Ni 基超合金格子状析出相に堆積する刃状転位の 分子動力学シミュレーション*

屋代 如月^{*1}, 内藤 正登^{*2}, 富田 佳宏^{*3}

Molecular Dynamics Simulation of Edge Dislocation Piled at Cuboidal Precipitate in Ni-Based Superalloy

Kisaragi YASHIRO^{*4}, Masato NAITO and Yoshihiro TOMITA

^{*4} Department of Mechanical Engineering, Kobe University,
1-1 Rokkodai-cho, Nada-ku, Kobe-shi, Hyogo, 657-8501 Japan

In order to clarify the fundamental mechanism of dislocations in the γ/γ' microstructure of Ni-based superalloy, three molecular dynamics simulations are conducted on the behavior of edge dislocations nucleated from a free surface and proceeding in the pure Ni matrix (γ) toward cuboidal Ni_3Al precipitates (γ') under shear force. One involves dislocations near the apices of two precipitates adjoining each other with the distance of $0.04\ \mu\text{m}$, as large as the width of the γ channel in real superalloys. Others simulate dislocations piled at the precipitates as well, however, the scale of the microstructure is smaller than that in real superalloys by one order of magnitude, and one of them have precipitates with atomistically sharp edge. Dislocations are pinned at precipitates and bowed-out in the γ channel, then they begin to penetrate into the precipitate at the edge in both the real-scale and smaller microstructures when the precipitates have blunt edges. On the other hand, an edge dislocation splits into a superpartial in the γ' precipitate and a misfit screw dislocation bridging between two adjacent precipitates at the atomistically sharp edge of γ' precipitates. It is also observed that two superpartials glide in the precipitate as a superdislocation with anti-phase boundary (APB), of which the width is evaluated to be about 4 nm.

Key Words: Molecular Dynamics, Dislocation, γ/γ' Microstructure, Anti-Phase Boundary, Ni-Based Superalloy

1. 緒 言

計算機の性能向上および並列計算機の普及を背景に、分子動力学シミュレーションが直接扱える系の空間的スケールは μm に達しつつある^{(1)~(3)}。原子レベルから変形・破壊現象の解明を目指す研究分野においても、個々の局所現象を抽出しモデル化した解析(例: 単一の転位)から、 $\text{nm} \sim \mu\text{m}$ のスケールで生じる複雑な現象(例: 多数の転位の集団的挙動)の直接観察へと移行しており、分子動力学法はナノ~マイクロスケールにおける変形・破壊現象に関して新たな知見を得る方法としてその地位を確立しつつある。

このような背景の下、著者らは Ni 基単結晶超合金の内部微細析出構造における転位挙動を分子動力学シ

ミュレーションにより直接解明することに取り組んでいる^{(4)~(6)}。Ni 基超合金は、 γ マトリックス相 (Ni) 中に γ' 相 (Ni_3Al) が $0.5\ \mu\text{m}$ 程度の格子状に析出した構造を有している。微細析出した γ' 相は転位の自由な運動を妨げ、Ni 基超合金の優れた耐熱特性に寄与している。転位が主として運動する γ チャンネルの幅は $0.05\ \mu\text{m}$ 程度のものもあり、原子レベルの検討が必要なスケールとなっている。また、 γ/γ' 界面に堆積した 2 本の転位が γ' 相を貫通する超転位となるメカニズムなど、Ni 基単結晶超合金に特有な内部変形機構を解明するためには、界面および γ' 相の原子構造を陽に考えた検討が必要である。

前報⁽⁶⁾では、Ni マトリックス中に 8 つの立方体 Ni_3Al 析出相を有するセルに、全方向周期境界条件下で $[001]$ 方向に引張を行うシミュレーションを行い、 γ/γ' 界面からの転位発生を、特に立方体 γ' 相のエッジや頂点などの界面会合部に着目して検討した。その結果、 γ' 相頂点部分から発生した部分転位ループが隣

* 原稿受付 2002 年 2 月 18 日。

^{*1} 正員, 神戸大学工学部(〒657-8501 神戸市灘区六甲台町 1-1)。

^{*2} 学生員, 神戸大学大学院自然科学研究科。

^{*3} 正員, 神戸大学大学院自然科学研究科。

E-mail: yashiro@mech.kobe-u.ac.jp

接する γ' 相に到達し、2つの γ' 相間にかかる2つの部分転位に分岐することなどを明らかにした。しかしながら、周期境界下の引張シミュレーションでは、 γ' 相による転位のピンニングや γ' 相を貫通する超転位生成など、発生した転位が γ/γ' 界面によって阻止され堆積するようなメカニズムについては、周期境界による非物理的な変形挙動が先に現れてしまうため検討することができなかった。

本報では、 γ/γ' 構造内部のすべり面に沿った平板状領域をモデル化したシミュレーションを行い、せん断力を受けて γ 相内を進行する刃状転位が γ' 析出相によって阻止される際の γ/γ' 界面における挙動を詳細に観察した。 γ チャンネルの幅を $0.04\mu\text{m}$ とほぼ実材料と同じスケールとしたシミュレーションをはじめとして、1オーダー小さい γ/γ' 構造、および、立方体 γ' 相のエッジ部を原子レベルで鋭利な形状とした場合などについて検討した。

2. シミュレーション方法

図1に示した3つのモデルに対して解析を行った。いずれも、純Niマトリックス中に立方体形状の純 Ni_3Al 析出相が格子状に配置された理想的な γ/γ' 構造を想定し、そのすべり面に沿った平板状の部分を解析対象としている。また、前報⁽⁶⁾と同様、モデルの単純化を行い、 γ 相へのAlの固溶や第三元素の効果はここでは考慮していない。

Model I 実際の γ チャンネルの幅に近い 41.20nm の間隔で隣り合う2つの立方体 γ' 相を想定し、その頂点近傍の平板状領域を解析対象とするモデルである(図1(a))。ここで、解析対象とした2つの γ' 相頂点が同一すべり面上にのるように、右の γ' 相に対して左の γ' 相を $[100]$, $[001]$ 方向に 20.60nm ずつシフトさせている。これにより、シミュレーションセルにおいて転位が発生する端面ADと2つの γ' 相までの距離を等しくしている。平板状セルの大きさは厚さ 4.30nm 、せん断方向 $([0\bar{1}1])$, x 方向) 長さ 60.01nm 、横方向 $([2\bar{1}\bar{1}])$, y 方向) 長さ 72.11nm であり、 $1,671,467$ 個の原子を有する。 γ' 相のエッジ部は 4.41nm の丸みを有するものとした。いずれの方向にも周期境界を適用できないため、すべてのセル端面では、法線方向の原子運動を拘束し平面内に制限する境界条件を用いた。

Model II 立方体 γ' 相の一辺の長さが 57.50nm 、 γ チャンネルの幅が 14.38nm と、実材料と比べ1オーダー小さい γ/γ' 構造とし、せん断方向に対して横方向に周期境界条件が適用可能な平板状領域を解析対象とするモデルである(図1(b))。セルの大きさは厚さ 2.39nm 、

Fig. 1 Simulation models.

せん断方向 $([\bar{1}\bar{1}2])$, x 方向) 長さ 88.04nm 、横方向 $([1\bar{1}0])$, y 方向) 長さ 101.65nm であり、 $1,920,000$ 個の原子を有する。 γ' 相のエッジ部の丸みは $R = 7.09\text{nm}$ とした。周期境界が適用できない厚さ方向と x 方向には、原子運動を平面内に制限する境界条件を用いた。
Model III γ/γ' 構造のスケール、シミュレーションセルの大きさ、境界条件およびせん断方向などは全て Model II と同じであるが、立方体 γ' 相のエッジおよび頂点を原子レベルで鋭利なものとした(図1(c))。

いずれのモデルも、初期配置作成時には γ と γ' 、および、その界面の格子長さには差を与えず、Ni と Ni_3Al の格子定数 0.3520nm と 0.3567nm を相加平均した値 0.3544nm を用いた。したがって、 γ/γ' 界面は格子ミスマッチが0の整合界面となっている。まず、 5000fs の初期緩和計算を行い、 γ と γ' の間の内部ひずみを再配分させた。その後、セルの端面ADにおいて、厚

Fig. 2 Schematics of loading procedure and crystallographic orientation.

さ中心から上半分に微小変位 $\Delta\delta$ を与え 1000fs の緩和計算を行った。この微小変位付加および 1000fs の緩和計算を 1 ステップとし、これを繰り返して端面変位を増加させた (模式図 2(a))。ここで、1 ステップで与える微小変位 $\Delta\delta$ の大きさは、せん断方向が $[0\bar{1}1]$ である Model I では 0.0100nm, せん断方向が $[\bar{1}\bar{1}2]$ である Model II および Model III では 0.0088nm とした。いずれも、図 2(b) に模式的に示したように、すべり面上の原子の隣接サイトまでの距離 (部分転位のバーガースベクトルの大きさ) と比べ十分小さい。この変位増加により端面から結晶内部に刃状転位を発生させ、すべり面上を運動し γ/γ' 界面に接近する転位挙動をシミュレートした。温度は速度スケールリングにより 300K に制御した。

原子間相互作用は原子埋め込み法^{(7) (8)} (Embedded Atom Method; EAM) ポテンシャルにより評価し、Voter らによってフィッティングされたパラメーター^{(9) (10)}を用いた。詳細については前報⁽⁶⁾を参照されたい。

3. シミュレーション結果および考察

3.1 γ チャンネルにおける転位の湾曲 Model I のシミュレーションにおける、変位 δ に対するポテンシャルエネルギー E_a の変化を図 3 に示す。ここで、ポテンシャルエネルギーは系全体の値を原子 1 個当たりに換算したものである。初期平衡状態において γ チャンネルは格子が引張状態にあるため、端面変位を加えることによりセルの上半分の γ チャンネル内部の引張応力が緩和される。このため、ポテンシャルエネルギーは初期の変位増加により減少し、約 0.04nm で

Fig. 3 Relationship between applied displacement and potential energy (Model I).

極小となる。その後、せん断による弾性ひずみエネルギーの増大が支配的となりポテンシャルエネルギーは増加する。変位約 0.09nm で端面 AD の結晶格子が弾性限界に達し、非弾性変形 (部分転位) が端面より発生し始めるとひずみエネルギーが解放されポテンシャルエネルギーが減少する。端面変位が約 0.15nm となったときにポテンシャルエネルギーは極小となる。この極小点は、1 本目の部分転位のバーガースベクトルの大きさ (ただし、 $[0\bar{1}1]$ 方向に投影したもの) 0.125 nm を、制御変位がわずかに超えた時点で生じている。以降は同様に、端面変位増加/部分転位発生によってポテンシャルエネルギーは増加および減少を繰り返した。Model II, Model III のシミュレーションについても同様の傾向が認められた。なお、本解析では端面 AD にのみ変位を与えており、系全体としてのせん断応力の変化は小さいため割愛しているが、基本的にはポテンシャルエネルギーの変化と対応して増加・減少を繰り返した。

Model I の $\delta \leq 0.22$ nm において観察された、1 本目の部分転位 (leading partial) および 2 本目の部分転位 (trailing partial) 発生時の中央すべり面上の原子配置の変化を図 4 に示す。図は、左上に模式的に示したように、端面 AD 近傍の γ チャンネルの一部を拡大して示したものであり、下のすべり面に対する原子の相対的な位置関係から積層欠陥となった部分を判別し、濃く着色して表している。最初のエネルギーピークの $\delta = 0.09$ nm において、端面より積層欠陥となる原子移動が開始する (図 4(b) 矢印)。ここで、端面全体に渡り同時に原子移動が開始するのではなく、局所的に開始していることに注意されたい。ポテンシャルエネルギーの減少とともに、端面から積層欠陥となった領域が広がる (図 4(c), (d))。変位が 0.15 nm 以上にな

Fig. 4 Dislocation nucleation at the surface (Model I).

Fig. 5 Dislocation motion on the slip plane (Model I).

ると、端面格子は再度弾性変形を開始しポテンシャルエネルギーが上昇する。なお、 $\delta=0.18\text{nm}$ の図で端面 AD が白く見えるのは下面の原子層が見えているためであり、この時点では trailing partial はまだ発生していない。変位約 0.21 nm において 2 番目のエネルギーピークに達した後、元の fcc サイトと等価な位置関係となる原子移動が開始する。その結果、leading partial と trailing partial に挟まれた積層欠陥が 1 本の拡張転位として結晶内部を進行した (図 4(e))。 γ チャンネルを進行するこの拡張転位の幅は約 4.0nm 、完全転位のバーガースベクトルの大きさ $b = 0.25 \text{ nm}$ で換算すると $16b$ である。なお、横方向の端面では原子運動を平面内に制限しているため、完全転位による $[0\bar{1}1]$ 方向の原子移動のみ可能となる。このため、端面近傍では leading partial と trailing partial の間隔が狭くなり、拡張転位の幅が細くなっている。 γ/γ' 構造のスケールは異なるが、横方向に周期境界条件を適用し、端面の影響を排除した場合の転位の挙動については次節以降

に検討する。

Model I のシミュレーションにおいて観察した、 $\delta=0.30 \text{ nm}$ 以降の転位の挙動を図 5 に示す。図では、すべり面上のすべての原子に対して、図 4 と同様の方法で積層欠陥の生成および消滅の判別を行い、積層欠陥となった原子のみ着色して示している。 $\delta=0.50 \text{ nm}$ の図 5(b) では、端面より 2 本目の転位が発生し、その力を受けて 1 本目の転位は x 方向へ進行している。 $\delta=0.70 \text{ nm}$ において 1 本目の転位が γ/γ' 界面に到達すると、転位の進行が上下の γ' 相によって阻止され、転位のピンニングが生じている (図 5(c))。さらに端面変位を増加させると、2 本目の転位が接近し転位は大きく湾曲した (図 5(d))。また、上下の γ' 相頂点部において、 γ' 相への転位の進入が認められた。

転位近傍の力学状態を検討するため、各原子位置における局所せん断応力 τ_{xz} を評価し、図 5 の原子配置を局所せん断応力 τ_{xz} の大きさに応じて濃淡で着色して表したものが図 6 である。局所応力の定義には種々

Fig. 6 Distribution of atomic shear stress τ_{xz} on the slip plane (Model I).Table 1 Shear stress, τ_{xz} , at area ① and ② in Fig.6

	Area ①	Area ②
(a) $\delta=0.30$	2.12GPa	2.36GPa
(b) $\delta=0.50$	2.37GPa	2.23GPa
(c) $\delta=0.70$	2.53GPa	2.43GPa
(d) $\delta=0.90$	3.02GPa	1.99GPa

の議論がなされているが^{(11) (12)}, ここでは微小ひずみに対するポテンシャルエネルギーの1次変化量として導出される式⁽¹³⁾を原子1個当たりの評価に拡張して用いた. 図5の拡張転位の位置と比較すると, 局所せん断応力は拡張転位を構成する leading partial および trailing partial の前後で大きな値をとり, それぞれの前方では正 (図6(a) 白矢印), 後方では負の値をとっている (図6(a) 黒矢印). 進行方向に γ' 相がある部分 (図6中実線で囲った領域①) と, γ チャンネル中央部分 (図6中領域②) の局所せん断応力の変化を表1に示す. 転位が γ' 相に接近した $\delta=0.50$ nm 以降において, 進行方向に γ' 相がある領域①では領域②と比べせん断応力が上昇している. また, $\delta=0.90$ nm における領域①の局所応力より, γ' 相内に進入する “superpartial” 発生時の局所せん断応力は約 3.0GPa であった.

3.2 より微細な γ/γ' 構造における転位の挙動
横方向周期境界の Model II のシミュレーションにより観察された転位の運動を図7に示す. 図では, 下に模式的に示したように, ①の γ' 相エッジ部および②の γ' 相頂点近傍を拡大して示している. Model I と同様に, leading partial につづいて trailing partial が発生し, 積層欠陥は1本の拡張転位として結晶内部を進行した (図7(a), (b)). $\delta=0.35$ nm の図7(c)では, 1本目の転位が γ' 相に到達し, 端面では2本目の転位が発生している. なお, γ/γ' 界面のごく近くまで転位が接近すると, leading partial が界面に引き寄せ

Fig. 7 Dislocation motion near an edge and apex of γ' precipitates (Model II).

られるような挙動を示しており, 図7(c)では leading partial は γ' 相エッジの曲面に沿うような形状をしている. また, Model II および Model III のシミュレー

Fig. 8 Schematic of crystallographic relationship between shear direction and atom motion.

Fig. 9 Schematics of motion of trailing partials with different Burger's vector.

シミュレーションでは、変位によるせん断方向を $[\bar{1}\bar{1}2]$ としているため、図 8 に模式的に示すように、trailing partial による原子移動は $[2\bar{1}1]$ と $[\bar{2}11]$ の 2 通り存在する。原子数が多く自由度の大きい本シミュレーションにおいては、先述したように、部分転位発生の原子移動は端面全体に渡って同時に生じるのではなく、複数の局所部分から開始する。局所部分から開始した trailing partial の原子移動方向が異なった場合、図 7(b) 中に実線で囲った A 部および B 部のよう、積層欠陥を解消する原子移動ができない点が生じる。この部分は、模式図 9 に示すようにそれぞれの trailing partial の端点であり、表面上の平行移動は可能であり互いに接近すると消滅する。ただし、図 7 の A、B の点のように、trailing partial の端点が消滅しないまま 2 本目の拡張転位の leading partial が発生すると複数の転位がもつれた点として移動する (図 7(c), (d))。もつれ点におけるそれぞれの部分転位のバーガスベクトルの関係を図 10 に模式的に示す。もつれ点が通過した領域において、原子が欠損する部分が生じないためには、1 本目の拡張転位の 2 つの trailing partial はもつれ点において互いに交差する必要がある。さらに、積層欠陥部分かもつれ点でそれぞれ 120° の角度をなしているのも、(111) 面の三角格子において原子欠損部分が生じないという要請によるものである。

端面変位をさらに増加すると、 γ チャンネル内で転位のピンニングが生じる (図 7(d))。このとき、転位はエッジ部分のナノ曲面に沿って γ チャンネル内に湾曲している。2 本目の転位が接近すると、その力を受けてエッジ部近傍から γ' 相内への進入を開始した (図 7(e), (f))。なお、この γ' 相内に進入した superpartial 発生時の局所せん断応力 τ_{xz} は約 2.8 GPa であった。結晶方位の違いを考慮すると Model I のそれとほぼ同じ値である。 γ/γ' 構造のスケールおよび転位近傍の力学的条件の違い (転位間の距離、横方向境界条件によ

Fig. 10 Schematic of dislocation entanglement observed in the Fig. 7

る転位張力の違い等) によらず、superpartial 発生の局所応力がほぼ同じ値を示したことは、 γ' 相を転位が貫通するための局所的な力学条件が存在する可能性を示唆している。ただし、この局所応力は温度・外力条件等によって変化することが予想されるため、定量的な議論を行うには今後検討を要する課題である。

以上、1 オーダー小さいスケールの γ/γ' 構造においても、 γ' 相のエッジ部分に R を有する場合は Model I と基本的には同じ挙動を示し、転位は γ' 相によって阻止されると γ チャンネル内に湾曲するとともに γ' 相のエッジ部分から進入を開始することが示された。

3.3 鋭利な γ' 相エッジ部における転位の分岐挙動

γ' 相のエッジ部分を原子レベルでシャープなものとした Model III のシミュレーションでは、上述の 2 つのシミュレーションとは大きく異なる転位の挙動が観察された。Model III のシミュレーションで得られた、 γ' 相エッジ近傍での転位の運動の様子を図 11 に示す。1 本目の転位の運動が γ' 相によって阻止され、進行方向に γ' 相のない部分で湾曲し始めるのは上述のシミュレーションと同様である (図 11(a)-(c))。注目すべき

点は、接近する2本目の転位の力を受けて1本目の転位がエッジ部から γ' 相内への進入を開始する際、転位がエッジ部で切断されたように分岐し、 γ' 相内に進入した転位は①の γ' 相側面の γ/γ' 界面に沿った運動を生じていることである(図11(d)-(f))。図11(h)の2本目の転位の分岐の様子からわかるように、 γ チャンネル内に残った転位は $[0\bar{1}1]$ 方向へ不安定な移動を生じ、②の γ' 相に沿うように変化している。したがって、図11(f)に一点鎖線で示したように、①と②の γ' 相間の γ チャンネルには、原子移動を生じた領域と未移動の領域が存在する。原子配置変化の動的・連続的な観察により、この分岐は、 $[0\bar{1}1]$ のバーガースベクトルを持つ γ チャンネルの刃状転位が、同じバーガースベクトルを有し、①の γ' 相エッジ部から②の γ' 相側面にかかるらせん転位へと変化したためであることがわかった。なお、らせん転位が積層欠陥に拡張していないのは、 γ/γ' 界面のミスフィット転位として存在し、半整合界面を形成しているためである。

その後も変位を増加しつづけると、1本目の転位と同様のメカニズムにより、2本目の転位がエッジ部から γ' 相内に進入する部分転位対と、隣接する γ' 相間にかかるらせん転位へと分岐することが確認された(図11(h))。 γ' 相内に進入した2本の拡張転位、すなわち2本のsuperpartialは間に約4.1nmの逆位相境界(APB)を有する超転位(superdislocation)として γ' 相内を運動した(図11(h))。

実材料中においては、 γ' 相のエッジ部はナノオーダーの曲面であるため、Model IIIのシミュレーションで観察されたメカニズムは仮想的なものである。しかしながら、 γ/γ' 界面の原子構造によっては、1本の転位線が γ/γ' 界面上を運動する転位と、 γ' 相間にかかるミスフィット転位に分岐する可能性があることが本シミュレーションにより示唆された。

4. 結 言

γ' 相による転位のピンニングや γ' 相を貫通する超転位など、Ni基超合金の γ/γ' 構造に起因する転位挙動を原子レベルから明らかにすることを目的として、 γ/γ' 構造内部のすべり面に沿った平板状の領域をモデル化したシミュレーションを行った。得られた結果を要約して以下に示す。

(1) 実材料のスケールとほぼ同じ0.04 μm 幅の γ チャンネル(Niマトリックス)をモデル化し、隣接する2つの Ni_3Al (γ')相の頂点に接近する刃状転位について行ったシミュレーションでは、転位は γ' 相によってピンニングされ γ チャンネル内で大きく湾曲した。ま

Fig. 11 Dislocation motion near an edge and apex of γ' precipitates (Model III).

た、後方より接近する他の転位の力を受けて、転位は頂点部から γ' 相内に進入した。

(2) γ/γ' 構造のスケールを実材料のそれより1オーダー小さいものとし、 γ マトリックス相を進行し Ni_3Al 相によって運動が阻害される刃状転位について行ったシミュレーションでも、(1)と基本的には同じ傾向を

示し、 γ チャンネル内への湾曲、および、エッジ部から γ' 相内への転位の進入が認められた。また、 γ' 相内への superpartial 生成の局所せん断応力は、Model I, Model II とほぼ同じ値であり、転位が γ' 相を貫通するための局所的な力学条件が存在する可能性が示唆された。

(3) (2) のシミュレーションにおける立方体 γ' 相のエッジ部を原子レベルでシャープな形状としたシミュレーションでは、エッジ部でピンニングされた刃状転位が、 γ' 相の側面に端点を有し γ' 内に進入する刃状転位と、 γ' 相間にかかるらせん転位に分岐する挙動が認められた。

文 献

- (1) Abraham, F. F. et al., *Modelling Simul. Mater. Sci. Eng.*, **6** (1998) 639-670.
- (2) Abraham, F. F., *Materials Science for the 21st Century*, **A** (2001), 195-202.
- (3) Vashishta, P. et al., *Materials Science for the 21st Century*, **A** (2001), 213-219.
- (4) 屋代如月・内藤正登・富田佳宏, 第 44 回日本学術会議材料研究連合講演会講演論文集, (2000), 329-330.
- (5) 内藤正登・屋代如月・富田佳宏, 日本機械学会 2001 年度年次大会講演論文集, Vol.V, (2001), 23-24.
- (6) 屋代如月・内藤正登・富田佳宏, 日本機械学会論文集, **A 編**, **68**-668, (2002), 573-579.
- (7) Daw, M. S. and Baskes, M. I., *Phys.Rev.Lett.*, **50**-17 (1983), 1285-1288.
- (8) Daw, M. S. and Baskes, M. I., *Phys.Rev. B*, **29**-12 (1984), 6443-6453.
- (9) Voter, A. F. and Chen, S. P., *Mat.Res.Soc. Symp.Proc*, **82** (1987), 175-180.
- (10) Voter, A. F., *John Wiley & Sons*, (1994), 77-90.
- (11) 泉聡志, 東京大学博士論文, (1999).
- (12) 梅野宜崇, 京都大学博士論文, (2001).
- (13) 屋代如月, 北村隆行, 大谷隆一, 野田茂之, 日本機械学会論文集, **A 編**, **64**-626 (1998), 2583-2589.