．レーザ照射開始時は，材料表面に酸化膜が存在するため，吸収率が高いが．表面に蒸発が生じ，酸化膜が失われると，レーザパワーの吸収率は低下する．反射が１回であるため，レーザパワーの吸収率は0.6 kW(10%)程度である．小さな窪みが生じると，表面で反射したレーザ光が再度キーホールの壁に当たり，多重反射によって吸収率が大きくなる，ウォールフォーカシングと呼ばれる効果が確認された．経過2 msでは，レーザパワーの吸収率は4 kW（70 %）程度にまで上昇した．



(a) Time 0.2 ms

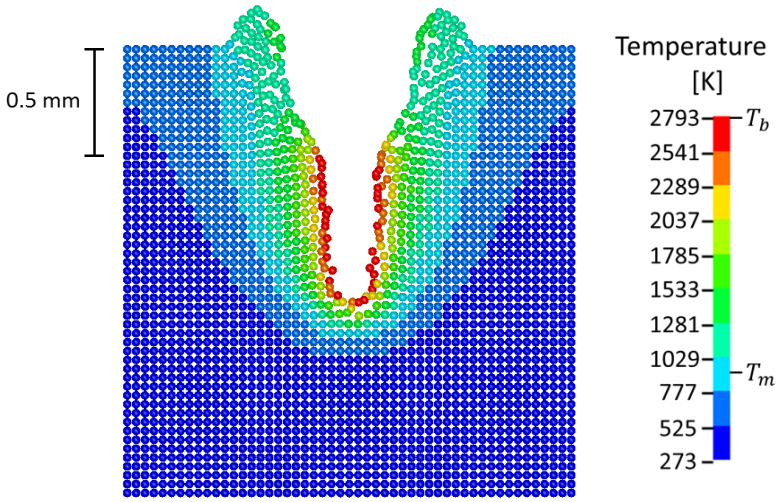


(b) Time 1 ms

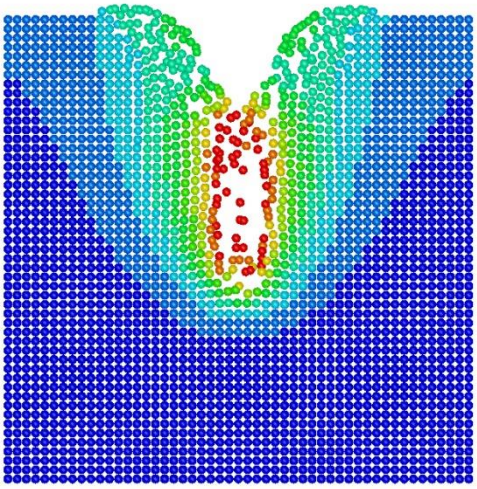


(c) Time 2 ms

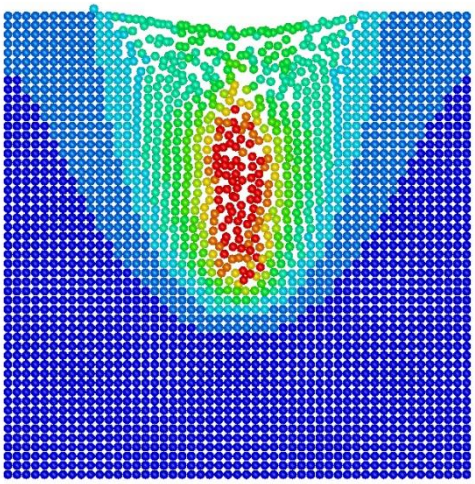
Fig. 3.9 Calculated molten pool and keyhole (laser radiation).



(a) Time 3 ms



(b) Time 5 ms



(c) Time 20 ms

Fig. 3.10 Calculated molten pool and keyhole (after radiation).

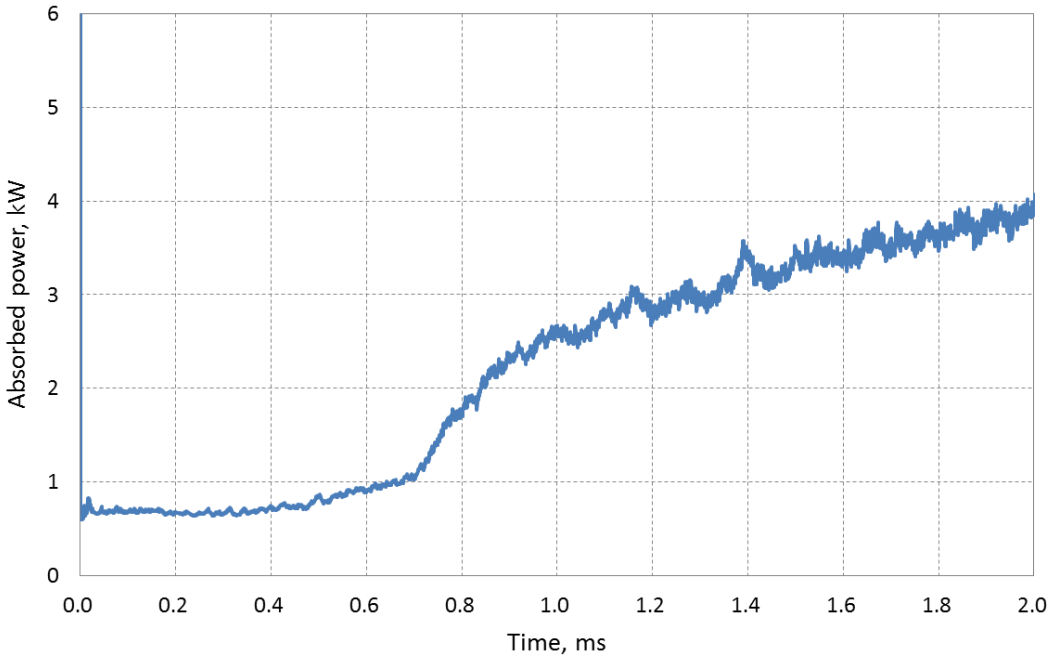
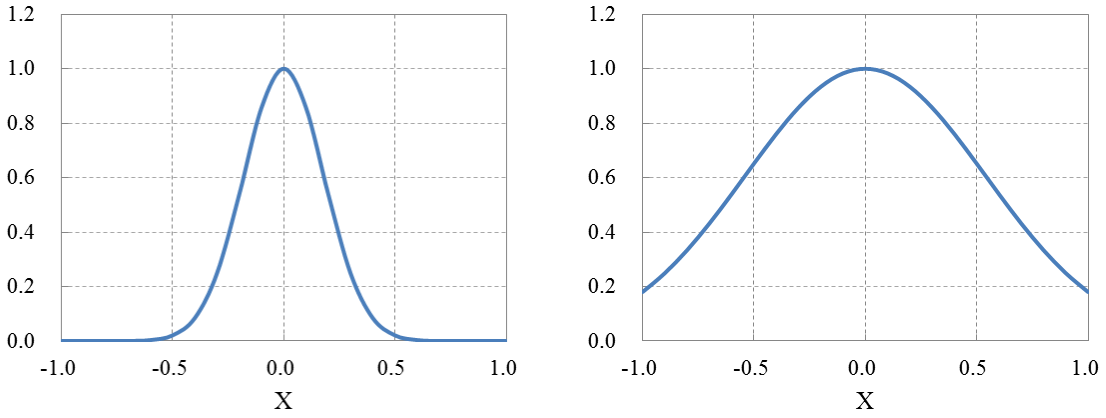


Fig. 3.11 Calculated power absorption.

3.4.3　キーホール形成におけるレーザパワー密度分布の影響

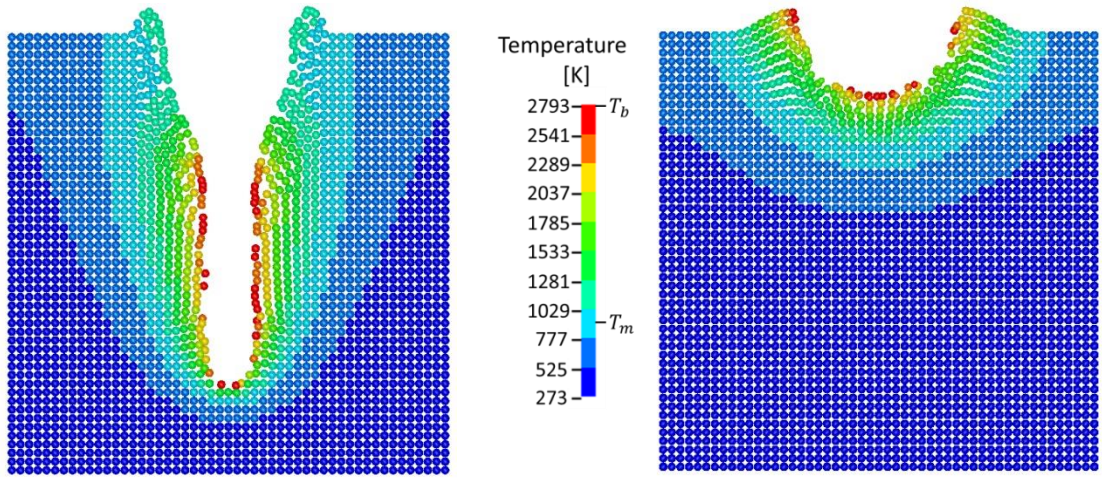
レーザ出力の分布を変え，キーホール形状への影響を調べた．レーザ光のプロファイルを表すパワー密度のガウス分布の分散 σ^2 を，0.27^2 から 0.18^2 または 0.54^2 と変えた．分散 $\sigma^2 = 0.18^2$ および 0.54^2 の場合のガウス分布を **Fig. 3.12** に示す．照射 2 ms 後のキーホール断面形状と温度分布を **Fig. 3.13** に示す．レーザパワーの吸収率の変化を **Fig. 3.14** に示す．

分散 σ^2 が 0.18^2 と小さく，エネルギーが照射径の中心に集中する場合，照射 2 ms 後には，キーホール径は 0.2 mm と小さく，深さは 1.6 mm となる．一方，分散 σ^2 が 0.54^2 と大きい場合には，キーホール径は 0.8 mm と大きく，深さは 0.3 mm と浅いことを確認した．分散が大きく，キーホールが深くならない場合には，キーホール内での反射回数が 1 回または 2 回であり，レーザパワーの吸収量は 0.6 kW（吸収率 10 %）から 1.0 kW（吸収率 16 %）と小さく，キーホールが成長しないことが明らかになった．



(a) Gaussian, $\sigma^2 = 0.18^2$　　(b) Gaussian, $\sigma^2 = 0.54^2$

Fig. 3.12 Laser power distribution.



(a) Gaussian, $\sigma^2 = 0.18^2$　　(b) Gaussian, $\sigma^2 = 0.54^2$

Fig. 3.13 Calculated molten pool and keyhole (Time 2.0 ms).

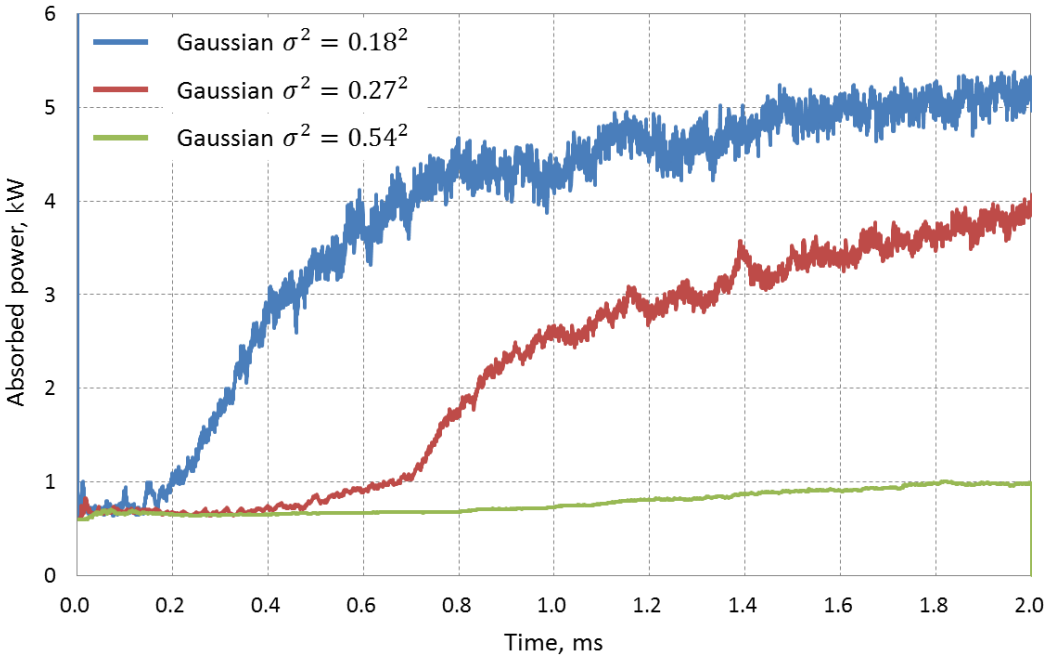


Fig. 3.14 Calculated power absorption (Gaussian $\sigma^2 = 0.18^2$, 0.27^2, 0.54^2).

3.5　結言

レーザ溶接における溶融現象をシミュレーションするために開発した，レーザ光照射，フレネル吸収率，蒸発による反跳圧を考慮した計算モデルについて述べた．本数値計算手法を用いて，アルミ材を対象にして，レーザスポット照射による溶融計算を行い，本研究にて開発した粒子法を用いた計算手法の適用性を確認し，以下の結果を得た．

(1) レーザ照射直後，レーザ照射部においてすぐに蒸発が発生し，その反跳圧から周囲の溶融金属が押し広げられ，キーホールが形成される様子が再現された．

(2) 照射時間2 msで形成されたキーホールは，照射停止後20 ms後には表面張力によって完全に閉じられ，キーホールの複雑な表面形状においても，表面張力の計算モデルが適切に溶融金属の表面挙動を表現していることが確認された．

(3) レーザ光の反射を考慮した計算モデルを用いると，キーホール形状によって，反射回数が変化することで，レーザパワーの母材に吸収される割合が変化し，キーホールが深くなるほど，レーザパワーの吸収率が高くなることが確認された．

さらに，レーザ光のプロファイルを表すレーザパワー密度分布の溶融池およびキーホールへの影響を調査し，以下の結果を得た．

(4) レーザパワー密度分布の分散が小さく，投入エネルギーが照射径の中心に集中する場合，キーホールの径は小さく，深くなる．パワー密度分布の分散が大きい場合には，キーホールの径は大きく，浅くなることが確認された．

(5) レーザパワー密度分布の分散が大きく，キーホールが深くならない場合には，キーホール内での反射回数が少ないため，吸収率が小さく，キーホールが成長しないことが明らかになった．

以上の結果から，MPS 粒子法を基に，レーザ光の反射および吸収，蒸発反力を考慮して開発した本計算手法は，レーザ照射による溶融およびキーホール形成過程の数値計算手法として有用であることが確認された．

第 4 章　粒子法を用いたレーザ溶接におけるキーホール形成機構の分析

4.1　諸言

レーザ溶接は，レーザ照射部を局所的に溶融・蒸発させることで深いキーホールを得て，高速かつ精密な溶接が可能な溶接法である．また，アーク溶接に比べて低入熱のため，溶接ひずみが大きく軽減され，高効率な溶接ができ，生産革新のために有効な溶接法でもある [2]．これまでにキーホールの形成機構に関する理論的・実験的な研究がなされてきた．例えば，深溶け込みレーザ溶接において，レーザ光吸収，熱伝導，溶融および蒸発等の物理現象を考慮した数値計算によって熱力学的および流体力学的な効果が明らかにされてきた [75-81]．また，キーホール挙動および溶接欠陥であるポロシティ生成機構等が X 線その場観察によって解明されてきた [82-85]．しかし，明らかにされたレーザ溶接現象は限定的であり，高品質レーザ溶接には，溶融池における詳細な現象解明が必要である．

本章では，高輝度・高出力レーザによる純チタンおよびステンレス鋼のメルトラン溶接について，第 3 章にて開発した手法を適用して数値計算を行った．計算効率化を図り，レーザ照射点を固定し，母材を移動させるとともに，粒子を前方で生成，後方で消去し，計算対象を溶融部周辺のみに絞った．また，X 線その場透視観察法を用いてキーホール形成過程を高速度観察し，キーホール形成過程の粒子法に基づく数値計算結果と比較することで，キーホール表面でのレーザ照射による温度変化や相変化，溶融部の挙動を明らかにするとともに，キーホール現象を特徴づける蒸発速度の変化とその原因を示し，理論的な視点から，キーホール形成機構の詳細な分析を行った．

本計算手法においては，レーザ照射による粒子間隔より細かい凹凸による局所的な反射および溶融池における複雑で高速な湯流れが再現されないため，これを補うために，局所的なレーザ光吸収および湯流れによる熱輸送の効果を考慮した．これらの妥当性について，純チタンのレーザ溶接時のキーホール形成の数値計算において検証を行った．

4.2　計算コストと計算効率化

移動熱源の場合，計算コストが格段に大きくなる．１ステップあたりの計算時間は，計算対象の自由度に従う．陰的解法により非圧縮流れを解く場合，計算コストは自由度の２乗に比例するが，陽的解法を用いる場合，計算時間は自由度に比例する．移動熱源の場合，

レーザ照射に比べ，計算対象範囲が大きいため，その分コストも大きくなる．計算コストを小さくするために，以下の工夫を行った．

（1）粒子間隔を大きくする

計算対象の粒子間隔を n 倍すると，モデルの粒子数は $1/n^3$ になる．仮に計算時間が自由度に比例するとしても，計算時間は $1/n^3$ に短縮される．さらに，クーラン条件によって制限される計算ステップの時間増分も，粒子間隔に比例して長くなるため，計算ステップ数は 1/n になる．したがって，粒子間隔を n=2 倍にすると，少なくとも計算時間は 1/16 にまで短縮される．しかし，粒子間隔を大きくすると，現象の再現性が低下するため，計算対象とする現象を表現できる最大の粒子間隔に抑えなければならない．本研究では，レーザ照射径と粒子間隔の比を 4 ： 1 程度とし，これはキーホールを再現できる最大の粒子間隔と考えた．

（2）モデル化範囲を最小にする

モデル化の範囲を小さくすることで，粒子数を減らし，計算を効率化する．レーザ照射の計算では，溶融池が生成される範囲をあらかじめ予測して，モデルの寸法を定める．ただし，レーザの移動を考慮してモデルを大きくすれば，その分対象が大きくなり，計算時間に影響する．そこで，溶接が行われている領域に着目し，レーザを固定し，材料を移動させる．溶接速度に合わせて前方で粒子を生成し，溶接後方では凝固後の粒子を消去することで，モデル化する対象は，溶融部周辺のみでよく，全溶接線長を対象とした計算モデルを用いる必要はない．

4.3　純チタンレーザ溶接時のキーホール形成機構の分析

純チタンに対して異なるレーザ出力でメルトラン溶接を行い，キーホールの形成過程の X 線透視観察を行った．また，本研究にて開発した計算手法により，レーザ光の反射およびフレネル吸収と蒸発による反跳圧を考慮して数値計算を行った．X 線透視観察結果との比較により本計算手法の適用性を確認するとともに,キーホール内部現象の解明を試みた．

4.3.1　供試材および実験方法

供試材は純チタン TP340 の板材，幅 4 mm，厚さ 30 mm，長さ 70 mm を用いた．実験に使用したレーザ発振器は，最大出力 16 kW の連続発振型のディスクレーザ装置で，波長 1.03 □m である．実験構成を模式図的に **Fig. 4.1** に示す．レーザ光は，発振器からコア径

ϕ 0.2 mm のファイバーによって，レーザ加工ヘッドに伝送され，焦点距離 600 mm のレンズにて集光され，ビームスポット径はϕ 0.6 mm になる．レーザ光は，スパッタ抑制のため前進方向に 10 度傾けた．供試材表面を焦点位置に固定し，溶接条件は **Table 4.1** に示す通り，溶接速度を 100 mm/s とし，出力を 4 または 6 kW としてメルトラン溶接を実施した．

レーザ照射によるキーホール生成過程の透視観察に使用した X 線透視装置は，マイクロフォーカス X 線発生装置（最大電圧 230 kV，最大電流 1 mA，最高解像度 4 μm）を有している．供試材を通過した X 線は，高速応答イメージングイテンシファイア（残光時間：0.1 ms），高速度カメラ（最大 10000 fps）を通して観察できる．本実験では **Fig. 4.1** に示すように，溶接方向およびレーザ入射方向に垂直な方向から X 線を透過させ，試料の側面からキーホール生成過程を 1000 fps で透視観察した．

4.3.2　計算方法

純チタン材 TP340 に対してレーザ移動照射を行った場合の溶融現象について粒子法による数値計算を行った．純チタン材の計算モデルとして，**Fig. 4.2** に示す幅 4 mm，厚さ 6 mm，長さ 7.2 mm の直方体モデルを用いた．粒子を 0.08 mm 間隔に配置し，352,716 個の粒子で構成される．計算ステップの時間増分は 10^{-3} ms とした．純チタン TP340 の材料物性 [103]は，**Table 4.2** に示す通りに与えた．レーザ光は，実験に合わせてスポット径 0.6 mm とし，前進方向に 10 度傾けて入射した．なお，計算ではレーザを固定し，溶接速度に合わせて粒子モデルを後方に移動させた．このとき，最後列では粒子を消去し，最前列では固相の粒子を所定の配置で生成した．

レーザ照射および反射時のレーザ光の吸収を計算するため，レーザ光粒子を **Fig. 4.2** に示すように直方体モデルの上部に正方形状に 6×6 個配置し，照射径に合わせ分散σ^2 =0.54^2 のガウス分布に従ってパワー密度を与えた．パワー密度分布を **Fig. 4.3** に示す．なお，光粒子の配置間隔をこれより小さくし，配置数を増やした場合にも，計算結果の違いは僅かであることを確認している．

レーザ光粒子は，焦点位置に向かい，実験条件と同じ角度で進む．レーザ光が母材または溶融池表面で反射する際には，フレネルの式による吸収率に従い，保有するエネルギーを反射位置の粒子に分け与える．チタンの光の吸収率は **Table 4.3** に示す値 [101]を用いた．また，チタンの入射角と吸収率の関係を **Fig. 4.4** に示す．レーザ光は異なる振動方向の電

磁波が均等に混在していると仮定し，p 偏光と s 偏光の吸収率の平均値を用い，キーホール表面における粒子では表現できない微小領域での反射を考慮する係数αを乗じて，吸収率を次の通り与える．

$$A = \frac{\alpha(A_p + A_s)}{2} \tag{4.1}$$

係数αは，キーホール表面の凹凸等の影響による局所的なレーザ光吸収の増加を表す．

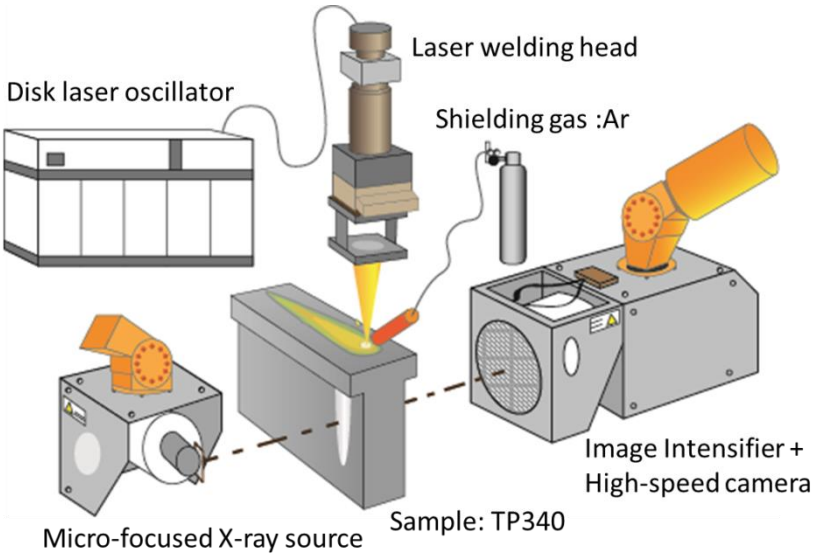


Fig. 4.1 Schematic illustration of experimental setup for X-ray in-situ observation of keyhole formation in laser welding.

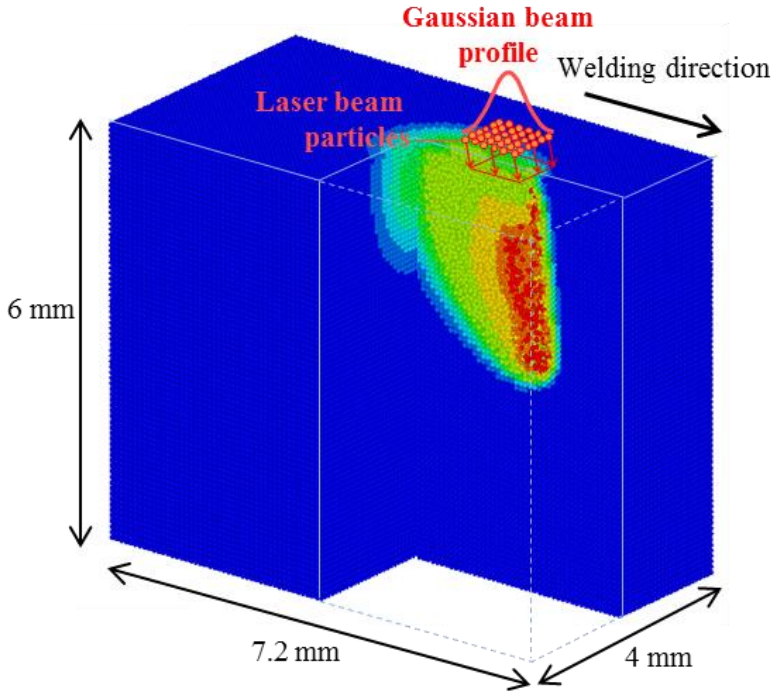


Fig. 4.2 Calculated model of keyhole formation in laser welding.

Table 4.1 Laser welding conditions for pure titanium.

Laser power, P	4, 6 kW
Welding speed, v	100 mm/s

Table 4.2 Material properties of pure titanium.

Density, ρ	0.0045 g/mm^3
Specific heat capacity, c	700 mJ/(g-K)
Thermal conductivity, λ	16 mJ/(mm-K-s)
Surface tension, σ	0.00165 N/mm
Kinematic viscosity, ν	1.15 mm^2/s
Melting temperature, T_m	1953 K
Boiling temperature, T_b	3535 K
Heat of melting, h_m	1760 mJ/mm^3
Heat of evaporation, h_b	37372 mJ/mm^3

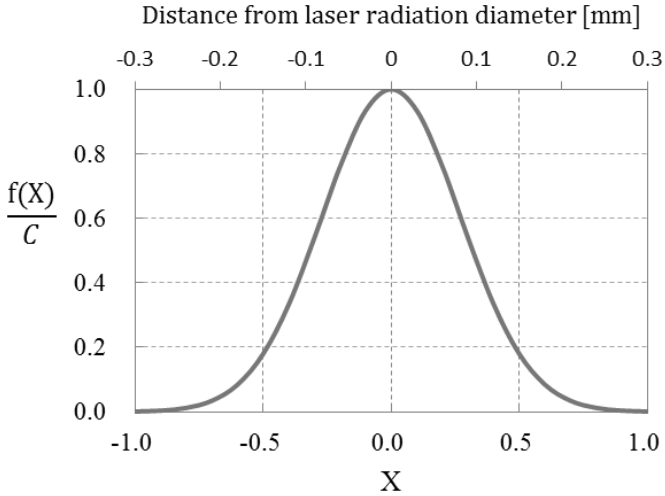


Fig. 4.3　Gaussian distribution (σ^2=0.27^2).

Table 4.3 Optical constant of metal Ti.

Frequency	*n*	*k*
1.030 μm	3.4	4.0

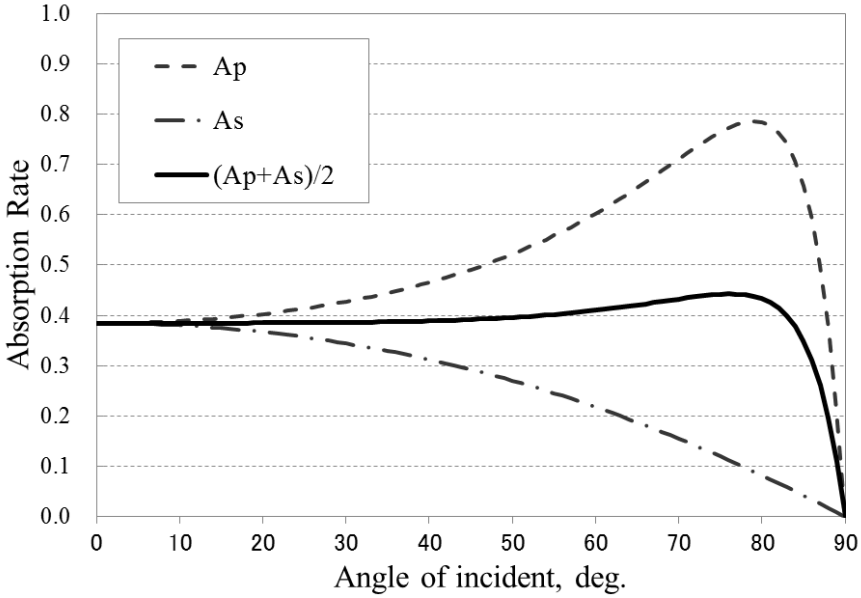


Fig. 4.4 Fresnel absorption rate of metal Ti.

4.3.3　X線透視観察と数値計算との比較

チタンTP340 を用いて，メルトラン溶接を**Table 4.1** に示す条件で行った．出力が4 kWでのX線透視高速度カメラによって観察されたキーホール形成過程を**Fig. 4.5**に示す．なお，0 msはレーザ照射開始時間である．　1 msで深さ0.7 mmのキーホールが観察された．キーホール深さは，2 msで1.2 mm，4msで1.7 mmに達するが，その後，成長速度は低下し，16 msで2.6 mmの深さに至った．キーホールの成長速度は，レーザ照射直後の0.7 m/sから，6 msの時点で0.2 m/sにまで大きく減速することがわかった．

同じ溶接条件で，数値計算にて計算されたキーホールの断面を**Fig. 4.6**に示す．式(4.1)のレーザ光の吸収係数αは1.0とした．照射1 msで深さ0.6 mmのキーホールが成形された．2 msで1.4 mm，4 msで1.8 mmに達するが，その後，キーホールは後方に丸く膨らんで成長が止まり，16 ms後には深さ1.5 mmと浅くなり，実験のX線透視観察と異なる結果となった．膨らんだ原因としては，キーホール底部でのレーザ反射の影響が推察される．

キーホール内の蒸発部でのレーザ光の反射および吸収の局所的な現象については，0.08 mm 間隔の粒子で表現できないので，局所的な反射によるエネルギー吸収の考慮が必要であることが予想される．さらに，本研究の粒子法による数値計算では，現実的な計算時間で扱える粒子数で，溶融池の複雑かつ高速な流動は再現されないため，流動による熱輸送の効果を考慮する必要がある．SUS304 のレーザ溶接では，3 次元 X 線透視観察により，キーホール周囲から溶融池の下部または上部を通って溶融池後方へ流れ，その後キーホールに戻ってくる湯流れが複雑に生じ，流れの速さは平均で 0.5 m/s であることが報告されている [82]．よって，粒子法を用いた数値計算では表現されない，レーザ光吸収の局所性と湯流れによる熱伝導による，キーホール形成現象への影響の分析が必要である．

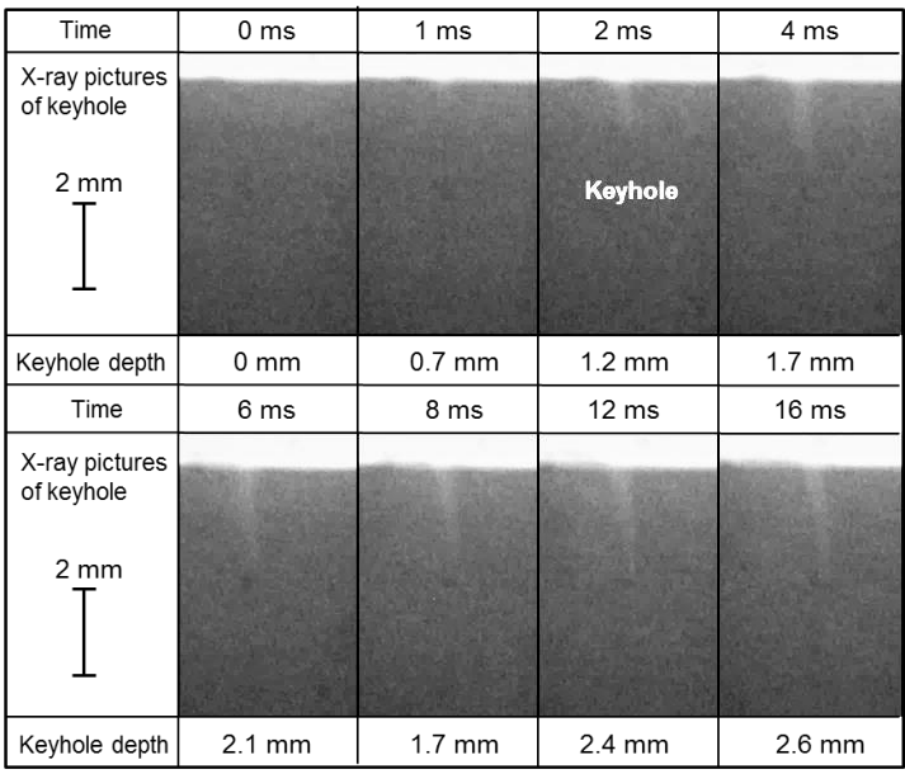


Fig. 4.5 X-ray observation of keyhole formation at 4 kW power and 100 mm/s speed.

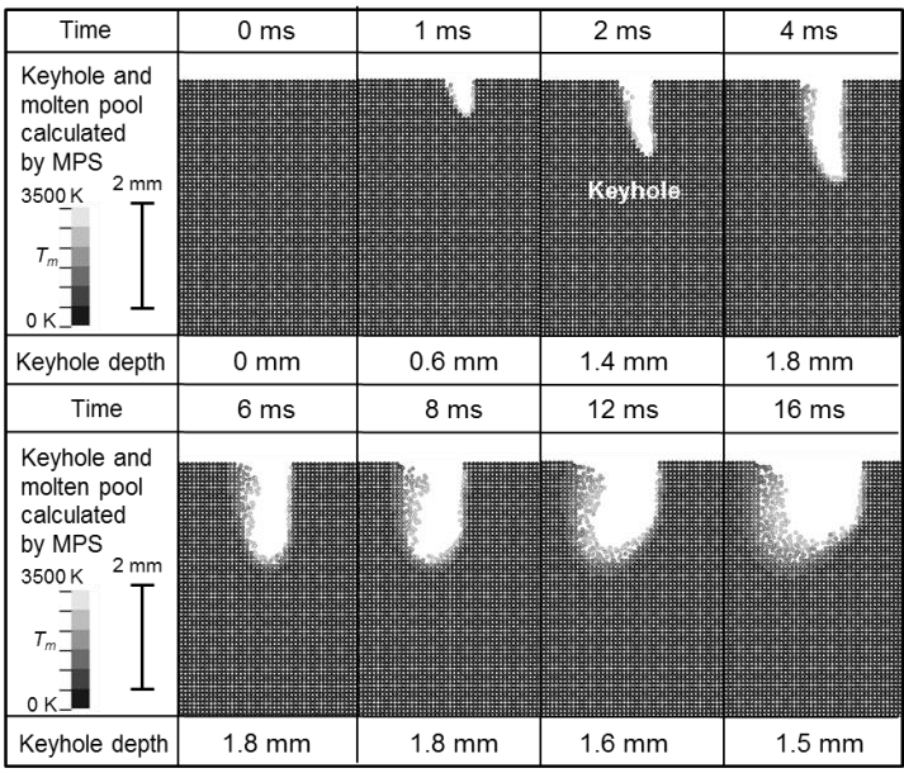


Fig. 4.6 Calculated results of keyhole formation at 4 kW power and 100 mm/s speed. (Absorption×1.0, thermal conductivity×1.0).

4.3.4　キーホールにおける局所的なレーザ光反射の考慮

レーザ光の局所的な反射と吸収を考慮するため，フレネルの吸収率に乗じる係数αを1.0から，α=0.5，2.0と変えて，数値実験的にレーザの反射と吸収がキーホール形状への影響を調べた．α=0.5は金属蒸気などの影響でキーホール表面に半分しかレーザ光が照射されない，吸収率が低い場合を数値計算にて仮定した場合であり，α=2.0は局所的な凹凸で反射が2回起こり，レーザ吸収が見かけ上2倍に増加した場合である．これらの吸収率を変えたケースについて，キーホールの成長を比較したものを**Fig. 4.7**に示す．高速度カメラを用いてX線透視観察を行った1 ms間隔のキーホール深さを黒丸付き破線で示し，数値計算によって得られたキーホール深さを実線または破線で示す．吸収係数αが大きいほど，局所的に与えられるエネルギーが多く，キーホールの成長速度が大きいことが確認される．

吸収係数α=0.5 とした数値計算の場合，照射 3 ms までのキーホーの成長速度は 0.15 mm/s 程度で，実験と比べて約 1/4 である．また，実験では 3 ms 以降も 0.05 mm/s 程度で成長が続いているが，α=0.5 とした数値計算では 8 ms で成長が止まった．数値計算で得られたキーホールの断面とレーザ光の反射の様子を **Fig. 4.8** に示す. レーザ光入射時に，2 割程度のエネルギーが吸収され，残りの 8 割のエネルギーを持つレーザ光は，キーホール内で 3 回以上反射し，キーホール内全域にエネルギーを分散して与える．そのため，キーホールの断面形状は丸くなり，さらに広い範囲でのレーザ光の反射を促す．エネルギー吸収が広い範囲に分散される場合，丸く浅いキーホール形状が得られ，出力の 3 割から 5 割のエネルギーを持つレーザ光がキーホールの外部に飛び出すことが明らかになった．

吸収係数α=1.0の場合，レーザ光入射時に，4割のエネルギーが吸収され，6割が反射によって拡散される．キーホールの先端では，到達したレーザ光が複数回反射し，レーザ出力の4割程度のエネルギーが与えられる．照射直後3 msまでのキーホールの成長速度は，α=0.5の場合の約3倍の0.6 mm/s程度になり，実験と同様の成長速度が得られた．しかし，3 ms以降，キーホール後方に幅が0.5 mm程に広がると，レーザ光がキーホール内において分散され，キーホール先端での蒸発量が減少し，キーホールの成長が止まった．8 ms以降は，α=0.5の場合と同様に，キーホールは浅くなる方向に変化し，後方に幅が広がった．

吸収係数α=2.0の場合，レーザ光入射時に，8割のエネルギーが吸収され，2割が反射で拡散される．キーホール先端での吸収エネルギーは，レーザ出力の6割程度で，α=1.0の場合と比較して1.5倍程度の違いがあり，成長速度も同程度の違いである．3 msまでは0.8 mm/s程度でキーホールが成長した．α=2.0の場合，一度目の反射でほとんどのエネルギー

が吸収される点がα=1.0の場合と異なり，局所的なエネルギー吸収を考慮することで，X線透視観察と同様の鋭いキーホール形状が得られた．

ただし，吸収係数α=2.0の場合でも，蒸発によって失われる溶融金属が多く，8 ms以降は，キーホールが1 mm以上後方に大きく開き，α=0.5およびα=1.0の場合と同様に，レーザの局所的な反射吸収から，広い範囲での反射に変化している．このため，レーザ照射点における蒸発量が低下し，深いキーホールを維持できなくなるため，キーホール深さは照射6 msで2.7 mmをピークに，2.2 mmまで低下した．

数値計算結果から，レーザ光の後方への反射が多くなるにつれて，キーホールは膨らむ傾向があり，キーホールの成長速度が低下することが明らかになった．実験ではキーホールの形状は時間経過に関わらず，鋭く維持される．この違いの原因は，溶融池の複雑かつ高速な流れが数値計算にて再現されておらず，熱輸送の効果が得られず，蒸発に消費されるエネルギーが過大となるためと考えられる．

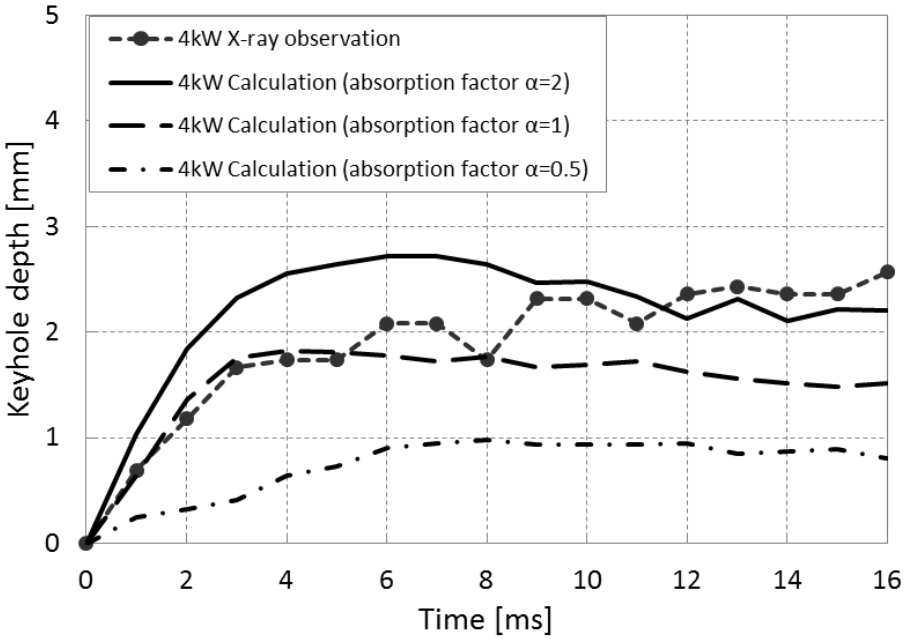
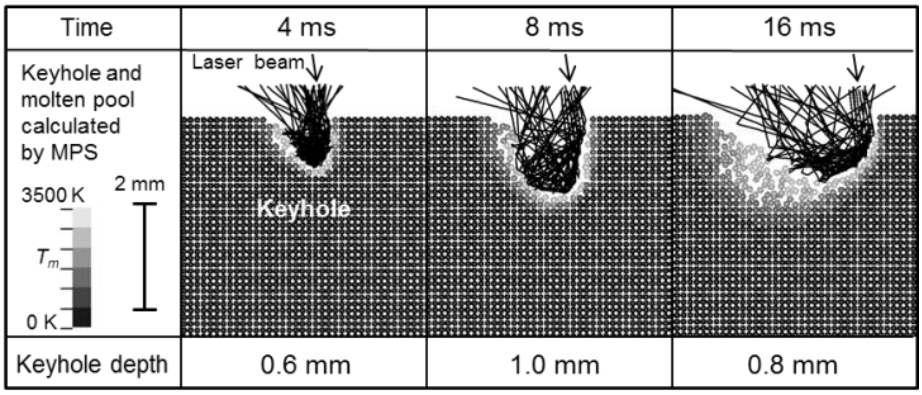
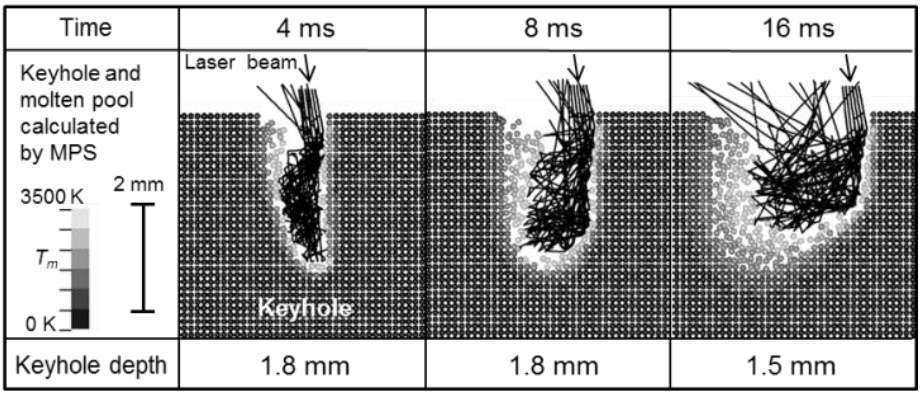


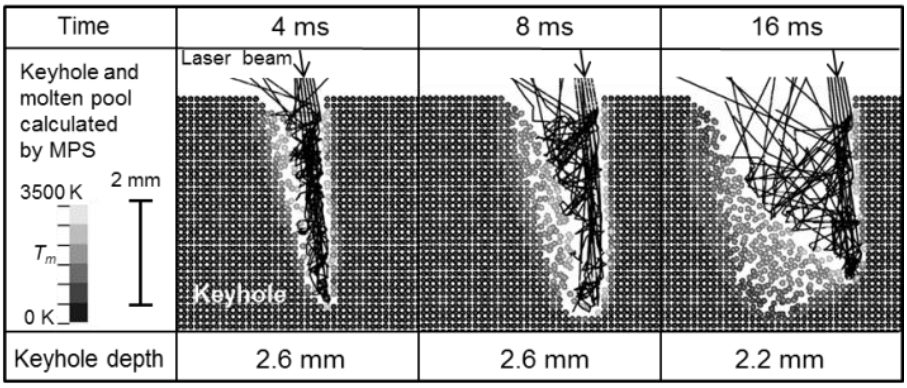
Fig. 4.7 Comparison of keyhole depth between X-ray observation and MPS calculation at 4 kW power and 100 mm/s speed (absorption factor α=0.5, 1.0, 2.0).



(a) Laser beam absorption factor α=0.5.



(b) Laser beam absorption factor α=1.0.



(c) Laser beam absorption factor α=2.0.

Fig. 4.8 Calculated laser reflection in keyhole at 4 kW power and 100 mm/s speed.

4.3.5　溶融池の湯流れによる熱輸送の考慮

粒子法では表現できない湯流れによる熱輸送を考慮するため，溶融池の熱伝導率を固相の場合の1倍から，2倍，10倍と変えて計算を行った．レーザ光の吸収率については，実験

のキーホール形状が再現されるα=2.0を採用する．

キーホール深さの比較を**Fig. 4.9**に示す．熱伝導率を1倍にしたケースでは，前述の通り，過大な溶融金属の蒸発によりキーホールが後方に1 mm以上開き，エネルギー吸収が局所から広域に変化した．キーホール深さは6 ms以降減少し，6 ms以降も成長を維持する実験結果と異なる変化を示した．溶融池の熱伝導を2倍にした場合，過大な蒸発は解消され，キーホールは鋭い形状のまま維持された．しかし，実験と比較するとキーホールの成長が大きく，キーホール深さに1 mm程の違いが見られる．溶融池の熱伝導を10倍にした場合は,蒸発に消費されるエネルギーが低下し,実験と一致するキーホールの成長が得られた．

溶融池の熱伝導を10倍にした場合に，数値計算にて計算されたキーホールの断面を**Fig. 4.10**に示す．キーホール径0.3 mm程の鋭い形状が維持されている．溶融池の高速な湯流れは再現されていないが，溶融池の熱伝導率を10倍にしているために，蒸発に消費されるエネルギーは低減し，実験同様のキーホール形状が維持された．

数値計算では，キーホールの形成過程と，レーザと共にキーホールが移動する様子が再現された．キーホール形成過程においては，レーザ光が金属表面に当たると，材料の吸収率に応じて，光エネルギーの一部が吸収され，表面温度の上昇または蒸発が起こる．蒸発が進むと，反跳圧によって周囲の溶融金属が押し広げられ，キーホールが成長する．キーホールの深さが数ミリメートルに達すると,レーザ光の多くが壁面で多重反射を繰り返し，広い範囲でエネルギー吸収が起こる．レーザの移動に伴いキーホール内の加熱部が前方に移り，蒸発と反跳圧によってキーホールが移動しながら深くなる．キーホール後方では，溶融池が表面張力により閉じる挙動を確認した．

粒子法を用いた本数値計算では，溶融池の湯流れによる熱輸送を溶融池の熱伝導を上げることで考慮し，過大に蒸発で消費される熱量が低減され，溶融金属の損失が抑えられ，X線観察で見られたキーホールの鋭い形状が再現されることがわかった．

本計算手法を用いてキーホール形状と成長速度を実験と一致させるためには，局所的なレーザ反射および湯流れによる熱輸送を考慮することが重要であることがわかった．

出力 4kW での数値計算によるレーザ照射時間とキーホール深さ 1 mm 当たりの蒸発速度（単位時間当たりの蒸発質量であり，式(3.7)で表される）の関係を **Fig. 4.11** に示す．供試材表面から深さ 1 mm 毎の区間の蒸発速度を積み上げて示している．なお，キーホール前壁すべてが蒸発することはなく,キーホール前壁の粒子は,蒸発に伴う反跳圧を受け，湯流れによって後方に移動している，照射開始直後から蒸発は発生し，供試材表面から深

さ 1 mm までの区間(1)にて，照射 1 ms で蒸発速度は最大 0.29 g/s をとり，キーホールの深さが 1 mm を超えると，区間(2)での蒸発が発生し，5 ms で最大 0.17 g/s，区間(3)では，12 ms で最大 0.14 g/s となった. 全区間の合計蒸発速度は, 1 ms での 0.29 g/s をピークに，キーホールの成長に伴い低下した．これはキーホールが深くなると，キーホール内の広い範囲でレーザ光が多重反射し，キーホール先端におけるパワー密度が低下することが原因である.

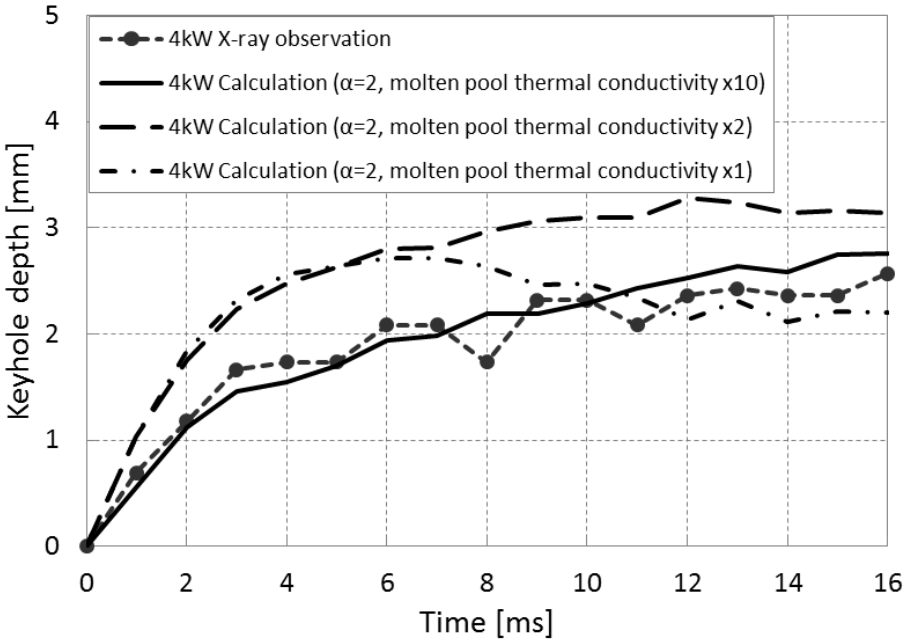


Fig. 4.9 Comparison of keyhole depth between X-ray observation and MPS calculation at 4 kW power and 100 mm/s speed (absorption factor α=2.0, molten pool thermal conductivity ×1, ×2, ×10).

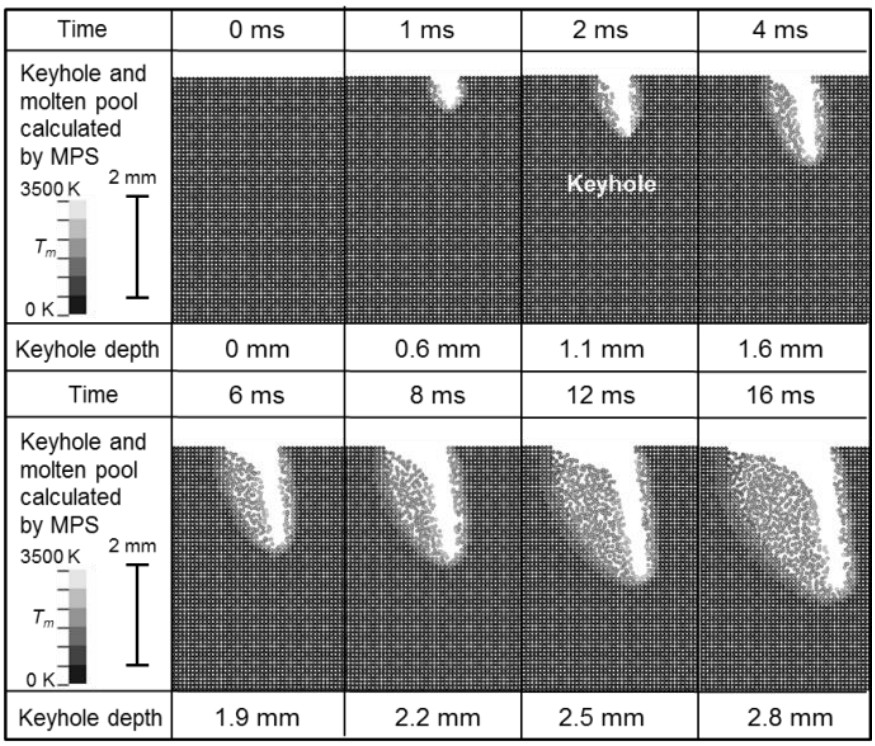


Fig. 4.10 Calculated results of keyhole formation at 4 kW power and 100 mm/s speed (absorption factor α=2.0, molten pool thermal conductivity×10).

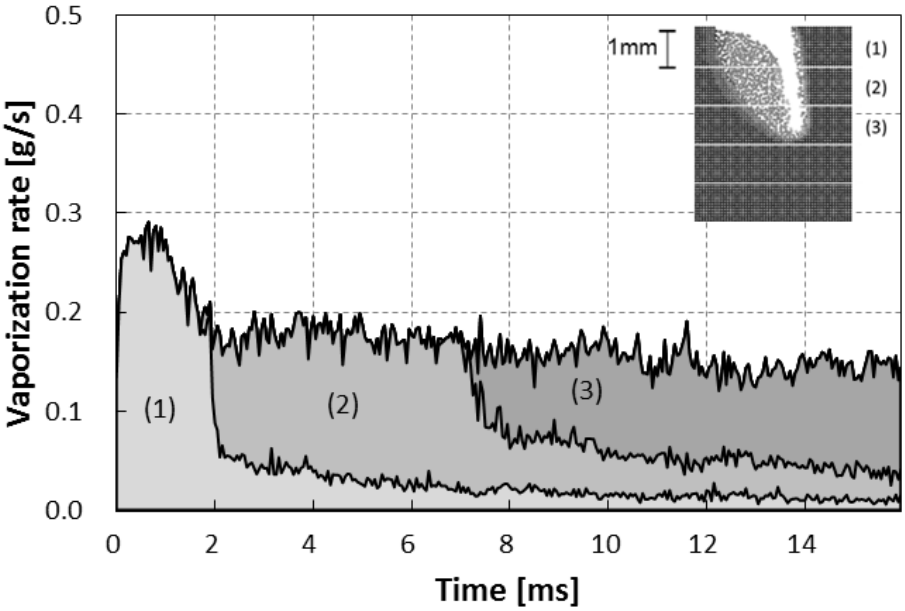


Fig. 4.11 Vaporization rate at 4 kW power and 100 mm/s speed.

4.3.6　キーホール形成におけるレーザ出力の影響

出力6 kWの場合のX線透視高速度カメラによって観察されたキーホールの断面を**Fig. 4.12**に示す．0 msはレーザ照射開始時間である．1 msで深さ1.3 mmのキーホールが観察された．キーホールは2 msで2.4 mm，4 msで3.3 mmに達し，その後，成長速度は低下し，16 msで4.0 mmの深さに至った．出力4kWと同様の成長速度の減少が確認された．次に局所的な吸収および溶融池の湯流れによる熱輸送を考慮して，吸収係数α=2.0，熱伝導を10倍にした数値計算にて得られたキーホールの断面を**Fig. 4.13**に示す．1 msで深さ1.4 mmのキーホールが成形された．キーホールは2 msで2.0 mm，4 msで2.6 mmに達し，その後，16 msには4.0 mmの深さに達し，出力6 kWの場合でも，X線透視観察結果と良く一致するキーホール形成過程が再現された．

キーホールの深さの変化について，出力4 kWおよび6 kWの場合を**Fig. 4.14**にて比較した．X線透視観察結果を黒丸付き破線で，数値計算の結果を実線で示す．X線透視観察および数値計算のどちらにおいても，出力4 kWでは照射直後2 msまでは0.5 m/s程度で成長し，出力6 kWでは2 msまで1 m/s程度で成長する．4 ms以降は，出力に関わらず，キーホールの成長速度は0.1 m/s以下となり，緩やかな成長を示した．

出力による違いを見ると，照射直後2 msまでの出力6 kWでのキーホール成長速度は，4 kWの場合の2倍近くであった．4 ms以降にキーホールの成長速度が大きく低下してから，出力6 kWでのキーホールの深さは，4 kWの場合1.5倍程度であり，キーホールの成長はレーザ出力とほぼ比例関係にあることがわかった．

数値計算にて得られた温度分布に着目すると，出力に関わらず，レーザ照射2 msには，溶融温度T_m 1953 Kに達する範囲は0.2 mm程度であり，溶融池はほとんど生成されないが，12 msではキーホール後方に1 mm程度の範囲で融点以上に達し，溶融池が後方に伸びていることが確認された．よって，キーホールと溶融池の形成過程を比べた場合，先にキーホールが形成されることが明らかになった．

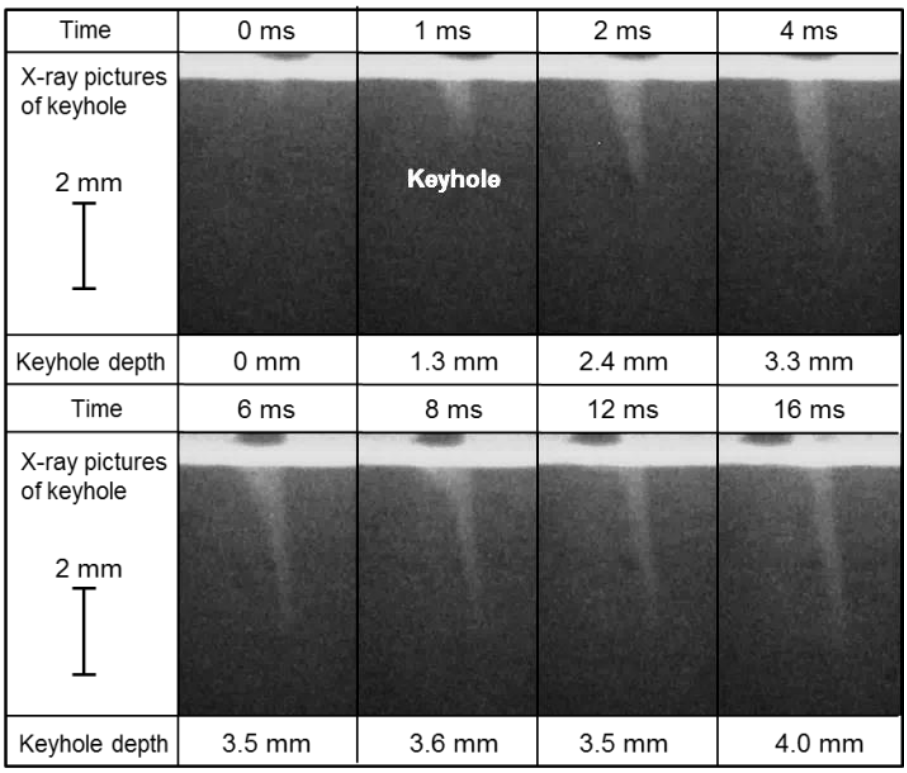


Fig. 4.12 X-ray observation of keyhole formation at 6 kW power and 100 mm/s speed.

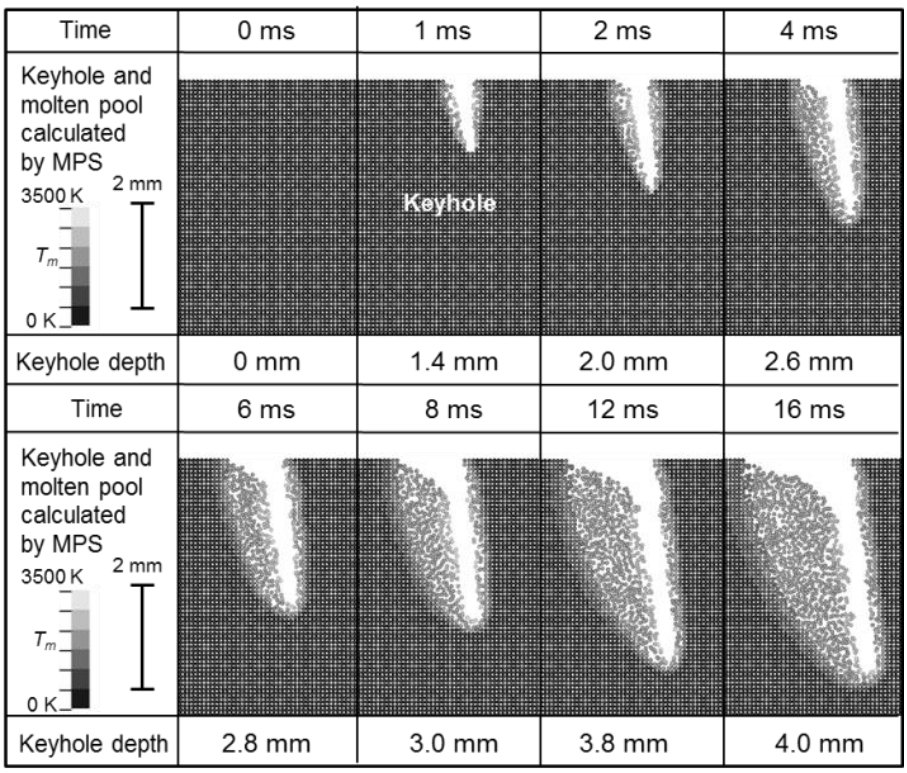


Fig. 4.13 Calculated results of keyhole formation at 6 kW power and 100 mm/s speed (absorption factor α=2.0, molten pool thermal conductivity×10).

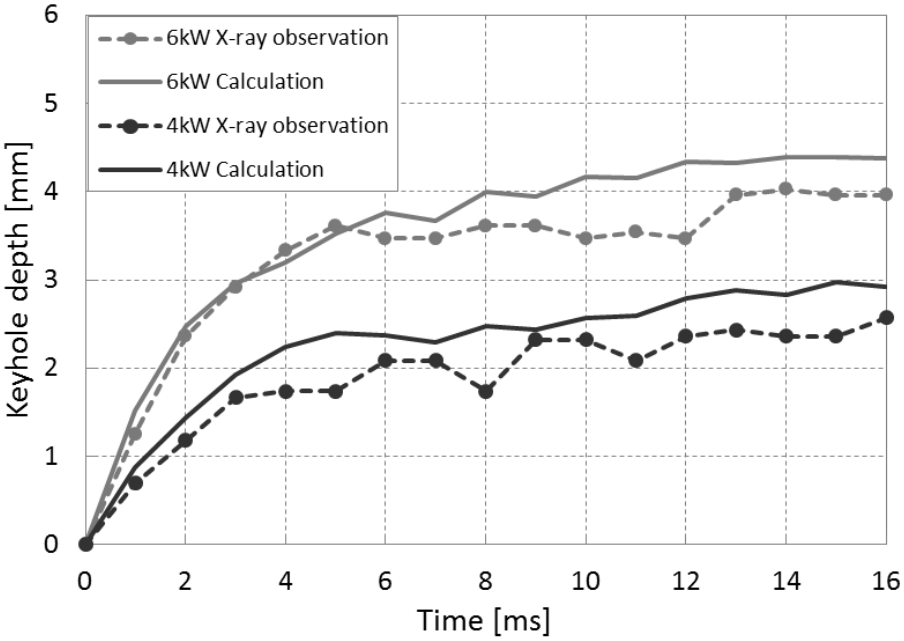


Fig. 4.14 Comparison of keyhole depth between X-ray observation and MPS calculation at 4 kW and 6 kW power and 100 mm/s speed (absorption factor α=2.0, molten pool thermal conductivity ×10).

出力 6kW での数値計算による蒸発速度を **Fig. 4.15** に示す．区間(1)にて，照射後 0.2 ms で最大 0.44 g/s をとり，区間(2)では，1.5 ms で最大 0.17 g/s，区間(3) では，6 ms で最大 0.2 g/s，区間(4) では，15 ms で最大 0.18 g/s となった．出力 4kW の場合と同様に，全体の合計蒸発速度は，レーザ照射直後をピークに，キーホールの成長に伴い低下した．

4 kWと6 kWの場合を比較すると，合計の蒸発速度はレーザ出力に比例している．各区間での蒸発速度は，キーホール先端近くで最も大きく，表面に近いほど小さくなることがわかった．深さ1 mmの各区間において，キーホール先端が通過して，次の区間に侵入するとき，蒸発速度は最大をとることから，キーホール先端での蒸発が最も多く，穴掘りの駆動力になっていることが確認された．また，レーザ出力に関わらず，キーホール先端が通過した後，各区間での蒸発速度は，キーホールの成長に伴って低下し，同等の値に収束することがわかった．

キーホールの成長過程において，キーホール内に入射されたレーザ光のエネルギーは 90 %以上吸収されているが，全区間合計の蒸発速度は減少しており，吸収エネルギーの蒸発に消費される割合はキーホールが深くなるに従い低下することがわかった．

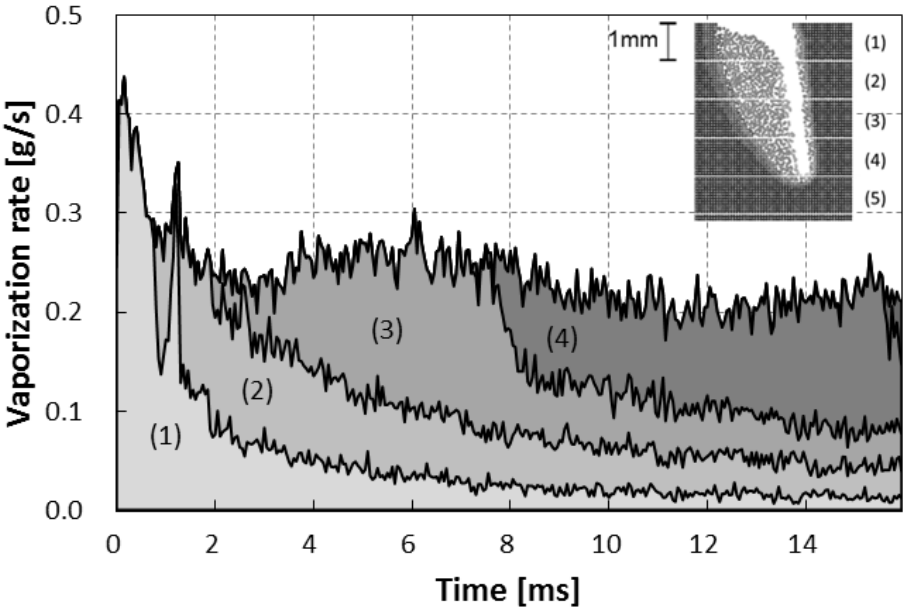


Fig. 4.15 Vaporization rate at 6 kW power and 100 mm/s speed.

4.4　ステンレス鋼レーザ溶接時のキーホール形成機構の分析

純チタンのレーザ溶接について行った分析と同様に，ステンレス鋼に対し，レーザ出力および溶接速度を変えてメルトラン溶接を行い，キーホールの X 線透視観察を行った．また，本研究にて開発した計算手法を用いて，レーザ照射によるキーホール形成過程の数値計算を行い，X 線透視観察結果との比較により本計算手法を検証するとともに，キーホール内における蒸発速度の変化に着目し，キーホール形成機構の詳細な解明を試みた．

4.4.1　供試材および実験方法

供試材はオーステナイト系ステンレス鋼 SUS304 の板材，幅 3mm，厚さ 50mm，長さ 150mm を用いた．実験に使用したレーザ発振器は，最大出力 16 kW の連続発振型のディスクレーザ装置で，波長 1.03 μm であり，実験装置は **Fig. 4.1** に示すものと同じ構成である．レーザ光は，発振器からコア径φ 0.2 mm のファイバーによって，レーザ加工ヘッドに伝送され，焦点距離 280 mm のレンズにて集光され，ビームスポット径はφ 0.27 mm になる．レーザ光は，スパッタ抑制のため前進方向に 10 度傾けた．供試材表面を焦点位置に固定し，溶接条件は **Table 4.4** に示す通り，レーザ出力および溶接速度を変え，メルトラン溶接を実施した．

溶融池内部のキーホール生成過程を透視観察するのに使用する X 線透視装置は，**4.3.1** にて説明したものと同じである．本実験においても **Fig. 4.1** に示すように X 線を透過させ，試料の側面からキーホール生成過程を 2000 fps で透視観察した．

Table 4.4 Laser welding conditions for SUS304.

Laser power, P	4, 6, 8 kW
Welding speed, v	50, 100, 167 mm/s

4.4.2　計算方法

ステンレス鋼材 SUS304 に対してレーザ移動照射を行った場合の溶融現象について数値計算を行った．**Fig. 4.16** に示す幅 4 mm，厚さ 6 mm，長さ 7.2 mm の直方体モデル（粒子間隔 0.08 mm，粒子数 352,716）を用い，ステンレス鋼の材料物性 [104]を **Table 4.5**，溶融後の物性 [103]を **Table 4.6** に示す通りに与え，**Table 4.4** のレーザ溶接条件下で数値計算を行った．なお，溶融金属の熱伝導係数は，粒子法で表現されない湯流れによる熱輸送の

影響を考慮し，固相の 5 倍の値を用いた．レーザ光は，実験に合わせてスポット径 0.27 mm とし，前進方向に 10 度傾けて入射した．本計算においてもレーザを固定し，溶接速度に合わせて粒子モデルを後方に移動させ，最後列では粒子を消去し，最前列では固相の粒子を所定の配置で生成した．

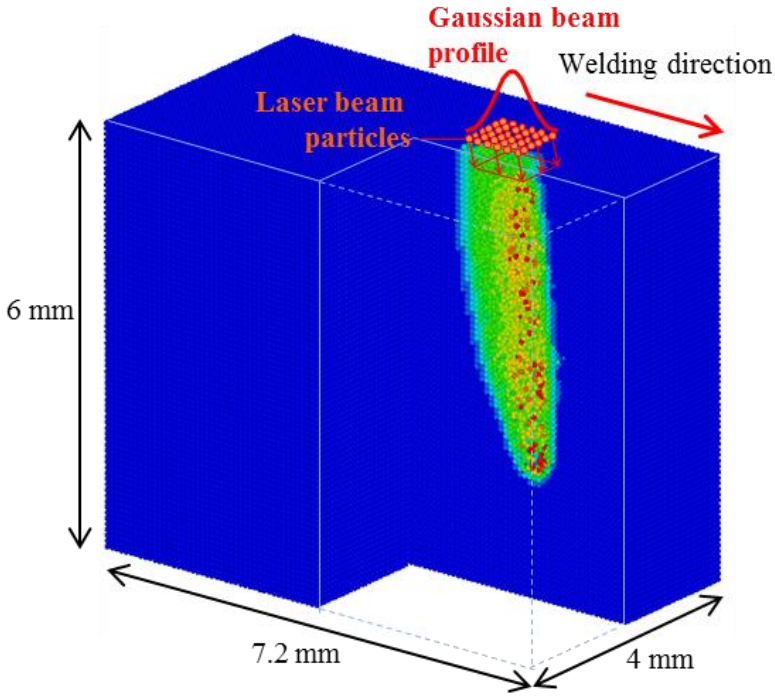


Fig. 4.16 Model for laser simulation.

Table 4.5 Material properties of stainless steel.

Density, ρ	0.00793 g/mm^3
Specific heat capacity, c	500 mJ/(g-K)
Thermal conductivity, λ	16 mJ/(mm-K-s)
Melting temperature, T_m	1723 K
Heat of melting, h_m	1929 mJ/mm^3

Table 4.6 Material properties of molten steel.

Surface tension, σ	0.00148 N/mm
Kinematic viscosity, ν	0.71 mm^2/s
Thermal conductivity, λ	80 mJ/(mm-K-s)
Boiling temperature, T_b	3135 K
Heat of evaporation, h_b	47488 mJ/mm^3

レーザ照射および反射時のレーザ光の吸収を計算するためのレーザ光粒子は，**Fig. 4.16** に示すように直方体モデルの上部に 6×6 個配置し，照射径に合わせσ^2 =0.36² のガウス分布に従ってパワー密度を与えた．レーザ光のパワー密度分布を **Fig. 4.17** に示す．

本数値計算に用いる純チタンの光学定数 [100]を **Table 4.7**，入射角度と吸収率の関係を **Fig. 4.18** に示す．レーザ反射時の吸収率Aは，p 偏光と s 偏光の平均値 $(A_p + A_s)/2$ に，キーホール壁面において粒子で表現できない微小領域での反射を考慮した係数αを乗じた値とした．　ここでも，純チタンのレーザ溶接時の数値計算と同様に，係数α=2を用いた．

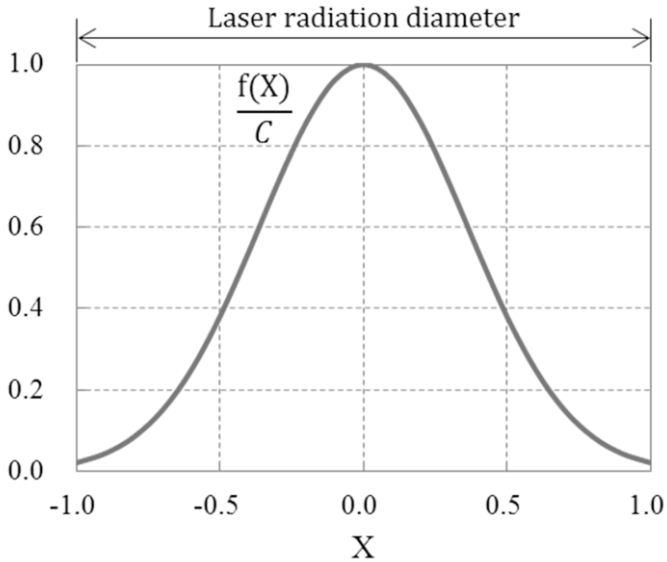


Fig. 4.17 Gaussian distribution (σ^2=0.36²).

Table 4.7 Optical constant of metal Fe (1809 K).

Frequency	*n*	*k*
1.030 μm	3.6	5.0

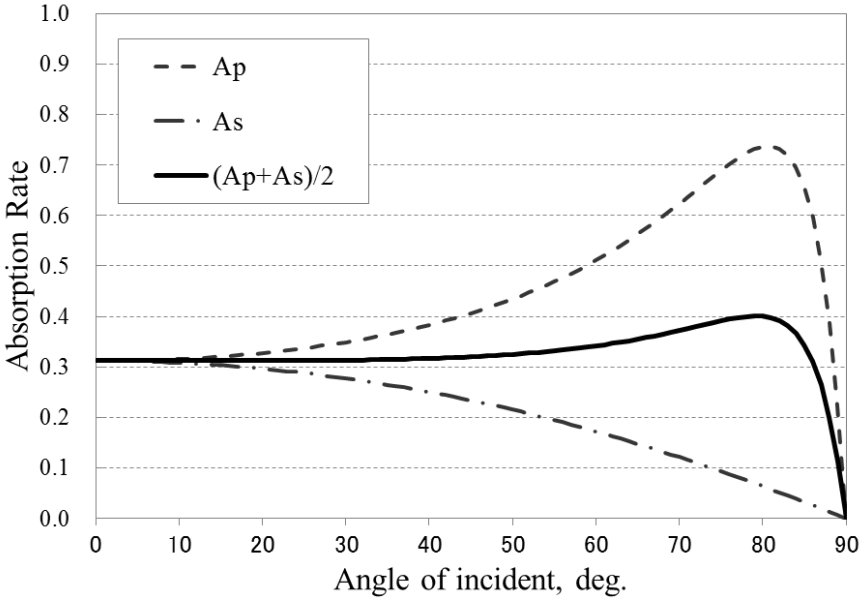


Fig. 4.18 Fresnel absorption rate of metal Fe (1809 K).

4.4.3　X線透視観察と数値計算との比較

レーザ出力 4 kW，6 kW，8 kW，溶接速度 50 mm/s，100 mm/s，167 mm/s の溶接条件下でステンレス鋼に対してメルトラン溶接を行い, X 線透視観察を行った. 一例として，6 kW レーザ出力，溶接速度 50 mm/s の X 線透視観察結果を **Fig. 4.19** に示す．なお, 0 ms はレーザ照射開始時間である．照射開始 0.5 ms 後にキーホール先端は 1.5 mm に達し，2 ms 後までは 1.7 m/s の速度で成長し, 3 ms 以降は大幅に減速して 0.01 m/s の速度で安定することが明らかになった.

次に，同溶接条件における粒子法による数値計算の結果得られた中央断面の温度分布を **Fig. 4.20** に示す．照射開始 0.5 ms 後にキーホール先端は 1.4 mm に達し, 2 ms 後までは 1.2 m/s の速度で成長し, 3 ms 以降は 1 桁小さい 0.09 m/s の速度で成長する結果が得られた.

X線透視観察結果と比較し，キーホール形成過程が数値計算で再現されていることが確認された．また，**Fig. 4.20**が示すように，照射1 ms後にはキーホールが形成するが，融点温度T_mである1723 K以上に達する領域は，キーホール表面から1粒子分0.08 mm以内であり，溶融池はほとんど生成されていない．10 ms後にはキーホール後方0.8 mm程度の範囲で融点温度以上となり，溶融池の広がりが見られる．よって，本数値計算法によって，本溶接条件下ではキーホール生成後，溶融池が拡大していくことが確認された.

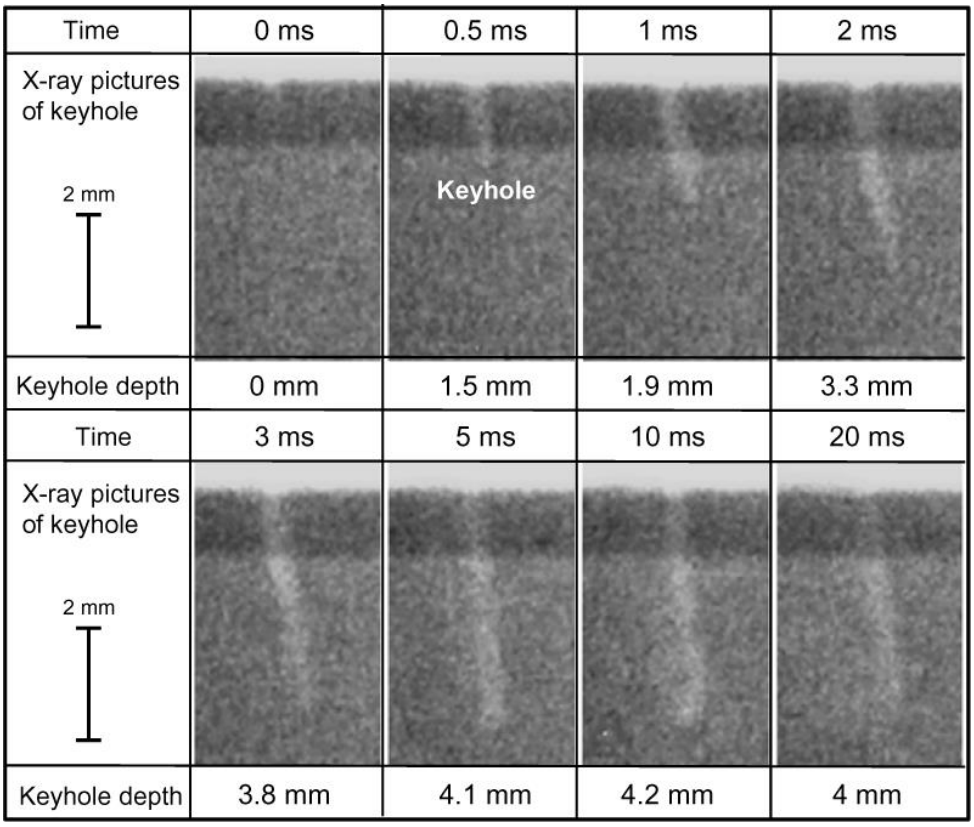


Fig. 4.19 X-ray transmission observation results of keyhole formation (6kW, 100mm/s).

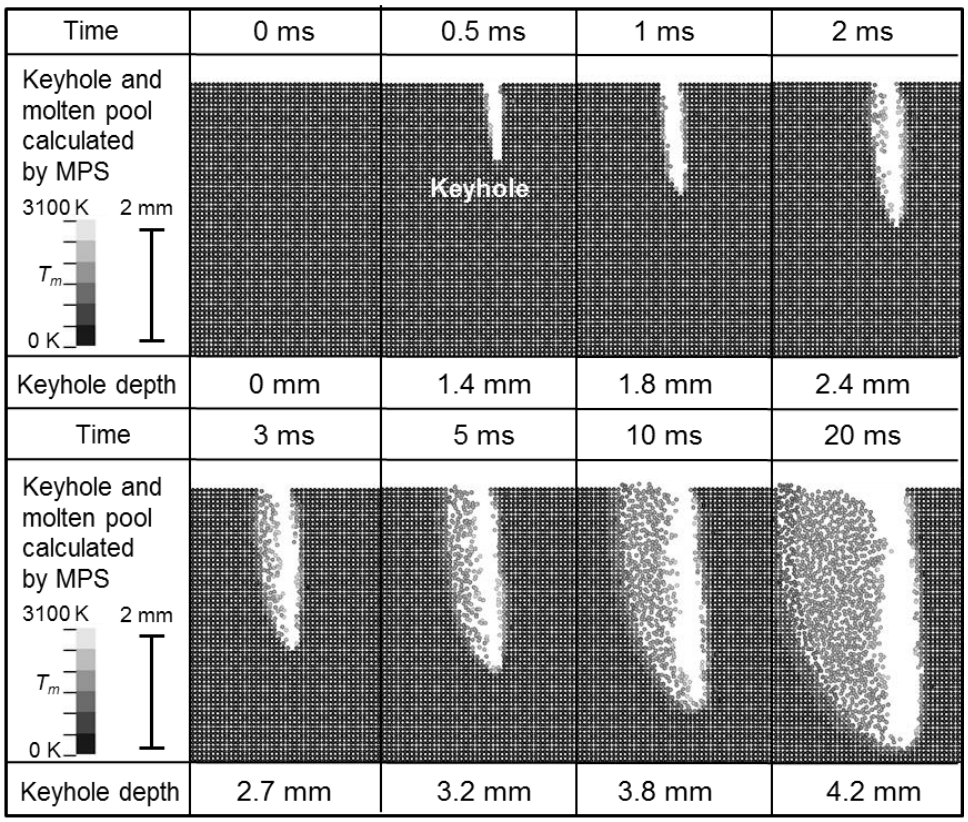
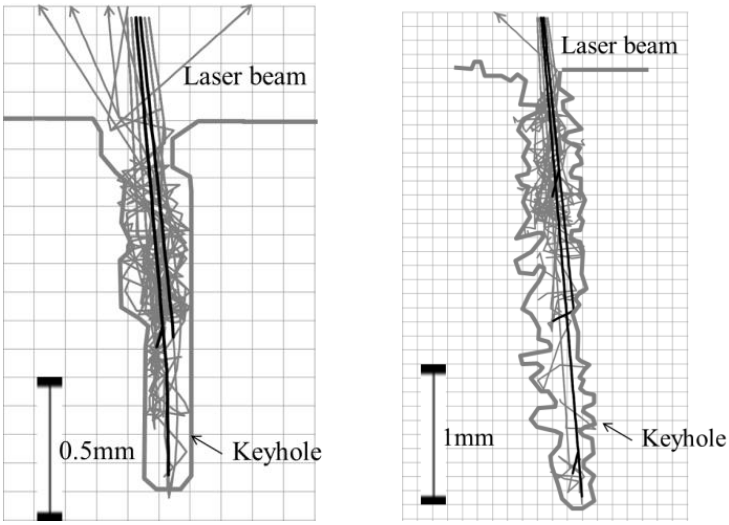


Fig. 4.20 Temperature and keyhole formation by laser irradiation (6kW, 100mm/s).

キーホール内部でのレーザ光の反射経路を**Fig. 4.21**に示す．レーザ照射0.5 ms後には，深さ1.4 mmのキーホールが生じ，キーホール先端1 mmの範囲に到達するレーザ光は5.5 kW以上であった．特に，太線で示すレーザプロファイルの中央部の 4 粒子（パワー密度 0.4 MW/mm^{2}相当）で表されるレーザ光は，キーホール先端に向かって進み，底部にて蒸発を起こし，キーホールを成長させた．レーザ照射5 ms後では，キーホール深さは3.2 mmに達し，レーザ光はキーホールの中を多重反射しながら進むため，キーホール先端1 mmの範囲に到達するレーザ光は3.0 kW程度にまで減少した．レーザパワーのキーホール先端1 mmの範囲での吸収量と，その他壁面での吸収量の変化を**Fig. 4.22**に示す．キーホールが形成する過程では，キーホール先端のレーザ加熱から，レーザ光の多重反射を含むキーホール壁面への加熱に移行することが明らかになった．キーホール先端に投入されるパワーの低下が，キーホール成長速度の大幅な低下の原因と解釈できる．



(a) Time 0.5 ms　　(b) Time 5 ms

Fig. 4.21 Calculated laser reflection in keyhole at 6 kW power and 100 mm/s speed.

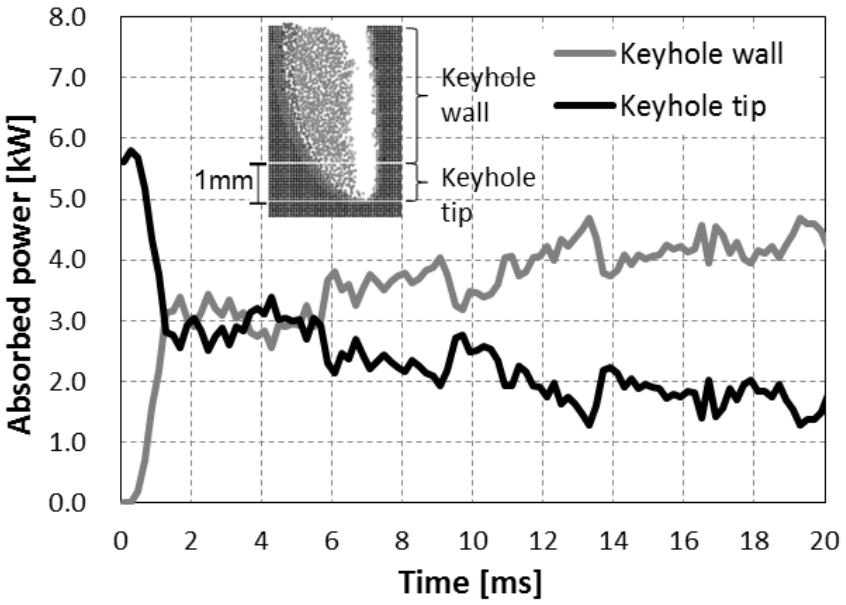


Fig. 4.22 Calculated absorbed power in keyhole at 6 kW power and 100 mm/s speed.

キーホール形成における重要な因子である蒸発速度について分析する．レーザ照射時間とキーホール深さ 1 mm 当たりの蒸発速度の関係を **Fig. 4.23** に示す．供試材表面から深さ 1 mm 毎の区間の蒸発速度を積み上げて示している．供試材表面から深さ 1 mm までの区間(1)では，照射 0.2 ms で蒸発速度は最大 0.63 g/s であり，時間とともに 1 桁減少し，0.05 g/s 程度に減衰した．深さ 1 mm から 2 mm の区間(2)では，1 ms で最大 0.25 g/s であり，時間とともに 0.06 g/s 程度に減衰した．深さ 2 mm 以降も同様な傾向で，区間(3)では，最大 0.26g/s から 0.07 g/s 程度に減衰し，区間(4)では，最大 0.18 g/s から 0.08 g/s 程度に減衰した．

区間(1)から(4)までにおいて，キーホール先端が次の区間に到達するときに，蒸発速度が最大値をとり，キーホール形成過程において，キーホール先端にて蒸発が最も多く生じていることが示された．また，キーホールの成長に伴い，各区間での最大蒸発速度が 0.63 g/s から 0.18 g/s に 1/4 程度に減少していることがわかった．しかしながら，キーホールの成長が止まった区間(5)では，蒸発速度は明瞭なピークをとらなかった．

20ms での各区間での蒸発速度は，0.05～0.08 g/s の値で，これらは供試材表面から 1 mm 毎の区間におけるキーホールの維持に必要な蒸発速度と推察される．

以上の蒸発速度の数値計算結果から，キーホールが深くなるにつれて，多重反射等によってキーホール壁に吸収されるレーザ光の割合が増加し，キーホールを成長させる穴掘りに必要な蒸発速度が確保できず，キーホール深さが定まると考えられる．

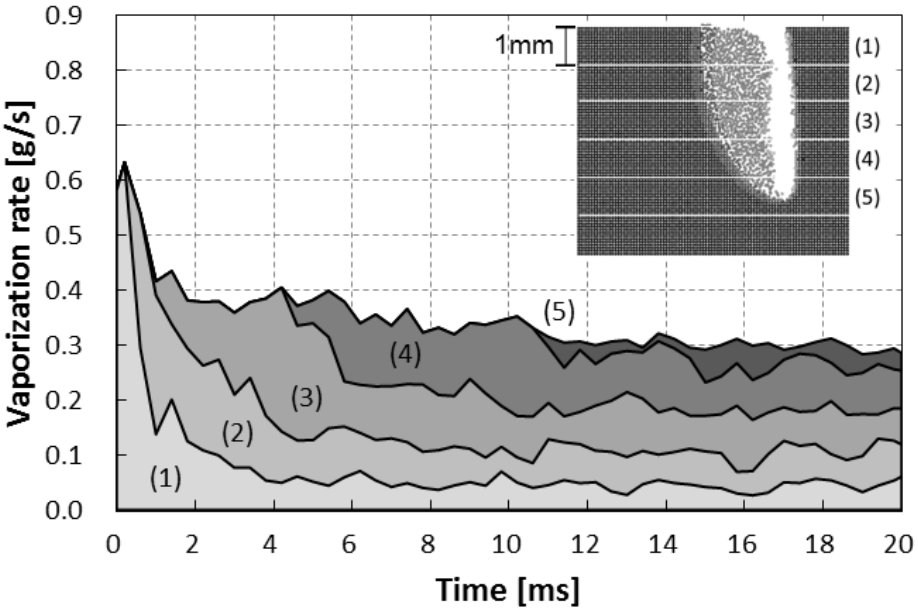


Fig. 4.23 MPS calculated results of vaporization rate at 6 kW power and 100 mm/s speed.

4.4.4　キーホール形成におけるレーザ出力の影響

溶接速度 100 mm/s において，レーザ出力を 4，6，8 kW と変えた場合の粒子法に基づく数値計算によるキーホール深さおよびX線透視観察から得られたキーホール深さを **Fig. 4.24** に実線および破線にてそれぞれ示す．レーザ照射開始時間を 0 ms とする．数値計算によって得られたキーホール生成過程の成長は，実験結果と傾向が一致することが確認された. 数値計算の結果では, 0 ms から 2 ms までのキーホール成長速度は, レーザ出力 4 kW で 0.8 m/s，6 kW で 1.2 m/s，8 kW で 1.4 m/s となり，レーザ出力が大きいほど，初期のキーホール成長速度は大きく，深いキーホールが得られることがわかった．また，レーザ出力に関わらず，5 ms 以降にはキーホール成長速度は 0.1 m/s 以下に低下した.

レーザ出力4 kWおよび8 kWの場合について，キーホール深さ1 mm当たりの蒸発速度の関係を**Fig. 4.23**と同様に**Fig. 4.25**および**Fig. 4.26**に示す．レーザ出力6 kWの場合と同様にキーホール先端が次の区間に侵入するときに，蒸発速度の最大値が得られた．レーザ出力4 kWと8 kWについて比較すると，レーザ出力に比例して，蒸発の総量もほぼ2倍になることがわかった．また，供試材表面から1 mm毎の区間におけるキーホールの維持に必要な蒸発速度は0.05～0.1 g/sであり，供試材表面から深いほど増加することが判明した.

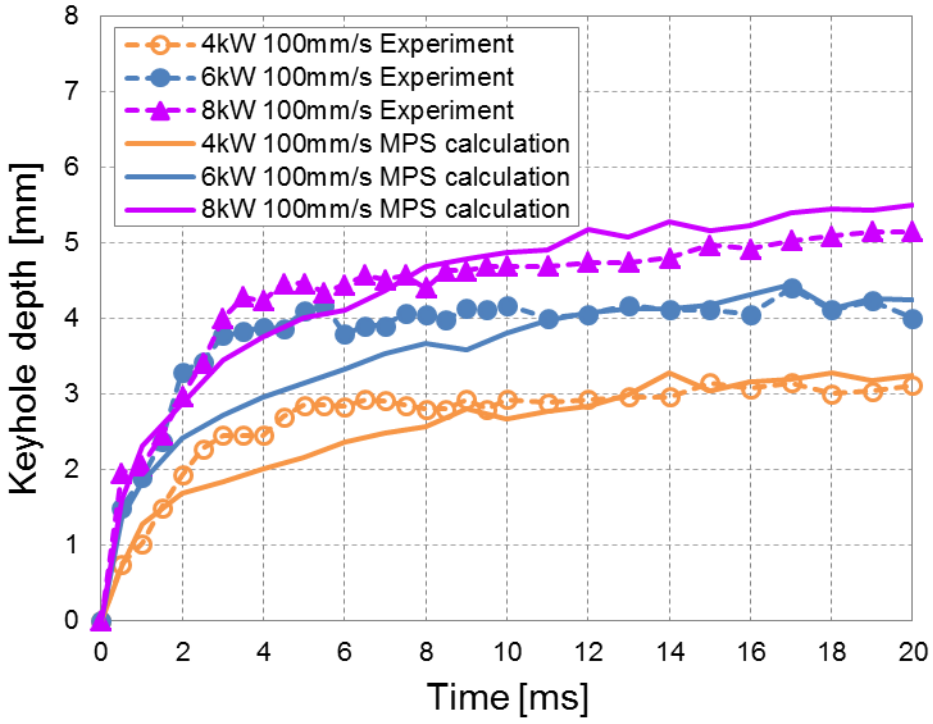


Fig. 4.24 Comparison between X-ray observation and calculated keyhole depth (4, 6, 8kW, Speed 100mm/s).

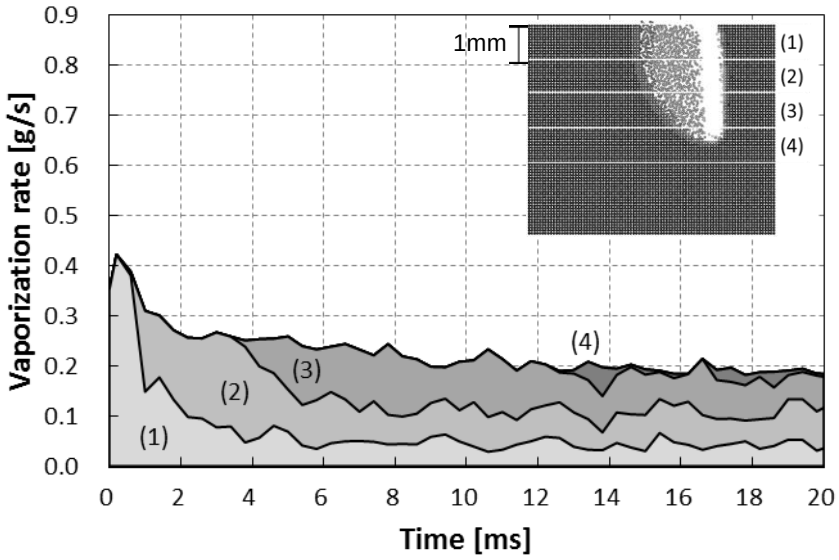


Fig. 4.25 MPS calculated results of vaporization rate at 4 kW power and 100 mm/s speed.

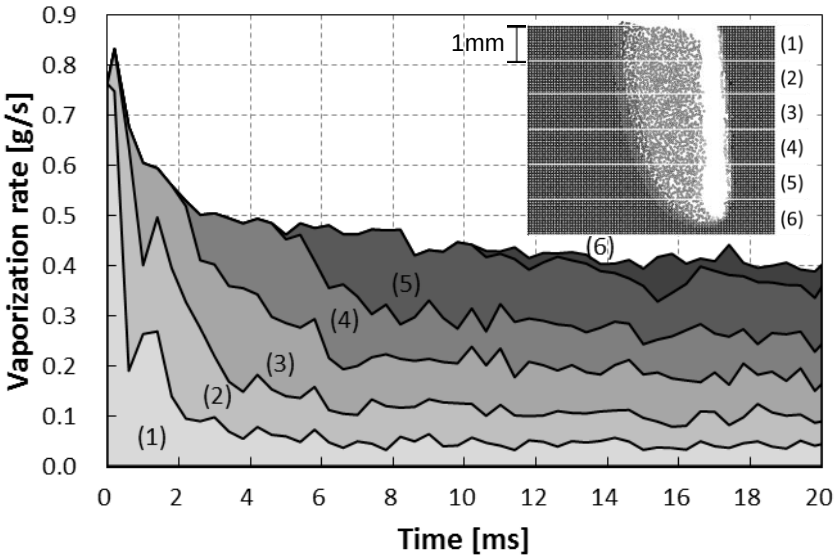


Fig. 4.26 MPS calculated results of vaporization rate at 8 kW power and 100 mm/s speed.

4.4.5　キーホール形成におけるレーザ速度の影響

レーザ出力を6 kWとし，溶接速度を50，100，167 mm/sと変えた場合の実験と数値計算の比較を**Fig. 4.27**に示す．溶接速度に関しても，数値計算のキーホール生成過程は，実験結果と傾向が一致した．

数値計算の結果では，0 msから2 msまでのキーホール成長速度に注目すると，溶接速度50 mm/sでは1.4 m/s，100 mm/sでは1.2 m/s，167 mm/sでは0.9 m/sとなり，溶接速度が小さいほど，初期のキーホール成長速度は大きいことがわかった．また，溶接速度50 mm/sでは，5 ms以降にも0.18 m/sの速度で成長を続けたが，溶接速度100 mm/sでは，12 ms以降のキーホール成長速度は0.02 m/sと比較的小さく，成長はほぼ止まっている．溶接速度167 mm/sでは，10 ms後にキーホールの成長が止まっており，レーザ溶接速度が小さいほど，深いキーホールが得られることが確認された．

次に溶接速度50 mm/sおよび167 mm/sの場合について，レーザ照射時間とキーホール深さ1 mm当たりの蒸発速度の関係を**Fig. 4.23**と同様に**Fig. 4.28**および**Fig. 4.29**に示す．両溶接速度とも，速度 100 mm/sの場合と同様にキーホール先端が次の区間に侵入するときに，蒸発速度が最大値をとった．キーホール形成後の各区間においては，溶接速度50 mm/sでは0.02～0.07 g/sの蒸発速度が維持され，溶接速度167 mm/sでは0.08～0.2 g/sの蒸発速度が維持された．よって，溶接速度が大きくなると，供試材表面から1 mm毎の区間にお

けるキーホールを維持するのに必要な蒸発速度が増えることが明らかになった.

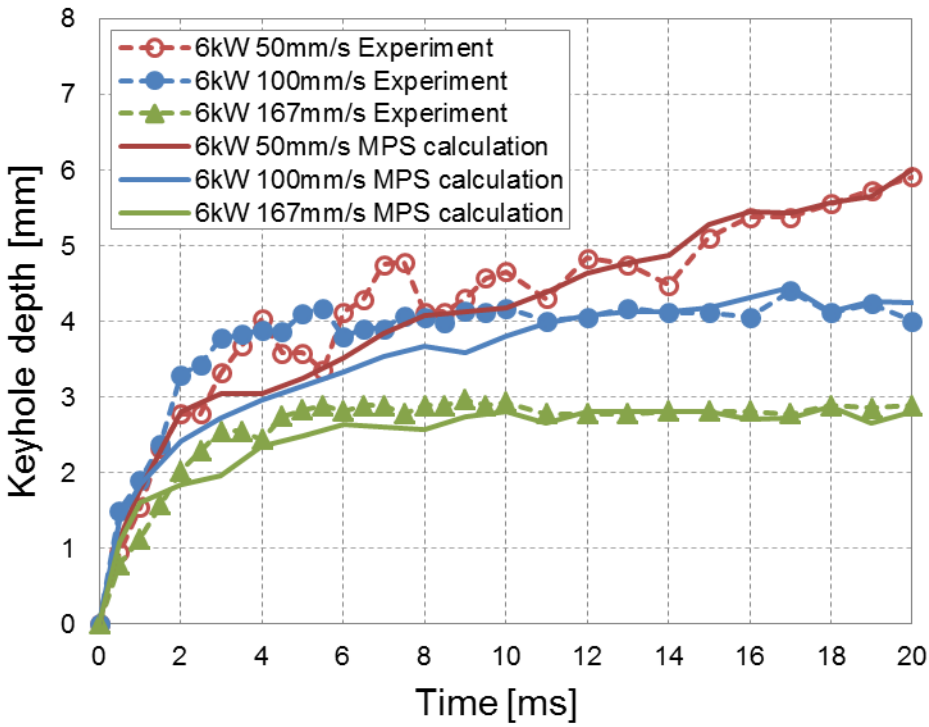


Fig. 4.27 Comparison between X-ray observation and calculated keyhole depth (6 kW, 50, 100, 167 mm/s speed).

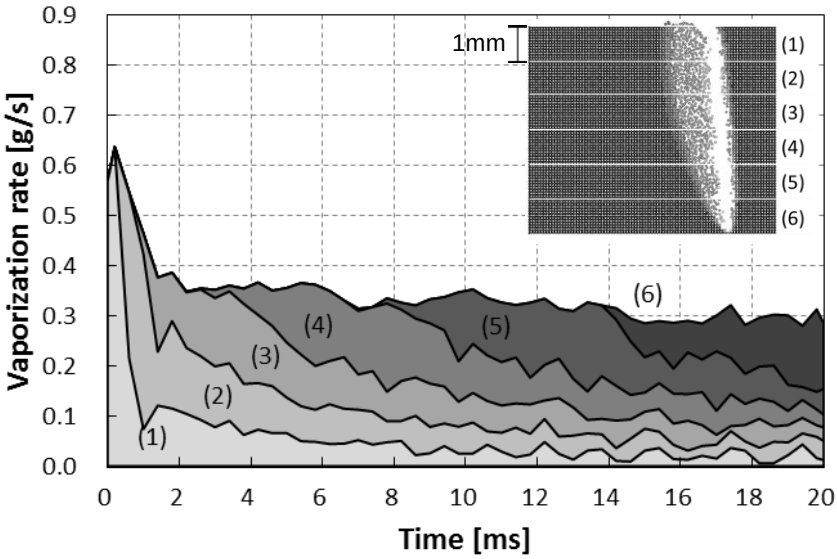


Fig. 4.28 MPS calculated results of vaporization rate at 6 kW power and 50 mm/s speed.

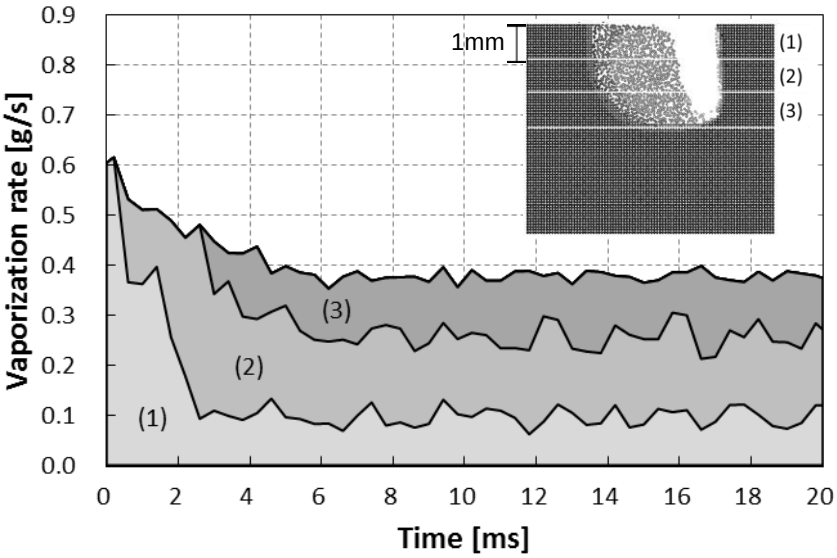


Fig. 4.29 MPS calculated results of vaporization rate at 6 kW power and 167 mm/s speed.

4.4.6　キーホール形成における蒸発速度と表面張力

キーホールが深くなるに従い，壁にて吸収されるエネルギーの割合が大きくなり，先端での蒸発速度が低下すると，キーホールの成長速度も低下し，キーホールの形状変化が少ない安定状態に至る．また，キーホールの壁においては，溶接速度100 mm/sの場合，深さ1 mm当たり0.05～0.1 g/sの蒸発速度が維持されていることが判明した．これは，キーホールを維持するのに必要な蒸発速度と推察された．

この蒸発速度と，溶融池の表面張力と釣り合う反跳圧を得るのに必要な蒸発速度を比較する．蒸発による反跳圧P_rは，蒸発面積Sにおける蒸発速度$\dot{m}_v$より，次式で求められる．

$$P_r = \frac{\dot{m}_v v_T}{S} \tag{4.2}$$

キーホールを半径rの円筒形状とし，円筒壁の全面における均一な蒸発を仮定すると，蒸発反跳圧と表面張力の平衡時の釣合いは，

$$P_r = \frac{\sigma}{r} \tag{4.3}$$

と表される．反跳圧と表面張力が釣り合っているとすると，式(4.2)および式(4.3)より，次の関係が得られる．

$$\frac{\dot{m}_v v_T}{S} = \frac{\sigma}{r} \tag{4.4}$$

ここで，内表面全体において均一に蒸発が発生すると仮定し，キーホール深さ d をとすると，蒸発面積S は，

$$S = 2\pi r d \tag{4.5}$$

であり，式(4.4)に代入して整理すると，次の関係式が得られる．

$$\dot{m}_v = \frac{2\pi d \sigma}{v_T} \tag{4.6}$$

式(4.6)を用いると，キーホール円筒形状において，表面張力と釣り合う反跳圧を得る深さ1 mm当たりの蒸発速度は0.034 g/sとなる．溶接速度100 mm/sの場合，これより多くの蒸発が生じていることが明らかになった．また，レーザ出力を6 kWとし，溶接速度を50 mm/s，100 mm/s，167 mm/sと変えた場合の，キーホールの壁において維持されている深さ1 mm当たりの蒸発速度を**Fig. 4.30**に示す．供試材表面から深いほど蒸発速度が大きく，キーホール壁面における蒸発速度の最大と最小を表している．反跳圧が表面張力と釣り合う以上の蒸発が生じており，溶接速度が大きいほど，さらに蒸発速度が大きいことが明らかになった．

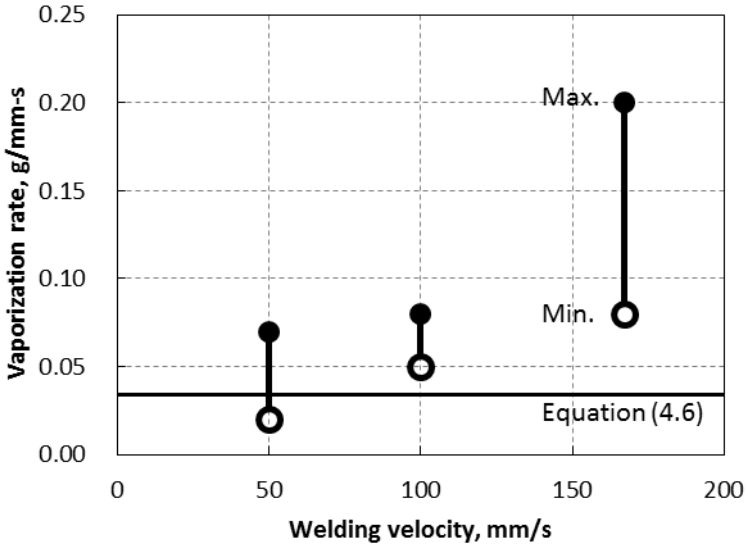


Fig. 4.30 MPS calculated results of vaporization rate at 6 kW power.

4.5　結言

高輝度・高出力レーザを用いて純チタンに対しメルトラン溶接を行い，X 線その場透視観察法によりキーホール形成過程を高速度観察した．また，粒子法による非圧縮流れの計算手法を用いて，レーザ光のフレネル吸収，蒸発反跳圧を与えた数値計算を行い，X 線透視観察結果との比較を行った．さらに，粒子法を用いた数値計算では表現されない，レーザ光の反射および吸収の局所性と湯流れによる熱伝導による効果を補正して与え，キーホール形成現象への影響を検証した．最後に，キーホールの形成現象を特徴づける蒸発速度を比較し，キーホール形成過程を分析した．チタン材にて出力 4 kW または 6 kW，溶接速度 100 mm/s の場合のキーホール形成過程について，実験と数値計算の比較検討から得られた結果は以下の通りである．

(1) キーホール先端におけるレーザ光吸収の局所性によって，キーホール形状が変化し，レーザ光の散乱が大きい場合は，キーホールが丸く膨らむことが判明した．レーザ光の吸収がキーホール底部にて局所的に行われる場合，キーホールの鋭い形状が維持されることがわかった．

(2) 粒子法に基づく本数値計算を用いて，実験と一致するキーホール形状と成長速度を得るためには，局所のレーザ光反射および湯流れによる熱輸送の考慮が必要である．

(3) 溶融池の湯流れによる熱輸送を溶融池の熱伝導を上げて考慮することで，過大に蒸発で消費される熱量が低減し，溶融金属の損失が抑えられ，X線透視観察と同様の鋭いキーホール形状が再現された．

(4) キーホール形成過程において，先にキーホールが生じ，その後キーホール周囲に溶融領域が生じることがわかった．また，レーザの移動と伴にキーホール後方に溶融池が成長することが確認された．

(5) レーザ照射による蒸発速度は，キーホール先端近くで最も大きく，穴掘りの駆動力になっている．キーホール壁面での蒸発速度は，キーホールの維持に要するものであり，深い部分ほど大きいことがわかった．

(6) キーホールの成長過程において，キーホール内に入射されたレーザ光のエネルギーは 90 %以上吸収されるが，全体の蒸発速度は減少しており，吸収エネルギーの蒸発に消費される割合は，キーホールが深くなるに従って低下し，キーホールの成長速度も低下することが確認された．

同様に，ステンレス鋼に対しメルトラン溶接を行い，X 線その場透視観察法によりキーホール形成過程を高速度観察した．また，キーホール形成過程を粒子法に基づく数値計算を行い，観察結果と比較することで，キーホール現象を特徴づける蒸発速度の変化とその原因を示し，理論的な視点から，キーホール形成機構を詳細に解明した．さらに，レーザ出力および溶接速度の蒸発速度への影響を明らかにした．得られた結果は以下の通りである．

(1) X線透視観察結果から，レーザ出力6 kW，溶接速度100 mm/sの溶接条件下でのキーホール形成過程において，レーザ照射直後の1 m/s以上のキーホール成長速度は，3 ms後には0.01 m/sとなり，大幅に減速した．レーザ出力を4，8 kWとした，または溶接速度を50，167 mm/sとした溶接条件でも，照射数ミリ秒後にキーホール成長速度の大幅な低下が確認された．

(2) レーザ溶接特有のフレネル吸収や蒸発反力を考慮した粒子法に基づく数値計算結果が，レーザ出力4，6，8 kW，溶接速度50，100，167 mm/sの溶接条件下では，レーザ照射直後のキーホール成長速度と数ミリ秒後の成長速度の大幅な減速の様子が，X線透視観察結果と良く一致した．

(3) キーホールの成長を表す重要な物理量である蒸発速度が数値計算によって算出され，キーホール先端のレーザによる直接加熱から，レーザ光の多重反射を含むキーホール壁面の加熱に移行することが確認された．このときのキーホール先端に投入されるパワーの低下が，キーホール成長速度の大幅な低下の原因と解釈できる．

(4) 溶接速度100 mm/sの溶接速度一定の条件下では，レーザ出力に関わらず，深さ1 mm当たり0.05～0.1 g/sの蒸発速度が維持されていることが判明した．また，蒸発速度は，供試材表面から深い位置ほど増加傾向にある．これは，キーホールを移動させながら維持するのに必要な蒸発速度と推察される．

(5) キーホールを円筒形状と見做したとき，表面張力と釣り合う反跳圧を得る蒸発速度より多くの蒸発が，キーホールの壁において生じていることがわかった．また，レーザ出力を6 kWとし，溶接速度を50 mm/s，100 mm/s，167 mm/sと変えた場合，溶接速度が大きいほど，キーホールの壁での蒸発速度が大きいことが判明した．

以上の結果から，フレネル吸収や蒸発反力を考慮して開発した本粒子法は，レーザ溶接による溶融現象の数値計算手法としての適用性が確認され，溶融池およびキーホールの挙動の解明において有用であることが示された．

第 5 章　レーザ溶接による溶接変形と残留応力の解析手法

5.1　諸言

レーザ溶接による溶接変形および残留応力の計算については多数の研究が報告されている[45, 105-108]．いずれも熱源を仮定し，単純なモデルで置き換え，有限要素法による熱弾塑性解析を行う方法である．

アーク溶接の場合，5mm～10mm 程度の広い範囲に入熱が行われるため，単純な直方体型または楕円型の熱源モデルの数値計算により，現象が再現される．しかし，レーザ溶接の場合には，照射半径が 1mm 未満でありながら，深さ数ミリメートルのキーホール内への入熱となるため，現象の再現には熱源の適切なモデル化が必要である．

このため，実際にレーザ溶接を行い，溶け込み形状を調べることで，予想されるキーホール形状に従った熱量を与えて計算する手法が用いられている[45,105]．この手法では，事前に実験を行い，キーホール形状の測定が必要になること，実験結果と溶融領域が一致するよう入熱量の合わせ込みが必要になるなどの課題がある．実験を行わずに，溶融部の挙動から溶接変形および残留応力発生までの一連の現象を，数値計算によって分析する手法は確立されていない．

粒子法を用いると，照射されたレーザ光の吸収および溶融金属の挙動，温度分布が計算されることを前章までに示した．粒子法は弾塑性体の応力解析にも適用性が報告されており[73,74]，得られた温度変化を用いて，溶接変形および残留応力を粒子法にて計算することは不可能ではない．しかしながら，粒子法を用いたレーザ溶接時の溶融池の数値計算は，計算時間が膨大になるため，現実的には数十ミリ秒，溶接線長さは数ミリメートルの短い現象時間の計算に制限される．これはFEM等のメッシュを用いた数値解析法でも同様である．したがって，粒子法の溶接変形および残留応力計算への適用は現実的ではない．レーザ溶接による残留応力または溶接変形を計算する手法としては，粒子法によって得られたキーホールの入熱情報を用いて，有限要素法による熱弾塑性解析を行う方法が適切と考えられる．

前章では，レーザ溶接におけるキーホールの形成について，粒子法を用いて計算した．本章では，粒子法によって得られたキーホールへの入熱量または溶融池の温度分布を用いて，有限要素法による熱弾塑性解析に適用する手法について検討し，レーザ溶接の変形お

よび残留応力を数値計算にて予測する方法としての適用性を確認した．

5.2　熱源モデルの熱弾塑性解析への適用

有限要素法による熱弾塑性解析は，アーク溶接の変形と残留応力の計算に使用されている．アーク溶接では，熱伝導型の熱源であり，熱源は直方体型または楕円型（ゴルダック熱源）が用いられている．ここでは，粒子法によって得られたキーホール内の入熱データによる熱源モデルを用いた熱弾塑性解析の手法を提案する．計算の流れの概要を **Fig. 5.1** に示す．

熱弾塑性解析は，時刻歴の伝熱解析と弾塑性応力解析に分けて行う．伝熱解析では，与えられた熱源からの熱伝導による温度分布を，十分に細かく分割した時間ステップ毎に求める．弾塑性応力解析では，伝熱解析にて得られた温度分布を与え，温度依存の弾塑性材料による変位および応力を時間ステップ毎に求める．

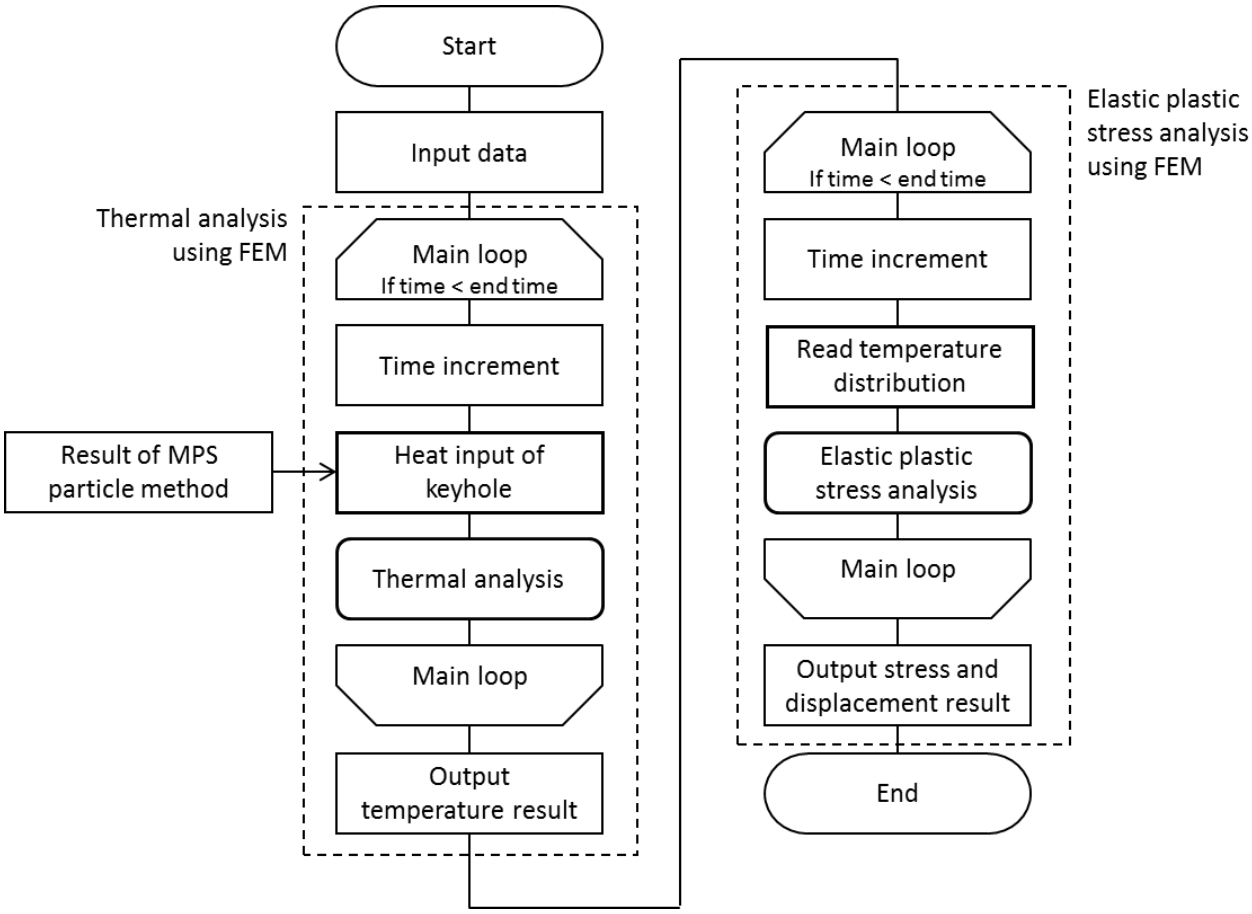


Fig. 5.1 Flow chart of elastic plastic FE analysis using heat source of laser irradiation calculated by particle method.

5.3　レーザ溶接の熱源モデル

熱弾塑性解析に適用する熱源モデルは，粒子法によって計算された入熱量（吸収パワー，単位 W）を用いて用意するが，粒子法と熱弾塑性解析では，解析する対象の大きさと時間が異なる．例えば，粒子法の粒子配置は数十μm と非常に細かく，熱弾塑性解析ではこれより粗いメッシュを用いる．また，粒子法では，レーザ溶接が安定的に進むまでの数十ミリ秒の現象時間を計算対象とするが，熱弾塑性解析では数秒の現象の計算を行う．このため，熱源モデルを作成する際に空間的・時間的に平均化した入熱量を，熱弾塑性解析にて与える．

キーホールは，レーザ照射直後の数ミリ秒で急速に成長するが，キーホール成長速度が低下し，キーホールの深さが一定となった以降は，定常状態と見なすことができる．

熱源の有限要素 i に対する入熱量は，粒子法による定常状態における溶融部の計算結果から，次の式で与える．ただし，熱源に伴って移動する座標系で表す．

$$\bar{Q}(x,y,z) = \frac{1}{\Delta t}\int_{t}^{t+\Delta t} Q(x,y,z,t)dt \tag{5.1}$$

ここで，$\bar{Q}$：熱源の有限要素 i に対する平均化入熱量［W］,

t：入熱量平均化の開始時刻［s］（キーホール形状安定後）,

Δt：入熱量平均化の経過時間［s］,

Q：粒子法にて得られた有限要素 i の領域に対する入熱量[W].

また，溶融池内の温度分布を用いる場合，熱源の有限要素 i の領域に対する温度は，次の式にて表される．

$$\bar{T}(x,y,z) = \frac{1}{\Delta t}\int_{t}^{t+\Delta t} T(x,y,z,t)dt \tag{5.2}$$

ここで，$\bar{T}_i$：熱源の有限要素 i に対する平均化温度［deg.C］,

T_k：粒子法にて得られた有限要素 i の領域における温度［deg.C］.

5.4　粒子法にて計算された熱源を用いた熱弾塑性解析

本研究では，炭素鋼のレーザ溶接による変形と残留応力の計算を行った．**Table 5.1** に示す条件での，熱源を粒子法での溶融計算結果から熱源モデルを作成し，熱弾塑性解析に適用した．本計算では，レーザ光を溶接方向に対して，後進角 10 度とした．炭素鋼の材料物性は **Table 5. 2** に，光学定数を **Table 5. 3** に示す．本計算では，溶融後の固体金属と同

じ材料物性を与えた．また，粒子を 0.08 mm 間隔に配置し，**Fig. 5.2** に示す 7.2×4.0×6.0 mm の大きさの粒子 352,716 個から成るモデルを用いた．計算ステップの時間増分は 10^{-3} ms とした．レーザを固定し，移動速度に従って粒子モデルを移動させた．解析モデルの長さを 7.2 mm とするため，最前列では移動に応じて消去し，最後列に新しく粒子を配置した．

Table 5.1 Laser welding conditions.

Laser output, kW	6.0
Diameter of laser irradiation, mm	0.6
Welding speed, mm/s	100
Angle of laser beam, deg.	10

Table 5.2 Material properties of steel.

Surface tension, N/mm	0.00185
Kinematic viscosity, mm^2/s	0.71
Density, g/mm^3	0.0078
Specific heat capacity, mJ/(g-K)	449
Thermal conductivity, mJ/(mm-K-s)	80.4
Melting temperature, degC	1538
Boiling temperature, degC	2862
Heat of melting, mJ/mm^3	1929
Heat of evaporation, mJ/mm^3	47488

Table 5.3 Optical constant of metal Fe (1536deg.C).

Frequency, μm	n	k
1.030	3.6	5.0

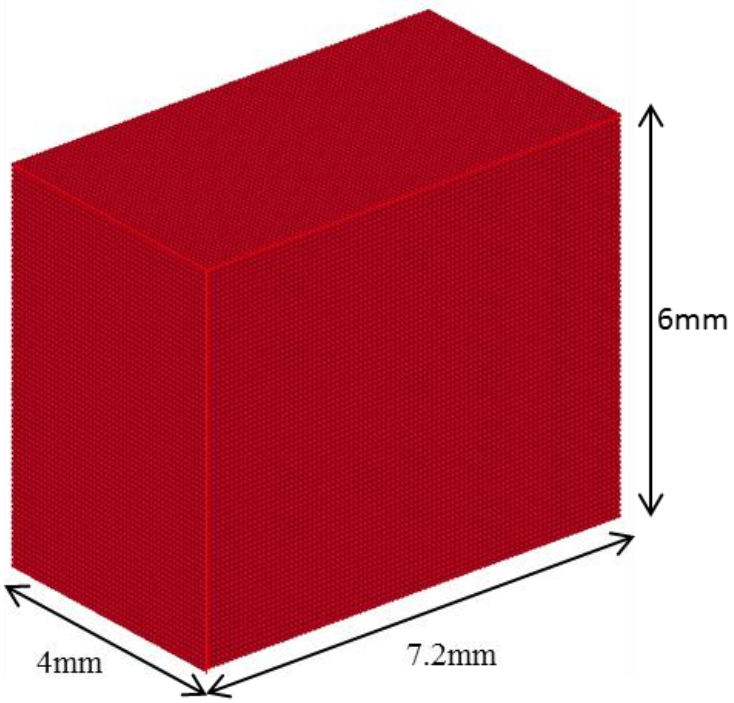
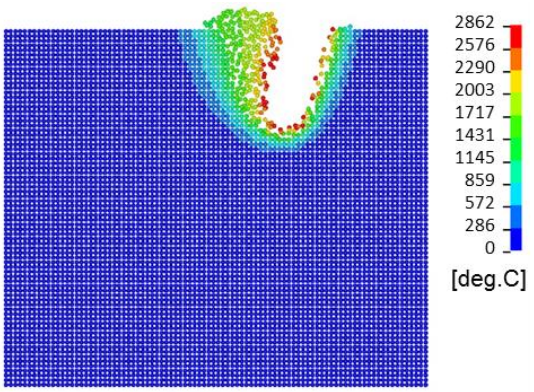


Fig. 5.2 Particles model of steel.

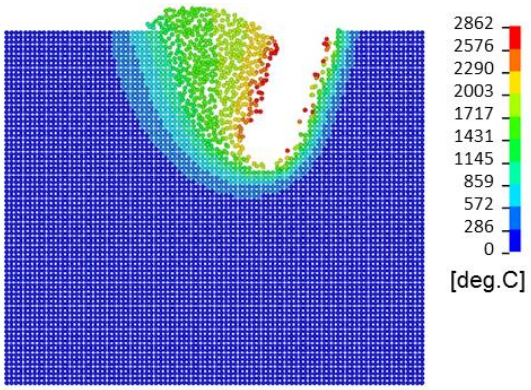
5.4.1　粒子法によるキーホール熱源の数値計算

キーホール形成過程の数値計算によって得られた中央断面の温度分布を **Fig. 5.3** に示す．レーザ照射によって，加熱された表面の温度は融点まで上昇し，小さな溶融池が材料の表面にて生成される．さらに溶融池の表面での蒸発によって，溶融金属は蒸発反跳圧によって押し下げられ，キーホールが形成される．

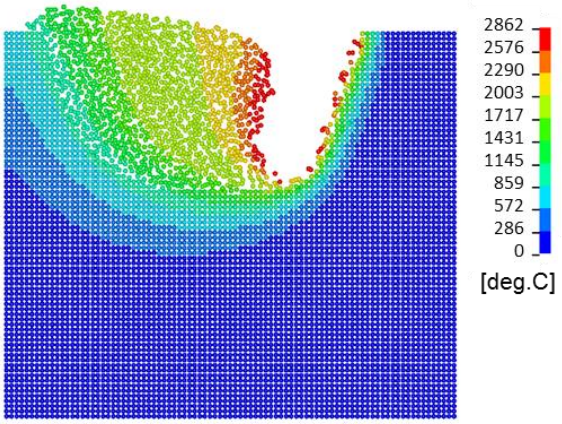
キーホール中央断面における入熱分布を **Fig. 5.4** に示す．キーホールの前面が加熱されている様子がわかる．キーホール後方の面の加熱は前面より小さい．しかし，温度分布を見ると，キーホールの移動とともに，熱量は後方の溶融池の温度維持に消費されていることがわかる．入熱はキーホールの表面に対して行われるが，計算結果では隣り合う粒子間でも入熱量が大きく異なる．これは，レーザ照射による反射をレーザ光粒子と溶融金属の粒子との衝突計算で模擬しており，表面に突出している粒子に周囲より高い入熱が行われるためであるが，時間ステップ 10^{-3} ms 毎に粒子位置は常に変化しており，時間平均をとると入熱の局所的な偏りは解消される．



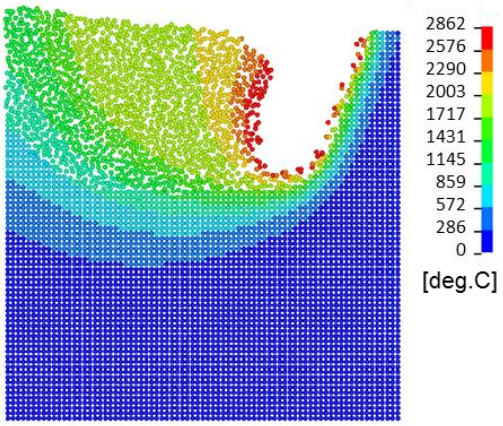
(a) Laser irradiation 1 ms



(b) Laser irradiation 20 ms

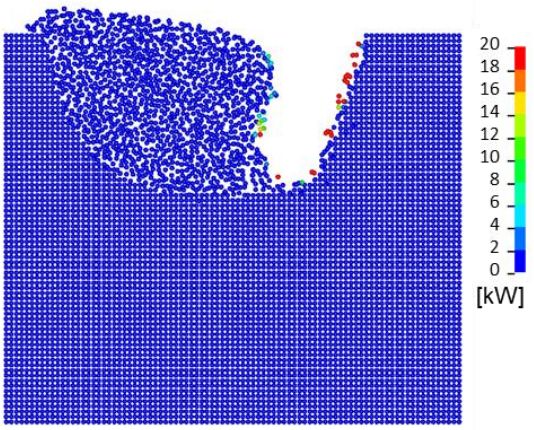


(c) Laser irradiation 40 ms

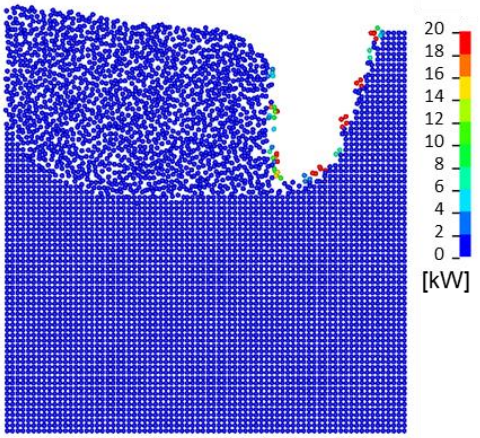


(d) Laser irradiation 50 ms

Fig. 5.3 Calculated temperature and keyhole formation by laser irradiation at cross-section.



(a) Laser irradiation 40 ms



(b) Laser irradiation 50 ms

Fig. 5.4 Calculated heat input by laser irradiation at cross-section.

レーザ照射1 ms後には，溶融池にキーホールが形成される．キーホール先端にて蒸発が生じ，反跳圧によってキーホールはさらに深くなる．レーザ光はキーホール壁面にて繰り返し反射され，フレネルの式に従って吸収される．キーホール内表面での入熱分布はガウス分布とは異なるが，吸収パワーはレーザ光の入射角と反射回数によって決定されるためである．キーホールが深くなり，反射回数が増えるほど，溶融池への入熱量は増加する．**Fig. 5.5**に材料表面に吸収されたレーザパワーを示す．キーホールの成長が止まった後，キーホールにて吸収されたパワーは約5.5 kWで，レーザ出力の90%以上に至る．レーザ照射20 ms後，キーホールは形状変化の小さい安定状態に至る．　キーホールはレーザ光に従って移動し，溶融池は後方に伸びる．レーザ照射40 ms後の溶融池を**Fig. 5.6**に示す．粒子法を用いた本数値計算による溶融池の入熱データは，有限要素法を用いた熱弾塑性解析に与える熱源モデルとして，次節に述べる通りに使用する．

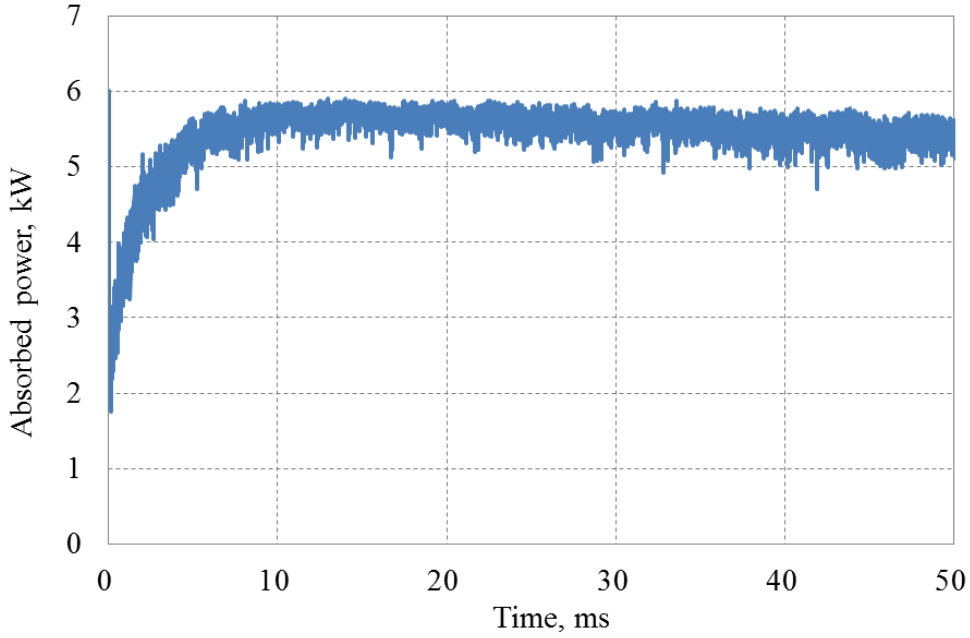
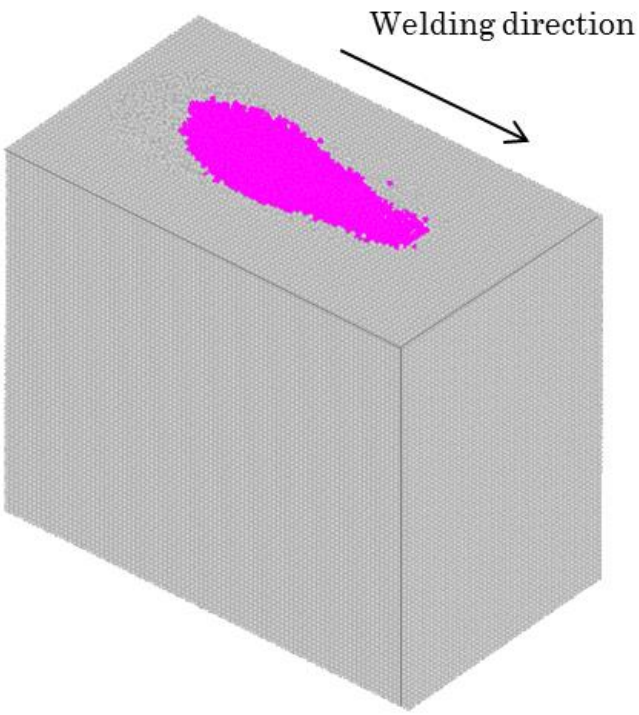
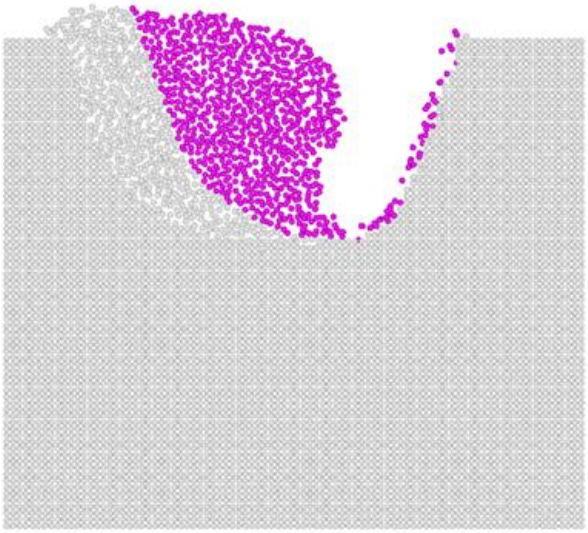


Fig. 5.5 Absorbed power in keyhole by laser beam.



(a) Molten pool of whole model.



(b) Molten pool at cross-section.

Fig. 5.6 Molten pool volume after 40 ms laser irradiation.

5.4.2　熱弾塑性解析のための熱源モデルの検討

粒子法によるキーホール形成の数値計算結果から，溶融池の入熱量および温度分布が得られた．溶融池周辺の入熱情報を，有限要素法による熱弾塑性解析の熱源モデルとして与える手法として，本章では以下２つの方法について検討を行った．

（１）　式(5.1)に示す，粒子法にて計算された入熱量分布を抽出し，有限要素モデルに与える方法.

（２）　式(5.2)に示す，粒子法から有限要素モデルに，レーザ照射による入熱および溶融金属の流れによって熱輸送された範囲の温度分布，すなわち溶融池内の温度分布を渡す方法.

これらの入熱情報をレーザ溶接の熱弾塑性解析に適用する前に，既知の熱源を用いた伝熱問題に対して，これらの手法の検証を行った．これらの違いは，（１）では熱源の入熱分布が与えられ，（２）では熱源周りの温度分布が与えられることであるが，もし，これらの問題に対して，計算された温度分布が一致すれば，熱源はそれ自身を含む領域の温度分布によって置き換えることが可能であることを意味する.

はじめに，鋼板の上面を移動する既知の熱源に対して，過渡温度場を有限要素法によって計算した．熱源を含む小さな領域における温度分布を抽出し，同じ有限要素モデルに局所の温度分布として与えた. 本熱源モデルの検証に用いた鋼板の有限要素モデルを**Fig. 5.7**に示す．長さ150 mm，幅50 mm，厚さ5 mm，溶接部の要素サイズは各辺0.5 mmである．熱源は, 鋼板の上を一方の端から他方の端まで, 一定の速度で移動する. 熱源の出力は5 kWとし，熱源はx，y，z方向にそれぞれ3 mm，0.5 mm，3.5 mm半径の楕円体とした．熱源の中心は，鋼板の上面を速度100 mm/sで移動させた．本検証では，溶融金属の流れは考慮されない．本伝熱解析および後述の熱弾塑性解析は，JWRIAN（大阪大学接合科学研究所にて開発された溶接力学計算コード）を用いて行った．熱源が100 mm移動したときの過渡温度分布を**Fig. 5.8**に示す.

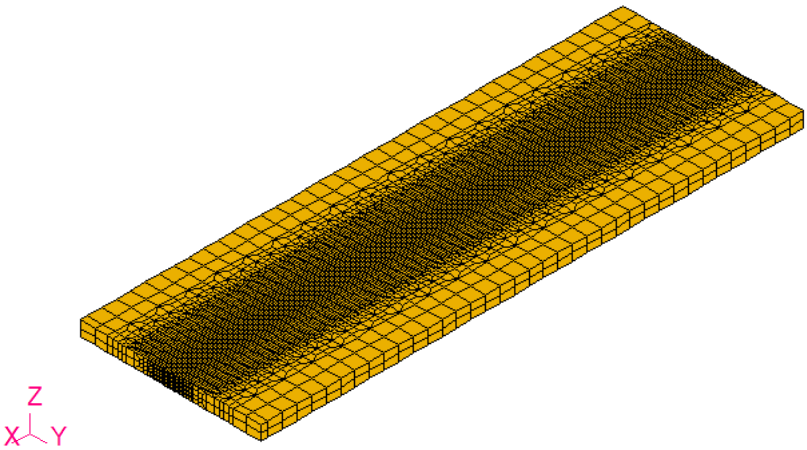


Fig. 5.7 FE model of steel plate for laser welding.

本検証計算では，熱源中心から半径5 mmの球体に含まれる節点の温度は，両者同じである．熱源からの熱伝導による温度分布について，楕円体の熱源を用いた計算と熱源周りの温度分布を与えた計算との，溶接中心線に沿った温度の比較を**Fig. 5.9**に示す．両者の温度分布は一致し，等価な伝熱計算結果が得られることが確認された．

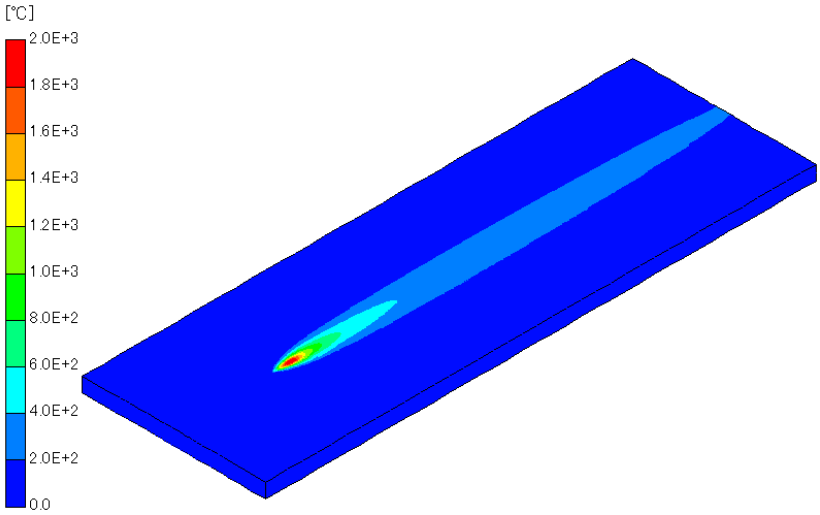


Fig. 5.8 Transient temperature distribution under moving heat source.

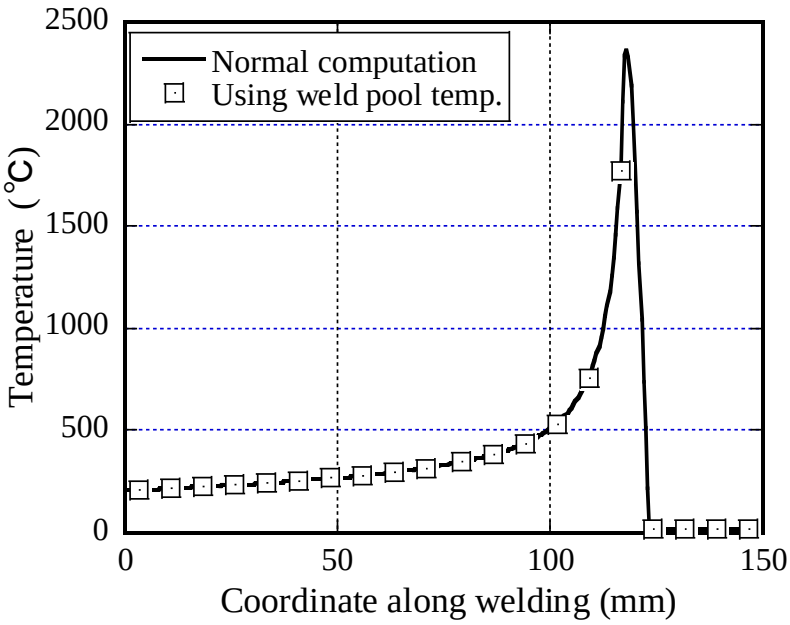


Fig. 5.9 Temperature distributions computed using heat source and temperature in volume containing heat source.

レーザ照射によるメルトランについて，**Fig. 5.7**に示す有限要素モデルを用い，熱弾塑性解析を行った．**Table 5.1**に示すレーザ条件にて，鋼板長さ150 mmにわたって照射する場合を想定した．粒子法にて計算されたキーホールの形状および周囲の温度場は，レーザ照射数十ミリ秒でほぼ定常状態に達し，照射後40 msから50 msまでの溶融池から，前述の２つの方法でレーザ照射による熱源モデルを作成し，熱弾塑性解析に与えた．キーホール表面においては，粒子の配置によって熱源分布および温度にばらつきがあるため，照射後40 msから50 msまでの各粒子座標における入熱量または温度分布データを取り出し，経過時間10 msにわたって平均化したものを用いた．

手法（１）では，各粒子におけるレーザ照射による入熱量を抽出し，有限要素モデルに直接与えた．粒子に与えられたパワーの合計は5.44 kWであった．手法（２）では，溶融温度 （1538 ℃）より高い領域の温度分布を取り出し，有限要素モデルに与えた．これらの熱源は溶接速度100 mm/sに従って，時間経過とともに前方へ移動させた．

熱源が100 mm移動したときの，手法（２）にて計算された温度分布を**Fig. 5.10**に示す．両者の方法で計算された，鋼板上面での溶接中心線に沿った温度分布を**Fig. 5.11**にて比較し，その熱源近傍での温度分布を**Fig. 5.12**に拡大して示す．手法（２）による温度分布は“Temperature”の曲線に示す．手法（１）では，溶融温度（1538 ℃）より温度が高い領域において異なる熱伝導率を仮定して計算した３ケースの曲線を示す．“Heat (1.0)” では，固体金属と同じ熱伝導率を与えた場合，“Heat (5.0)”，“Heat (10.)” では，固体金属の5倍および10倍の熱伝導率を与えた場合の温度分布を表す．**Fig. 5.12**によると，それぞれの方法による明確な違いが確認された．熱源位置において，手法（１）にて計算された温度分布は，手法（２）による温度結果を大きく上回るが，溶融領域の熱伝導率を増加させると，手法（２）による温度に近づく．これらの違いは，手法（１）では厳密な入熱分布が与えられているが，溶融金属の流れによって輸送された熱量が考慮されていないことに起因する．一方，手法（２）では，溶融池内のすべての温度分布が与えられるため，この問題について考慮する必要はない．弾塑性解析において，溶融金属の流れによる熱輸送を考慮し，精度よく温度分布を再現するためには，手法（２）を採用すべきであることがわかった．

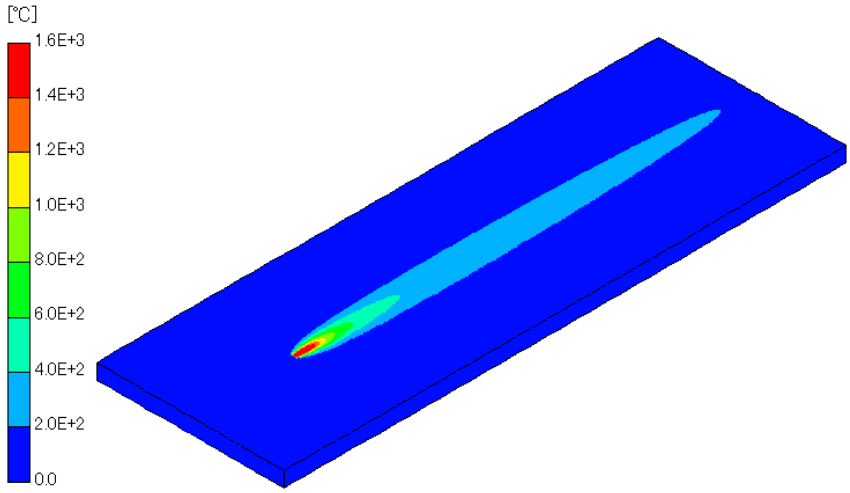


Fig. 5.10 Transient temperature distribution under traveling laser beam (second method).

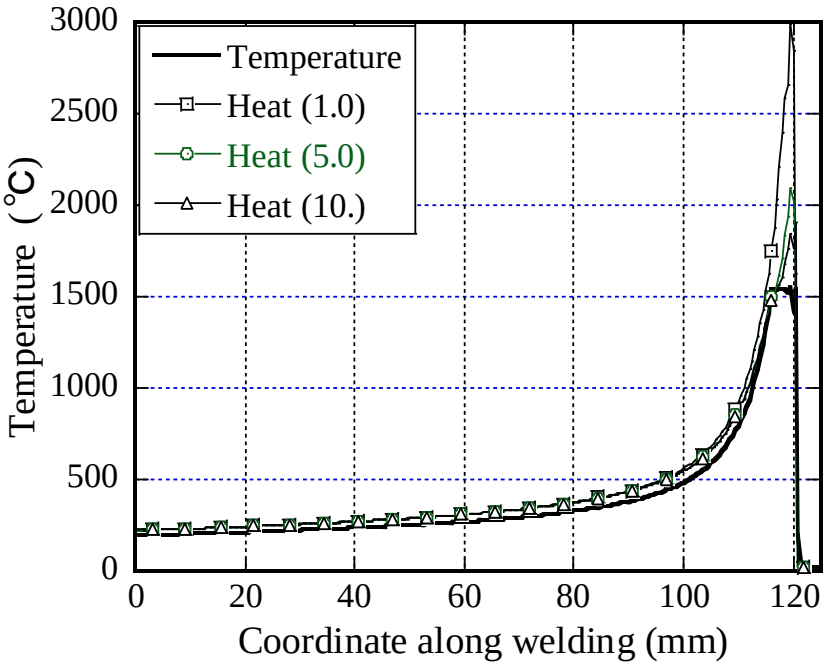


Fig. 5.11 Temperature distribution compared between two methods.

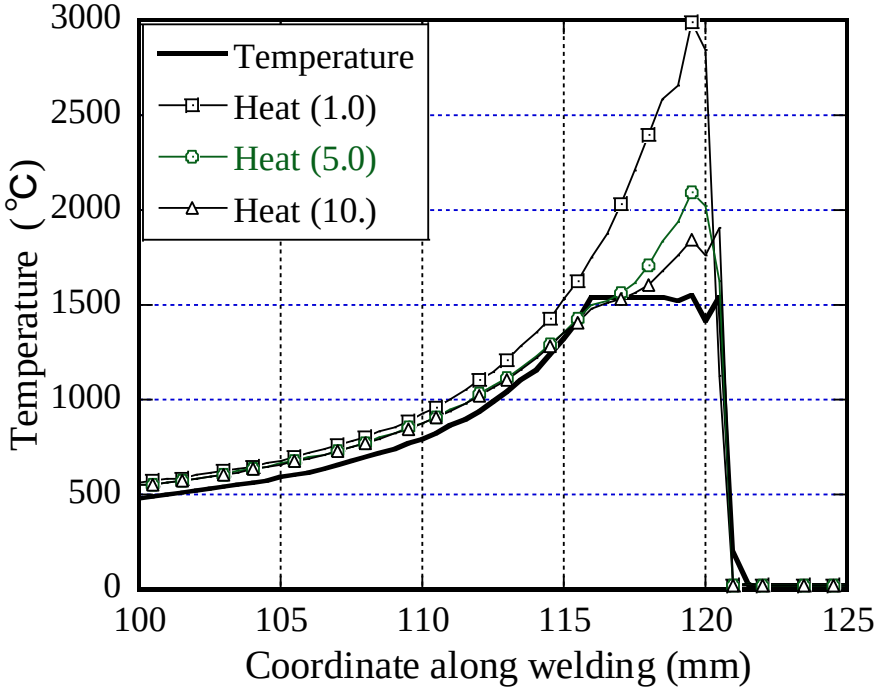


Fig. 5.12 Temperature distribution compared between two methods (enlarged figure).

5.4.3　熱弾塑性解析による溶接変形および残留応力

手法（２）の手法にて計算された過渡温度を用いて，１ステップの時間増分を2 msとして，１ステップ毎に変形および応力を計算した．本計算いて用いた鋼板の材料物性は**Fig. 5.13**に示す通りである．非線形が強い領域における応力解析では，時間ステップをさらに細かいサブステップに分割し，１サブステップでの最大温度変化が20 ℃以下となるようにした．冷却後の溶接長さ方向および幅方向の変位を，**Fig. 5.14**および**Fig. 5.15**にそれぞれ示す．冷却後のたわみ量を**Fig. 5.16**に示す．変位の大きさは，溶接長さ方向に-0.21 mmから0.07 mm，幅方向に-0.09 mmから0.07 mm，たわみ量が0.61 mmであった．単位溶接長さ当たりの平均入熱量は54.4 J/mm（平均入熱量5.44 kWを移動速度100 mm/sで割った値）は，アーク溶接に比べ小さいため，溶接変形も小さいことが確認された．

溶接長さ方向の残留応力分布および幅方向の残留応力分布を，**Fig. 5.17**および**Fig. 5.18**にそれぞれ示す．モデル中央上面における残留応力の溶接長さ方向成分および幅方向成分を**Fig. 5.19**に示す．残留応力の分布幅は16 mmであった．溶接長さ方向成分の残留応力最大値は560 MPaであり，降伏応力を超えた．幅方向の残留応力は最大100 MPa程度であり，幅方向の溶接変形に対して拘束力が働かないため，長さ方向成分比較して小さいことがわかった．残留応力の大きさについては，アーク溶接と同様の傾向であることが確認された．

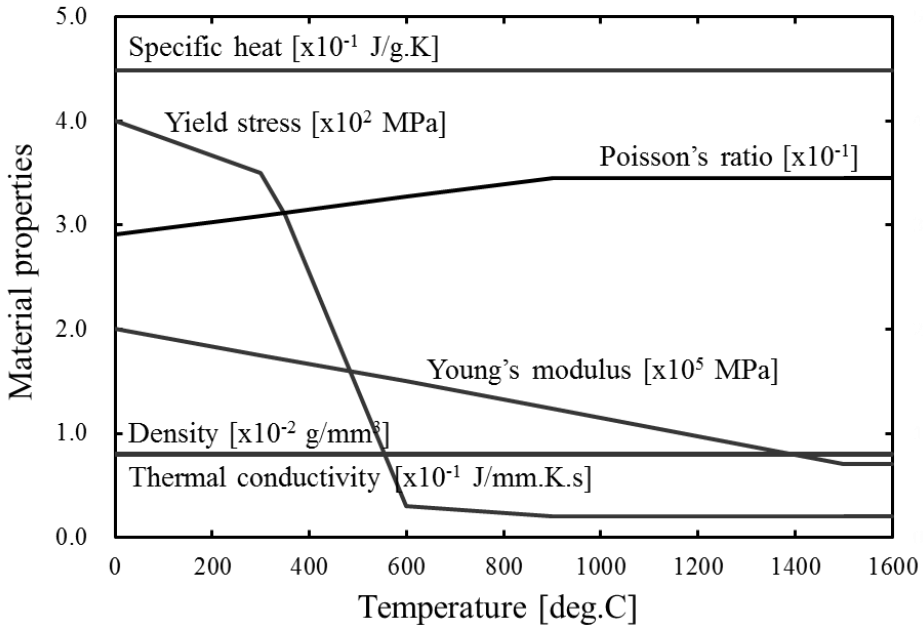


Fig. 5.13 Material properties used in thermal elastic plastic FEA.

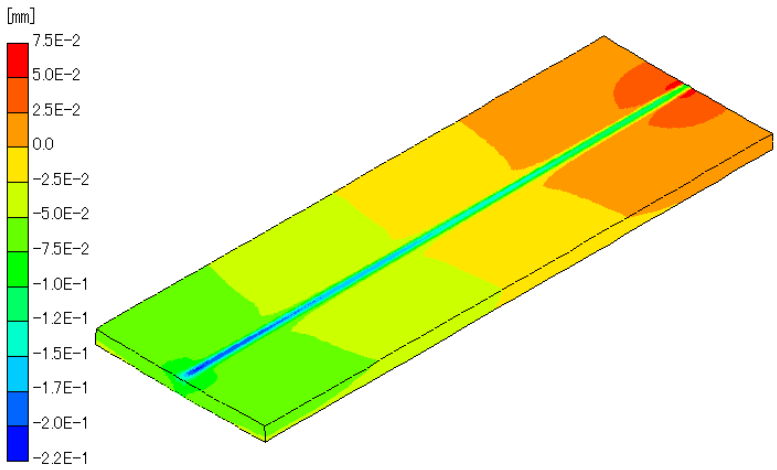


Fig. 5.14 Deformation in longitudinal direction after laser welding.

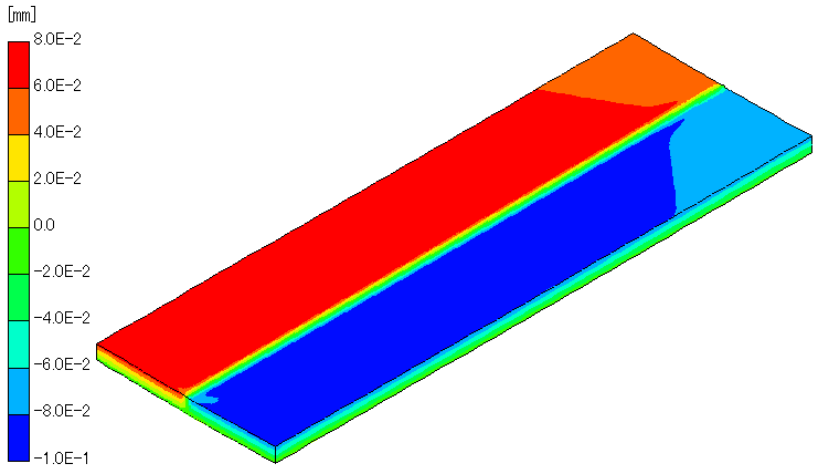


Fig. 5.15 Deformation in transverse direction after laser welding.

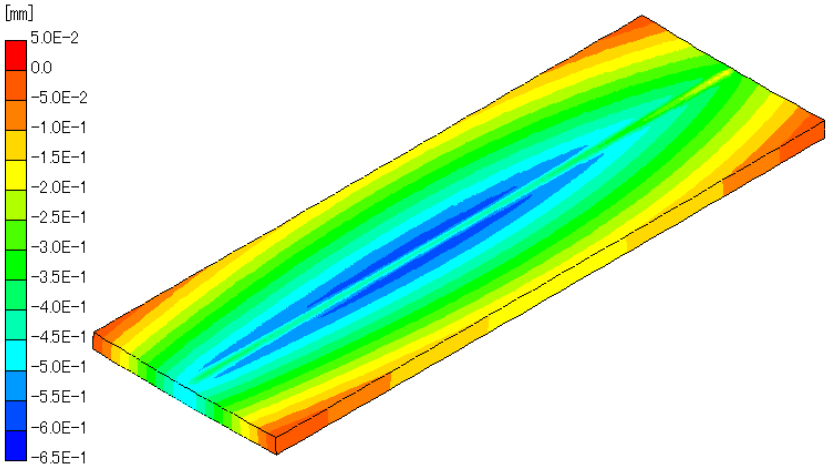


Fig. 5.16 Deflection after laser welding.

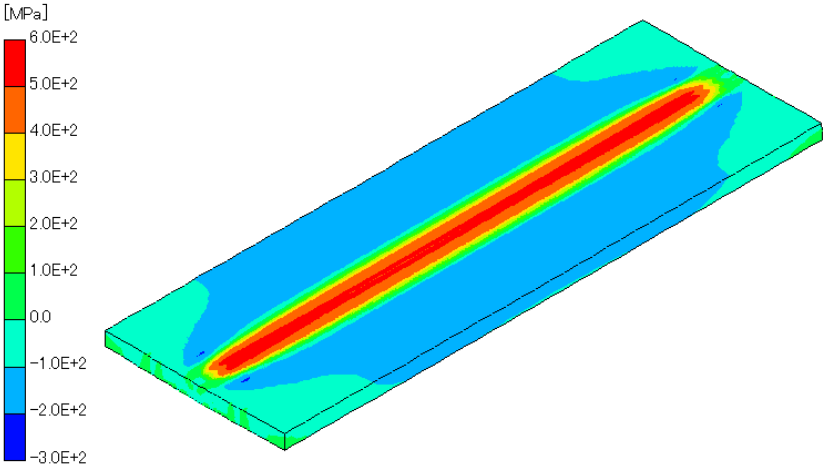


Fig. 5.17 Longitudinal residual stress after laser welding.

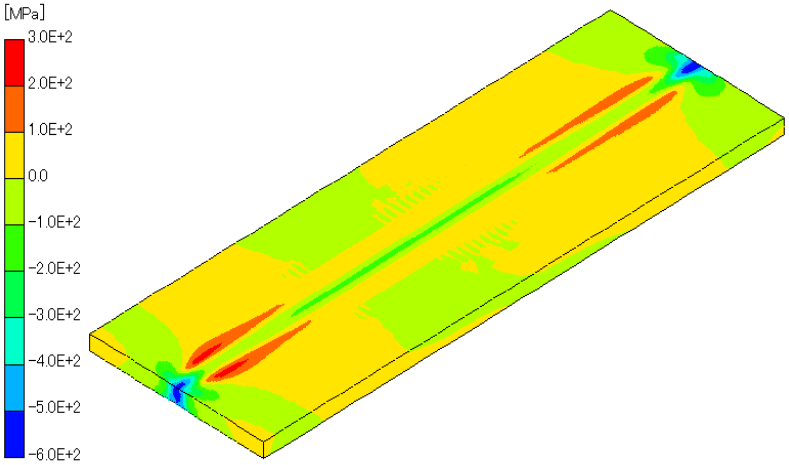


Fig. 5.18 Transverse residual stress after laser welding.

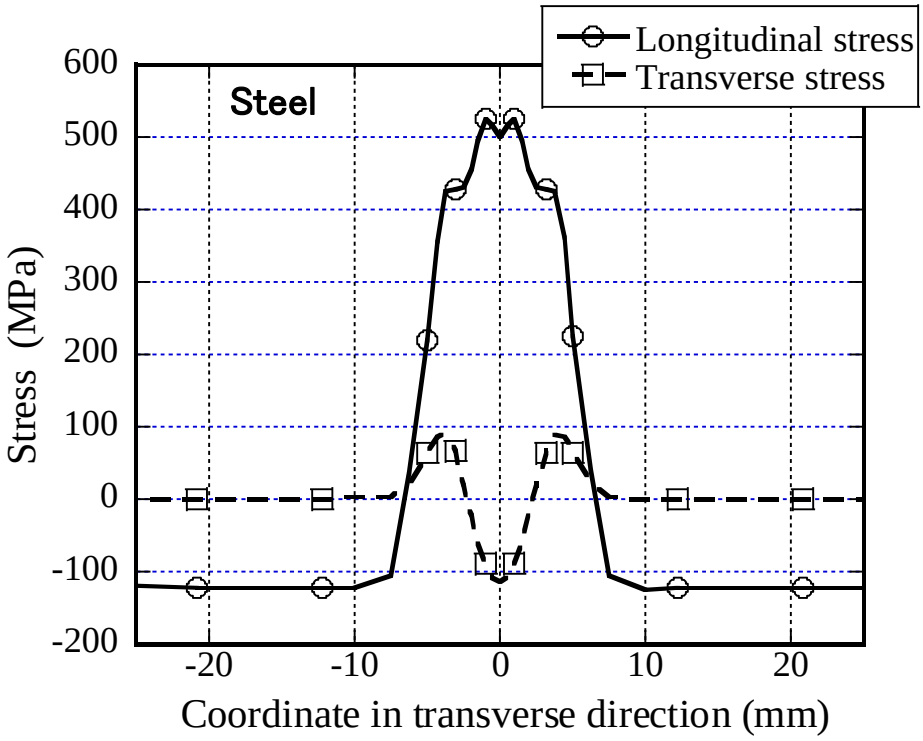


Fig. 5.19 Longitudinal and transverse residual stress after laser welding.

5.5　結言

粒子法を用いた数値計算によって得られたキーホールと入熱計算結果から，熱源モデルを作成し，有限要素法による熱弾塑性解析に適用する手法について検討を行った．また実際に，粒子法の計算結果から作成した熱源モデルを用いて熱弾塑性解析を行い，レーザ溶接による変形と残留応力を得るとともに，粒子法の結果から得た熱源の有限要素法を用いた熱弾塑性解析への適用性を確認した．さらに，残留応力と溶接変形の傾向について，アーク溶接の場合と比較した．本研究では，以下の結果を得た．

1) 有限要素法を用いた伝熱解析への熱源モデルの検証結果から，キーホール内の入熱は熱源を含む体積の温度分布によって置き換えられることが確認された．

2) 温度分布を用いた場合は，キーホール内の入熱分布を用いた場合より，より高い精度で温度場が計算されることがわかった．一方，入熱分布を用いた場合には，熱弾塑性解析では溶融池の流れによって輸送される熱量が考慮されないため，溶融池内での伝熱計算において，実際と異なることが明らかになった．

3) 熱弾塑性解析によって計算されたレーザ溶接による変形は，出力6kW，溶接速度100 m/sの場合，溶接長さ方向に0.3 mm程度の収縮，幅方向に2 mm程度の収縮，たわみ量

は0.6 mm程度であった．レーザ溶接では，単位溶接長さ当たりの入熱量がアーク溶接に比べ小さいため，溶接変形も小さいことが確認された．

4) 残留応力は，溶接長さ方向成分の最大値は降伏応力を超えた．幅方向の残留応力最大値は100 MPa程度であり，幅方向の溶接変形に対して拘束力が働かないため，長さ方向成分比較して小さいことがわかった．残留応力の大きさについては，アーク溶接と同様の傾向であることが確認された．残留応力の分布幅は16 mm程度であり，アーク溶接より小さいことが確認された．

第 6 章　結論

レーザ溶接を多くの製造物に対して適用範囲を広げ，品質の高い溶接を行うための，レーザ溶接における最適な条件の指針の作成のために，通常は観察できない微小な領域において固体，液体，気体およびプラズマ状態への相変化を伴う複雑な反応が起こるレーザ溶接による溶け込みのプロセスの詳細な解明が必要である．

本研究では，自由表面の変化に関わらず計算が可能な粒子法を用い，レーザ光の反射，フレネル吸収，蒸発の反跳圧を考慮した数値計算手法を開発し，レーザ溶接における溶融プロセスおよび深溶け込みが得られるキーホール形成過程の分析を可能にした．開発した数値計算手法を用いて，レーザ照射によって金属が溶融し，深いキーホールが形成される過程を数値計算によって再現するとともに，レーザ溶接の X 線透視観察との比較を行い，キーホール形成における溶融池挙動の分析を行った．さらに，溶接において問題となる溶接残留応力と溶接変形について，粒子法を用いた数値計算にて得られた入熱データを用いて，有限要素法の熱弾塑性解析による予測法の検討を行った．

本研究で得られた結果は，各章にて詳細に記述しているが，ここでは，得られた主な成果を各章ごとに総括する．

第 1 章では，レーザ溶接の適用と課題について述べ，溶接現象を再現するための種々の数値計算手法についてそれぞれの特徴を整理し，レーザ溶接による溶融池およびキーホールの形成を再現する数値計算手法の開発およびキーホール形成過程における現象の解明に関して，本研究の背景と目的について述べた．

第 2 章では，粒子法の特徴と理論について述べ，非圧縮流れ，熱伝導，相変化，表面張力の計算法について説明した．キーホール内の局所的に変化の大きい流れに対して，MPS 法にて発生する圧力振動を軽減し安定して解を得るために，非圧縮流れの計算において，圧縮性流れの圧力波を与えて陽的に密度の修正計算を行う手法を用いた．

本研究にて用いた計算手法による非圧縮性流れの計算について，水柱崩壊の問題を取り上げ，文献に報告されている実験結果と比較し，精度検証を行った．熱伝導の計算について，瞬間面熱源および瞬間点熱源による温度分布を理論解と比較し，精度を検証した．表

面張力については，複雑に形状が変化するキーホール内においても，適切に自由表面を捉え，表面形状の変化に対応できるよう粒子密度の勾配を用いた表面張力の計算モデルを提案した．表面張力による液滴振動について，数値計算の結果と理論振動周期との比較を行い，計算精度を検証した．

第 3 章では，レーザ溶接における溶融現象をシミュレーションするために開発した，レーザ光照射，フレネル吸収率，蒸発による反跳圧を考慮した計算モデルについて述べた．本数値計算手法を用いて，アルミ材を対象にして，レーザスポット照射による溶融計算を行い，本研究にて開発した粒子法を用いた計算手法の適用性を確認し，以下の結果を得た．

(1) レーザ照射直後，レーザ照射部においてすぐに蒸発が発生し，その反跳圧から周囲の溶融金属が押し広げられ，キーホールが形成される様子が再現された．

(2) 照射時間2 msで形成されたキーホールは，照射停止後20 ms後には表面張力によって完全に閉じられ，キーホールの複雑な表面形状においても，表面張力の計算モデルが適切に溶融金属の表面挙動を表現していることが確認された．

(3) レーザ光の反射を考慮した計算モデルを用いると，キーホール形状によって，反射回数が変化することで，レーザパワーの母材に吸収される割合が変化し，キーホールが深くなるほど，レーザパワーの吸収率が高くなることが確認された．

さらに，レーザ光のプロファイルを表すレーザパワー密度分布の溶融池およびキーホールへの影響を調査し，以下の結果を得た．

(4) レーザパワー密度分布の分散が小さく，投入エネルギーが照射径の中心に集中する場合，キーホールの径は小さく，深くなる．パワー密度分布の分散が大きい場合には，キーホールの径は大きく，浅くなることが確認された．

(5) レーザパワー密度分布の分散が大きく，キーホールが深くならない場合には，キーホール内での反射回数が少ないため，吸収率が小さく，キーホールが成長しないことが明らかになった．

以上の結果から，MPS 粒子法を基に，レーザ光の反射および吸収，蒸発反力を考慮して開発した本計算手法は，レーザ照射による溶融およびキーホール形成過程の数値計算手法として有用であることが確認された．

第 4 章では，開発した計算手法の移動レーザ照射による溶融現象の数値計算への適用性を議論した．移動レーザ溶接においては，計算量が膨大になるために，計算コストを小さくする方法について述べた．移動レーザ溶接においては，熱源を固定し，母材を移動させ，計算対象を溶融部周辺に絞ることにより，計算の効率化を図った．純チタンおよびステンレス鋼に対するメルトラン溶接の場合について，開発した計算手法を適用し，溶融池の生成およびキーホールの形成過程の数値計算を行った．また，X 線その場透視観察法を用いてキーホール形成過程を高速度観察し，開発した計算手法の適用性を確認するとともに，溶融部の挙動およびキーホール形成過程を明らかにした．

高輝度・高出力レーザを用いて純チタンに対しメルトラン溶接を行い，X 線その場透視観察法によりキーホール形成過程を高速度観察した．また，粒子法による非圧縮流れの計算手法を用いて，レーザ光のフレネル吸収，蒸発反跳圧を与えた数値計算を行い，X 線透視観察結果との比較を行った．さらに，粒子法を用いた数値計算では表現されない，レーザ光の反射および吸収の局所性と湯流れによる熱伝導による効果を補正して与え，キーホール形成現象への影響を検証した．最後に，キーホールの形成現象を特徴づける蒸発速度を比較し，キーホール形成過程を分析した．チタン材にて出力 4 kW または 6 kW，溶接速度 100 mm/s の場合のキーホール形成過程について，実験と数値計算の比較検討から得られた結果は以下の通りである．

(1) キーホール先端におけるレーザ光吸収の局所性によって，キーホール形状が変化し，レーザ光の散乱が大きい場合は，キーホールが丸く膨らむことが判明した．レーザ光の吸収がキーホール底部にて局所的に行われる場合，キーホールの鋭い形状が維持されることがわかった．

(2) 粒子法に基づく本数値計算を用いて，実験と一致するキーホール形状と成長速度を得るためには，局所のレーザ光反射および湯流れによる熱輸送の考慮が必要である．

(3) 溶融池の湯流れによる熱輸送を溶融池の熱伝導を上げて考慮することで，過大に蒸発で消費される熱量が低減し，溶融金属の損失が抑えられ，X線透視観察と同様の鋭いキーホール形状が再現された．

(4) キーホール形成過程において，先にキーホールが生じ，その後キーホール周囲に溶融領域が生じることがわかった．また，レーザの移動と伴にキーホール後方に溶融池が成長することが確認された．

(5) レーザ照射による蒸発速度は，キーホール先端近くで最も大きく，穴掘りの駆動力に

なっている．キーホール壁面での蒸発速度は，キーホールの維持に要するものであり，深い部分ほど大きいことがわかった．

(6) キーホールの成長過程において，キーホール内に入射されたレーザ光のエネルギーは 90 %以上吸収されるが，全体の蒸発速度は減少しており，吸収エネルギーの蒸発に消費される割合は，キーホールが深くなるに従って低下し，キーホールの成長速度も低下することが確認された．

同様に，ステンレス鋼に対しメルトラン溶接を行い，X 線その場透視観察法によりキーホール形成過程を高速度観察した．また，キーホール形成過程を粒子法に基づく数値計算を行い，観察結果と比較することで，キーホール現象を特徴づける蒸発速度の変化とその原因を示し，理論的な視点から，キーホール形成機構を詳細に解明した．さらに，レーザ出力および溶接速度の蒸発速度への影響を明らかにした．得られた結果は以下の通りである．

(1) X線透視観察結果から，レーザ出力6 kW，溶接速度100 mm/sの溶接条件下でのキーホール形成過程において，レーザ照射直後の1 m/s以上のキーホール成長速度は，3 ms後には0.01 m/sとなり，大幅に減速した．レーザ出力を4，8 kWとした，または溶接速度を50，167 mm/sとした溶接条件でも，照射数ミリ秒後にキーホール成長速度の大幅な低下が確認された．

(2) レーザ溶接特有のフレネル吸収や蒸発反力を考慮した粒子法に基づく数値計算結果が，レーザ出力4，6，8 kW，溶接速度50，100，167 mm/sの溶接条件下では，レーザ照射直後のキーホール成長速度と数ミリ秒後の成長速度の大幅な減速の様子が，X線透視観察結果と良く一致した．

(3) キーホールの成長を表す重要な物理量である蒸発速度が数値計算によって算出され，キーホール先端のレーザによる直接加熱から，レーザ光の多重反射を含むキーホール壁面の加熱に移行することが確認された．このときのキーホール先端に投入されるパワーの低下が，キーホール成長速度の大幅な低下の原因と解釈できる．

(4) 溶接速度100 mm/sの溶接速度一定の条件下では，レーザ出力に関わらず，深さ1 mm当たり0.05～0.1 g/sの蒸発速度が維持されていることが判明した．また，蒸発速度は，供試材表面から深い位置ほど増加傾向にある．これは，キーホールを移動させながら維持するのに必要な蒸発速度と推察される．

(5) キーホールを円筒形状と見做したとき，表面張力と釣り合う反跳圧を得る蒸発速度より多くの蒸発が，キーホールの壁において生じていることがわかった．また，レーザ出力を6 kWとし，溶接速度を50 mm/s，100 mm/s，167 mm/sと変えた場合，溶接速度が大きいほど，キーホールの壁での蒸発速度が大きいことが判明した．

以上の結果から，フレネル吸収や蒸発反力を考慮して開発した本粒子法は，レーザ溶接による溶融現象の数値計算手法としての適用性が確認され，溶融池およびキーホールの挙動の解明において有用であることが示された．

第 5 章では,粒子法を用いた数値計算によって得られたキーホールと入熱計算結果から,熱源モデルを作成し，有限要素法による熱弾塑性解析に適用する手法について検討を行った.また実際に,粒子法の計算結果から作成した熱源モデルを用いて熱弾塑性解析を行い,レーザ溶接による変形と残留応力を得るとともに，粒子法の結果から得た熱源の有限要素法を用いた熱弾塑性解析への適用性を確認した．さらに，残留応力と溶接変形の傾向について，アーク溶接の場合と比較した．本研究では，以下の結果を得た．

1) 有限要素法を用いた伝熱解析への熱源モデルの検証結果から，キーホール内の入熱は熱源を含む体積の温度分布によって置き換えられることが確認された．
2) 温度分布を用いた場合は，キーホール内の入熱分布を用いた場合より，より高い精度で温度場が計算されることがわかった．一方，入熱分布を用いた場合には，熱弾塑性解析では溶融池の流れによって輸送される熱量が考慮されないため，溶融池内での伝熱計算において，実際と異なることが明らかになった．
3) 熱弾塑性解析によって計算されたレーザ溶接による変形は，出力6kW，溶接速度100 m/sの場合，溶接長さ方向に0.3 mm程度の収縮，幅方向に2 mm程度の収縮，たわみ量は0.6 mm程度であった．レーザ溶接では，単位溶接長さ当たりの入熱量がアーク溶接に比べ小さいため，溶接変形も小さいことが確認された．
4) 残留応力は，溶接長さ方向成分の最大値は降伏応力を超えた．幅方向の残留応力最大値は100 MPa程度であり，幅方向の溶接変形に対して拘束力が働かないため，長さ方向成分比較して小さいことがわかった．残留応力の大きさについては，アーク溶接と同様の傾向であることが確認された．残留応力の分布幅は16 mm程度であり，アーク溶接より小さいことが確認された．

最後に，本研究にて開発した粒子法による数値計算手法について，今後の展望と課題を述べる．

本研究では，粒子法を用いてレーザ溶接時のキーホールおよび溶融池形成過程を再現できる手法を開発した．これにより，キーホール形成過程の現象分析を行い，溶接条件および材料物性などの諸因子による，キーホールの深さおよび形状，溶融領域への影響を見ることが可能となり，適切な溶接条件の選定への利用が期待できる．今後，キーホール形成後の形状が安定した状態での溶融池の湯流れを詳細に表現することができれば，ポロシティなど溶接欠陥が生じやすい条件を確認し，溶接品質の向上を図ることができる．また，粒子法にて得られた溶融領域の熱源モデルを用いて，有限要素法にて残留応力および溶接変形の予測が可能であり，製作条件の検討を行うことができる．

ただし，レーザ溶接時のキーホールおよび溶融池の挙動をさらに詳細に分析するために，以下の課題がある．

本研究では，粒子法による用いた本計算手法では十分に表現されない溶融池湯流れの影響を，溶融金属の熱伝導率を増加させることで考慮したが，溶融池内の複雑で高速な流れに対して計算手法を改良し，実際の湯流れを表現できれば，粒子の流れに伴い熱輸送の効果も与えられる．ただし，溶融池において，渦を巻くような流れの再現には，より細かく粒子を配置し，多くの粒子を用いて計算する必要がある．計算コストが膨大になるため，さらなる計算の高速化が必要であり，計算手法の効率化または，並列処理による処理速度の向上が求められる．

同様に，本研究で用いた粒子モデルでは十分に表現されない，キーホール内の局所的な反射によるレーザ光の吸収を考慮するため，レーザ光の反射時の吸収量を 2 倍にして，局所的な反射による入熱を表現した．レーザ照射によってレーザパワーの吸収が局所的に行われなければ，鋭いキーホール形状が得られないため，重要な因子である．この点においても，本計算手法にて粒子間隔をさらに細かくすれば，このようなレーザ光吸収量の調整は不要と考えられる．

また，蒸気金属によって，キーホール壁面の溶融金属は，供試材表面に向かってせん断力が働く．せん断力影響を考慮し，キーホール形状に及ぼす影響，湯流れに及ぼす影響を明らかにする必要がある．

さらに，本計算手法では，蒸気金属は計算モデルから削除しているが，実際にはキーホール壁に再付着する．この影響により，蒸発によって消失する質量が異なり，がキーホー

ル径は小さくなることが予測される．より詳細に，レーザ溶接時の溶融池およびキーホールの挙動を分析するためには，蒸気金属の再付着を粒子法による数値計算にてモデル化する必要がある．

以上の課題を解消すれば，レーザ溶接時のキーホールおよび溶融池の挙動が詳細に再現され，複雑な反応を伴い，観察ができない現象であった溶け込みプロセスのメカニズムについて，本研究による解明に加え，多くの現象が明らかにされると考えられる．

謝辞

本研究は，大阪大学接合科学研究所教授　村川英一　博士のご指導のもとで行われたものである．村川教授からは，研究の計画，実施および結果の検討など，終始絶え間ないご指導，ご鞭撻を賜りました．本研究における数値計算手法および実験結果の検討をはじめ，全般において，大阪大学接合科学研究所准教授　川人洋介　博士にご指導をいただきました．ここに，心より深甚の謝意を表します．

本研究の審査に当たり，有益なご教示，ご討論を賜った，大阪大学大学院工学研究科地球総合工学専攻教授　大沢直樹　博士，大阪大学大学院工学研究科地球総合工学専攻教授　藤久保昌彦　博士，大阪大学大学院工学研究科地球総合工学専攻准教授　鈴木博善　博士に厚く御礼申し上げます．

本研究を遂行するに際し，大阪大学大学院工学研究科精密科学・応用物理学専攻准教授　Dino Wilson Agerico Tan　博士からは，数値計算の実施において多くのご協力を頂きました．株式会社アスムス　宇佐見護　博士からは，多くのご助言とご助力を頂きました．株式会社ＪＳＯＬ　麻寧緒　博士からは，適切なご指導ならびに暖かい励ましを頂きました．東洋エンジニアリング株式会社　家合克典　博士，永田聡　博士からは，多くのご支援ならびに暖かい励ましを頂きました．ここに謹んで感謝の意を表します．

本研究の遂行において，村川研究室ならびに片山研究室の学生の皆様，秘書の皆様，会社同僚の皆様からも多くのご協力を頂きました．ここに感謝の意を表します．

最後に，これまでの社会人学生生活を支えて頂いた両親に深く感謝すると共に，ご支援いただいた関係各位に改めて深く御礼申し上げます．

参考文献

1) 新井武二，宮本勇：レーザー加工の基礎（上巻），マシニスト出版，(1993).

2) 片山聖二：レーザ溶接技術開発の最新動向，溶接学会誌，Vol.80，No.7，(2011)，pp.593-601.

3) 鷲尾邦彦：固体レーザの高輝度化，溶接学会誌，Vol. 61，No. 8，(1992)，pp. 671-677.

4) 溶接学会編：溶接・接合技術，産報出版，(1993)，pp.94-96.

5) 山田猛：ステンレス薄鋼板の溶接，Vol.63，No.4，(1994)，pp.297-302.

6) 木村 盛一郎，牧野 吉延：大出力レーザによる精密溶接技術，精密工学会誌，Vol.65，No.11，(1999)，pp.1547-1551.

7) 森清和：自動車ボディへのレーザ溶接適用，溶接学会誌，Vol.72，No.1，(2003)，pp.40-43.

8) 木谷靖，大井健次，玉井良清：自動車車体へのレーザ溶接技術の適用，JFE 技報，No.34，(2014)，pp.28-33.

9) 川口勲：レーザ・アークハイブリッド溶接技術の現状と今後の課題，IIC REVIEW，No.42，(2009)，pp.49-54.

10) 北側彰一，浅井知，牧野吉延：造船・重工業分野へのニュー溶接・接合プロセスの適用，溶接学会誌，Vol.72，No.1，(2003)，pp.44-48.

11) 坪田秀峰，郷田穂積，石出孝：船舶へのレーザ溶接の適用，溶接学会誌，Vol.80，No.7，(2011)，pp.602-605.

12) 木谷靖：レーザ溶接部の特性とレーザ溶接の適用分野，圧力技術，Vol.36，No.6，(1998)，pp.460-465.

13) 片山聖二：レーザ溶接，溶接学会誌，Vol.78，No.2，(2009)，pp.124-138.

14) 瀬渡直樹，片山聖二，松縄朗：アルミニウム合金レーザ溶接時のポロシティ生成機構の解明とその抑制法，溶接学会論文集，Vol.18，No.2，(2000)，pp.243-255.

15) 矢川元基，吉村忍：有限要素法，培風館.

16) O.C.ツィエンキーヴィッツ，R.L.テイラー 共著，矢川元基 訳：マトリックス有限要素法，科学技術出版，(1996).

17) Richard H. Gallagher 著，川井忠彦 監訳，川島矩郎，中沢優，藤谷義信 共訳：ギャラガー有限要素法の基礎，丸善，(1976).

18) 戸川隼人：有限要素法，圧力技術，Vol.11，No.5，(1973)，pp.289-296.

19) 糸井豊：機械設計者のための有限要素法，機械設計，No.55，Vol.1，(2011)，pp.21-25.

20) 田中正隆，松本敏郎，中村正行：境界要素法，培風館，(1991).

21) 岩崎龍一，石崎泰郎：境界要素法による非弾性解析(第 1 報)境界要素法の三次元熱弾塑性問題への応用，日本機械学会論文集 A 編，Vol.53，No.495，(1987)，pp. 2066-2070.

22) 日本計算工学会流れの有限要素法研究委員会編：続・有限要素法による流れのシミュレーション，丸善出版，(2008).

23) 山川勝史，松野 謙一：非構造移動格子有限体積法(第 1 報)非定常圧縮性流れに対する基礎的定式化と検証，日本機械学会論文集 B 編，Vol.69，No.683，(2003)，pp.1577-1582.

24) 小貫天，島本英樹，山村次男：有限要素･境界要素併用法を用いた三次元磁界解析における境界要素法定式化の改良，電気学会論文誌 A，Vol.109，No.11，(1989)，pp.2066-2070.

25) 岡村理一郎，吉川仁，高橋徹，樫山和男：境界要素法による大規模 3 次元非定常音場解析，理論応用力学講演会 講演論文集，Vol.63，(2014).

26) 大西五三男：定量的 CT を用いた有限要素法による骨強度評価，臨床整形外科，Vol.45，No.10，(2010)，pp.887-892.

27) 伊能教夫，小関道彦，末次剛，槇宏太郎，宇治橋貞幸：X 線 CT データに基づく骨体の個体別モデリング手法，日本機械学会論文集 C 編，Vol.64，No.620，(1998)，pp.1223-1228.

28) 高梨和光，清川哲志：有限要素法による津波波動シミュレ-ション，清水建設研究報告，Vol.41，(1985)，p81-89.

29) 米山望，松山昌史，田中寛好：1993 年北海道南西沖地震津波における局所遡上の数値解析，土木学会論文集，Vol.2002，No.705，(2002)，pp.139-150.

30) 米山望，森信人，三輪真揮：2011 年東北地方太平洋沖地震津波の釜石湾における挙動の数値解析，土木学会論文集 B2(海岸工学)，Vol.68，No.2，(2012)，pp.161-165.

31) H. Nishikawa, H. Serizawa and H. Murakawa: Actual Application of FEM to Analysis of Large Scale Mechanical Problems in Welding, Science and Technology of Welding and Joining, Vol.12, No.2, pp.147-152, 2007.

32) 上田幸雄，山川武人：有限要素法による熱弾塑性挙動の解析，溶接学会誌，Vol.42，No.6，(1973)，pp.567-577.

33) 西川弘泰，芹澤久，村川英一：大規模溶接シミュレーションの実機適用，溶接学会論文集，Vol.24，No.2，(2006)，pp.168-173.

34) M.Shibahara, S.Itoh, H.Serizawa, H.Murakawa: Numerical Prediction of Welding Hot Cracking Using Three-Dimensional FEM with Temperature Dependent Interface Element, Welding in the World, (2005), pp.55-57.

35) 生島一樹，伊藤真介，高倉大典，津乗充良，柴原正和：反復サブストラクチャー法を導入した理想化陽解法 FEM による大規模溶接変形残留応力解析，溶接学会論文集，Vol.32，No.4，(2014)，pp.223-234.

36) 生島一樹，柴原正和，伊藤真介，深沢塔一：理想化陽解法 FEM による溶接構造物の大規模接合組立シミュレーション，溶接学会全国大会講演概要，Vol88，(2011)，pp.172-173.

37) 岡田崇志，生島一樹，伊藤真介，柴原正和，西川聡：円筒多層溶接継手の残留応力解析，溶接学会全国大会講演概要，Vol.91，(2012)，pp.356-357.

38) 伊藤真介，柴原正和，望月正人，村川英一：二相流分離器における成型鏡板とパイプ溶接部の変形予測，溶接学会全国大会講演概要，Vol.85，(2009)，26-27.

39) 村川英一，羅宇，上田幸雄：固有ひずみを用いた弾性計算による溶接変形および残留応力の推定(第 1 報) 溶接における固有ひずみの生成機構，日本造船学会論文集，Vol.180，(1996)，pp.739-751.

40) 望月正人，斉藤直人，榎本邦夫，坂田信二，斉藤英世：固有ひずみ法による平板多層溶接突合せ継手の部材内部での残留応力の検討，日本機械学会論文集 A 編，Vol.61，No.587，(1995)，pp.1568-1573.

41) 村川英一，麻寧緒，大須賀佑介：溶接変形予測のための固有ひずみ，固有変形および固有力の概念，溶接学会全国大会講演概要，Vol.88，(2011)，pp.178-179.

42) H. Murakawa, W. Liang, D. Deng and K. Inose: Prediction of Welding Distortion of Large Scale Structures Using Inherent Deformation, Proc. Int. Conf. on Welding Science and Engineering, 2005 (WSE'05), Xi'an China (2005.10.21-23).

43) W. Liang, D. DENG, S. Sone and H. Murakawa: Prediction of Welding Distortion by Elastic Finite Element Analysis Using Inherent Deformation Estimated Through Inverse Analysis, Welding in the World, Vol.49, No.11/12, pp.30-39, 2006.

44) 南雄介，生島一樹，柴原正和，正岡孝治：理想化陽解法 FEM による大規模構造の溶

接変形解析，溶接学会全国大会講演概要，Vol.86，(2010)，pp.162-163.

45) 白井秀彰，沢本節夫，佐藤隆文：レーザ溶接における円筒部品の変形挙動解析，デンソーテクニカルレビュー，Vol.6，No.2，(2001)，pp.107-111.

46) H. Murakawa, F. Kimura and Y. Ueda: Weldability analysis of spot welding on aluminum using FEM, Transactions of JWRI, Vol.24, No.1 (1995), pp.101-111.

47) H. Murakawa, K. USUI, N. MA, and H. ZHAO: Influence of Initial Gap in Resistance Spot Welding on Weldability : 溶接構造シンポジウム講演論文集, (2011), pp263-266.

48) 樫山元希，村川英一：プロセステープを利用したスポット溶接におけるナゲット形成シミュレーション，溶接学会全国大会講演概要，Vol.93，pp330-331.

49) N. Ma, H. Murakawa: Numerical and experimental study on nugget formation in resistance spot welding for three pieces of high strength steel, Journal of Materials Processing Technology, 210, (2010), pp.2045-2052.

50) 平田好則，廣瀬成一，大垣信二，浅井康広，黄地尚義：溶融池の対流現象のモデリング:ティグ溶接の溶込み形成プロセスの解析(1), 溶接学会論文集, Vol.18, No.4, (2000), pp.540-548.

51) 大垣信二，平田好則，廣瀬成一，浅井康広，黄地尚義：静止ティグ溶接の溶込み形成プロセスの解析，溶接学会全国大会講演概要，Vol.65，(1999)，pp.288-289.

52) 野口暁，福元裕彦，佐藤伸志，西村利彦：MIG 溶接の三次元熱流体解析，溶接学会全国大会講演概要，Vol.93，(2013)，pp.66-67.

53) 荻野陽輔，高部義浩，平田好則：表面形状の変化を考慮した 3 次元溶融池モデル，溶接学会全国大会講演概要，Vol.92，(2013)，pp.120-121.

54) 志田謙一，河村洋，依田真一：高プラントル数流体の液柱内マランゴニ対流 3 次元数値シミュレーション，第 14 回数値流体力学シンポジウム，(2000).

55) 棚橋隆彦，松本昌昭，中島研吾，澤田達男：液柱マランゴニ対流の大規模数値計算，独立行政法人 科学技術振興機構 戦略的創造事業本部 平成 10 年度 短期集中型 研究報告会，(1998)，pp.30-32.

56) 野口曉，大村悦二，平田好則：レーザの多重反射と蒸発を考慮したレーザ穴あけ加工の熱流体解析(第 2 報)レーザの多重反射と材料の蒸発を考慮したレーザ穴あけシミュレーション，レーザ加工学会誌，Vol.14，No.2，(2007)，pp.113-119.

57) 野口曉，大村悦二：結像光学系の回析を考慮したプリント基板レーザ穴あけの樹脂除去解析，：精密工学会誌論文集，Vol.71，No.10，(2005)，pp.1296-1302.

58) Zhao Haiyan, Wu Aiping, Zhang Bin, Niu Wenchong: Numerical Simulation on the Keyhole Behavior of Laser Welding with Deep Penetration，Proceedings of Internal Conference on Welding Science and Engineering, (2009), pp.47-50.

59) Haiyan Zhao, Wenchong Niu, Bin Zhang, Yongping Lei, Masaru Kodama and Takashi Ishide: Modelling of keyhole dynamics and porosity formation considering the adaptive keyhole shape and three-phase coupling during deep-penetration laser welding, Journal of Physics D: Applied Physics, Vol.44, No.48, (2011).

60) 越塚誠一：粒子法による流れの数値解析，ながれ **21**，(2002)，pp.230-239.

61) Monaghan, J. J.: An introduction to SPH, Computer Physics Communications, Volume 48, Issue 1, p. 89-96.

62) Gingold, R. A., Monaghan, J. J.: Kernel estimates as a basis for general particle methods in hydrodynamics, Journal of Computational Physics (ISSN 0021-9991), vol. 46, June 1982, p. 429-453.

63) Koshizuka S. and Oka Y., Moving-Particle Semi-implicit Method for Fragmentation of Incompressible Fluid, Nuclear Science and Engineering, 123, (1996), 421-434.

64) Koshizuka, S. and Oka, Y.: Moving Particle Semi-implicit Method for Analyzing Large Deformation of Free Surfaces, Proceedings of ASME FEDSM'00, ASME 2000 Fluids Engineering Division Summer Meeting, (2000).

65) 石井英二，石川亨，田辺好之：粒子法とグリット法の結合によるマルチスケール気液界面解析，日本伝熱学会論文集，Vol.14，No.3，(2006)，pp.51-59.

66) 白川典幸：気液二相流の直接解析手法の開発と検証，東芝レビュー，Vol.58，No.9，(2003).

67) 越塚誠一:粒子法による混相流解析，日本機械学会論文集 B 編, Vol.74, No.742, (2008), pp.1226-1231.

68) Shirakawa, N., Horie, H., Yamamoto, Y. and Tsunoyama, S., Analysis of the Void Distribution in a Circular Tube with the Two-Fluid Particle Interaction Method, J. Nucl. Sci. Technol., Vol. 38, (2001), pp. 392-402.

69) 室谷浩平，越塚誠一，玉井佑，柴田和也，三目直登，吉村忍，田中覚，長谷川恭子，藤澤智光：階層型領域分割 MPS 陽解法を用いた多数の浮遊物が漂流する市街地津波遡上解析，第１９回計算工学講演会，広島国際会議場，(2014).

70) 柴田 和也，室園 浩司，越塚 誠一，酒井 幹夫，玉井 佑， 市東 素明，倉田 隼次：重合粒子法の開発および海水打ち込みと津波への適用，日本船舶海洋工学会論文集，第 14 号，論文番号 2012S-G2-9，(2012)，pp.215-218.

71) 入部綱清，藤澤智光，柴田和也，越塚誠一：数値地図を用いた MPS 法による津波解析，第１１回計算工学講演会論文集，Vol.11，No. 1，(2006)，p.67-70.

72) 越塚誠一，近澤佳隆，岡芳明：弾性体に対する陽的な粒子計算モデルの開発，計算工学講演会論文集，Vol.4，No.1，(1999)，pp.33-36.

73) 稲垣健太，酒井幹夫，越塚誠一：MPS 法を用いた弾塑性解析手法の開発，日本計算工学会論文集，Vol. 2008，(2008)，P 20080031.

74) 近澤佳隆：構造物の弾塑性解析のための粒子法の開発，東京大学博士論文，(2001).

75) A. Otto, H. Koch, K-H. Leitz and M. Schmidt: Numerical Simulations - A Versatile Approach for Better Understanding Dynamics in Laser Material Processing, Physics Procedia, 12, (2011), 11-20.

76) Ki H., Mohanty P. S. and Mazumder J.: Multiple Reflection and Its Influence on Keyhole Evolution. Journal of Laser Applications, 14-1, (2002), 39-45.

77) Cho J.-H. and Na S.-J.: Implementation of real-time multiple reflection and Fresnel absorption of laser beam in keyhole, J. Phys. D: Appl. Phys., 39, (2006), 5372.

78) Semak V., Bragg W. D., Damkroger B. and Kempka S.: Transient model for the keyhole during laser welding, J. Phys. D: Appl. Phys. 32 -15, (1999), L61-L64.

79) Geiger M., Leitz K.-H., Koch H. and Otto A.: A 3D transient model of keyhole and melt pool dynamics in laser beam welding applied to the joining of zinc coated sheets, Production Engineering, 3-2, (2009), 127-136.

80) Ki H., Mohanty, Mazumder J. and Mohanty P. S.: Modeling of Laser Keyhole Welding, Part I. Mathematical Modeling, Numerical Methodology, Role of Recoil Pressure, Multiple Reflections, and Free Surface Evolution, Metallurgical and Materials Transactions A, 33-6, (2002), 1817-1830.

81) Ki H., Mohanty, Mazumder J. and Mohanty P. S.: Modeling of Laser Keyhole Welding, Part II. Simulation of Keyhole Evolution, Velocity, Temperature Profile, and Experimental Verification, Metallurgical and Materials Transactions A, 33-6, (2002), 1831-1842.

82) 川人洋介，上村洋輔，土井雄一朗，水谷正海，西本浩司，川上博士，田中学，藤井英俊，中田一博，片山聖二：ステンレス鋼の高輝度・高出力レーザ溶接時の溶融池内湯流れに及ぼす溶接速度の影響の三次元 X 線透視その場観察法による解明，溶接学会論文集，Vol.33，No.1，(2015)，pp.13-19.

83) 川人洋介，水谷正海，片山聖二：ステンレス鋼の 10kW 高出力ファイバーレーザ溶接時の欠陥形成機構と防止法，溶接学会論文集，Vol.26，No.3，(2008)，pp.203-209.

84) 川人洋介，松本直幸，阿部洋平，片山聖二：ステンレス鋼の高出力ファイバーレーザ溶接時におけるレーザ吸収特性, 溶接学会論文集, Vol.27, No.3, (2009), pp.183-188.

85) Nakamura Hiroshi, Kawahito Yousuke, Nishimoto Koji and Katayama Seiji: Elucidation of melt flows and spatter formation mechanisms during high power laser welding of pure titanium, Journal of Laser Applications, 27 (2015), 032012.

86) 日本計算工学会編，越塚誠一：粒子法，丸善，(2005).

87) 近藤雅裕，越塚誠一：MPS 法における不自然な数値振動の抑制，Transaction of JSCES，No.20080015，(2008).

88) 田中正幸，益永孝幸：疑似圧縮性効果による MPS 法の安定化と圧力の平滑化，Transaction of JSCES，No.20080025，(2008).

89) 末吉誠，内藤林：粒子法による数値計算における圧力振動を軽減する補助計算手法について，関西造船協会講演概要集，22，(2004)，pp.57-60.

90) 大地雅俊，越塚誠一，酒井幹夫：自由表面流れ解析のための MPS 陽的アルゴリズムの開発，Transaction of JSCES，No.20100013，(2010).

91) 大地雅俊，山田祥徳，越塚誠一，酒井幹夫：MPS 陽解法における圧力計算の検証，Transaction of JSCES，No.20110002，(2011).

92) Koshizuka S, Tamako H and Oka Y., A Particle Method for Incompressible Viscous Flow with Fluid Fragmentation, Computational Fluid Dynamics J, 4, (1995), 29-46.

93) Huppert, H. E.: The Propagation of Two-dimensional and Axisymmetric Viscous

Gravity Currents over a Rigid Horizontal Surface, Journal of Fluid Mechanics, **121**, (1982), 43-58.

94) Katsuya NOMURA, Seiichi KOSHIZUKA, Yoshiaki OKA and Hiroyuki OBATA: Numerical Analysis of Droplet Breakup Behavior using Particle Method, Journal of Nuclear Science and Technology, Vol. 38, Issue 12, (2001), pp.1057-1064.

95) 近藤雅裕，越塚誠一，鈴木功至郎：粒子間力による表面張力モデルの開発，日本機械学会第 19 回計算力学講演会講演論文集，(2006)，pp.337-338.

96) 近藤雅裕，越塚誠一，滝本正人：MPS 法における粒子間ポテンシャルを用いた表面張力モデル，Transaction of JSCES，No.20070021，(2007).

97) 伊藤隼，越塚誠一，酒井幹夫：粒子間力と曲率を用いた粒子法のための表面張力モデルの検討，計算工学講演会論文集，Vol.16，(2011).

98) 石井英二, 杉井泰介 : 粒子法による表面張力モデルの開発, 日本機械学会論文集(B 編), 78 巻 794 号，(2012)，pp.40-55.

99) Lump. H.: Hydrodynamics, Cambridge Univ. Press, (1945).

100) Friedrich Dausinger and Jialin Shen, Energy Coupling Efficiency in Laser Surface Treatment, ISIJ International, 33-9, (1993), 925-933.

101) M. A. Ordal, L. L. Long, R. J. Bell, S. E. Bell, R. R. Bell, R. W. Alexander, and C. A. Ward: Optical properties of the metals Al, Co, Cu, Au, Fe, Pb, Ni, Pd, Pt, Ag, Ti, and W in the infrared and far infrared, Applied Optics, 22-7, (1983), 1099-1119.

102) V. V. Semak, J. A. Hopkins, M. H. McCay, and T. D. McCay, A Concept for a Hydrodynamic Model of Keyhole Formation and Support During Laser Welding, Proc. ICALEO, (1994), 641–650.

103) ステンレス協会編：ステンレス鋼便覧（第 3 版），日刊工業新聞社，(1995).

104) 日本金属学会編：金属データブック（改定 2 版），丸善，(1984).

105) 森 大樹，芹澤 久，村川 英一：突合せレーザ溶接時の変形・残留応力におよぼす施工条件に関する解析的検討，溶接学会全国大会講演概要，Vol.93，(2013)，pp.264-265.

106) Phaoniam Rittichai，山本将之，篠崎賢二，山本元道，門井浩太：狭開先ホットワイヤ・レーザ溶接法に対応した熱源モデルの検討－狭開先ホットワイヤ・レーザ溶接法の熱弾塑性解析モデルの構築(その 1)－, 溶接学会全国大会講演概要, Vol.98, (2012), pp.18-19.

107)李在翼，猪瀬幸太郎，金裕哲：レーザを用いたすみ肉溶接で生じる面外変形の予測と精度，溶接学会全国大会講演概要，Vol.81，(2007)，pp.134-135.

108)金裕哲，廣畑幹人，はげ山雄亮，猪瀬幸太郎：高張力鋼のレーザ溶接で生じる変形・残留応力，溶接学会論文集，Vol.28，No.3，(2010)，pp.281-287.

本研究に関連した発表および論文

(1) **千村伊作**，川人洋介，村川英一，片山聖二：X 線透視観察と粒子法に基づくチタンのレーザ溶接におけるキーホール形成因子の解明，軽金属溶接（2016，掲載予定）.

(2) **千村伊作**，川人洋介，村川英一：粒子法と X 線その場観察を用いたステンレス鋼レーザ溶接時のキーホール形成機構解明，レーザ加工学会誌（2016，掲載予定，印刷中）.

(3) **Isaku Chimura**, Yousuke Uemura, Yousuke Kawahito, Hidekazu Murakawa and Seiji Katayama: Numerical Method for Laser Welding Simulation Using Particle Method and Finite Element Method, Proceedings of the Twenty-fifth International Ocean and Polar Engineering Conference, (2015.6), pp.241-248.

(4) **千村伊作**，川人洋介，村川英一，片山聖二：粒子法のレーザ溶接への基礎検討(2)，溶接学会全国大会講演概要，平成 25 年度春季全国大会，(2013.4)，pp.224-225.

(5) **千村伊作**，広居真也，麻寧緒：溶接組立変形シミュレーションソフトウェアの開発，計算工学講演会論文集，Vol.17，(2012.5).

(6) **千村伊作**，戸倉直，麻寧緒：溶接順序や拘束条件の最適化設計による溶接変形の低減，溶接学会全国大会講演概要，平成 24 年度春季全国大会，(2012.4)，pp.142-143.

(7) **千村伊作**，川人洋介，村川英一：粒子法のレーザ溶接への基礎検討(1)，溶接学会全国大会講演概要，平成 24 年度春季全国大会，(2012.4)，pp.224-225.

(8) **Isaku Chimura**, Yousuke kawahito and Hidekazu Murakawa: Simulation of Laser Welding By Particle Method, International Symposium on Disaster Simulation & Structural Safety in the Next Generation, (2011.9).