# Warm dense matter 状態の Au-Cu 規則合金の動的安定性

Dynamical stability of Au-Cu ordered compounds in the warm

dense matter regime

小野頌太 \*、小林大悟 Shota Ono and Daigo Kobayashi

東海国立大学機構 岐阜大学工学部 電気電子・情報工学科 Department of Electrical, Electronic and Computer Engineering, Gifu University, Tokai National Higher Education and Research System, Gifu, Japan

#### 概要

We study the lattice stability of ordered alloys of CuAu<sub>3</sub>, AuCu, and AuCu<sub>3</sub> in the warm dense matter (WDM) regime, where the electron temperature is much higher than the lattice temperature and the atoms are fixed in the equilibrium position at zero temperature. By performing the phonon calculations from first-principles, we demonstrate that the CuAu<sub>3</sub> and AuCu<sub>3</sub> show the phonon hardening, while the AuCu becomes unstable against the R point phonon excitations in the WDM regime. The short- and long-range interatomic forces play an important role to understand these results in a unified manner.

## 1 背景

1990 年頃から現在に至るまで、フェムト秒パルス レーザーを用いた物性研究が活発に行われている。 レーザー光を物質に照射したときに発現する物質の 瞬間的な応答「超高速現象」を理解することは、広 義の光物性分野の諸課題の一つである。レーザー光 を物質に照射すると、物質中の電子が光を吸収し、 電子の持つエネルギーが増大する。一般に、このエ ネルギー増大は電子温度の増大として理解される。 Warm dense matter (WDM)と呼ばれる状態は、 「電子系は超高温状態 (warm)にあるが、イオン系は 固体状態 (dense)を維持している」という特殊な物 質の状態を指す。しかし、WDM 状態にある金属は、 ピコ秒程度で電子系からイオン系にエネルギーが流 れて融解する。このため、WDM 状態の構造物性は 十分に理解されていないのが現状である。

有限温度効果を取り入れた密度汎関数理論(DFT) に基づき、様々な単純金属のフォノン計算が行われ ている。電子温度がフェルミ温度程度まで増大した 場合、(i) Au や Cu などの FCC 構造を持つ単純金 属は、絶対零度の固体に比べて硬くなること(フォノ ンハードニング)[1, 2]、(ii) W や Na などの BCC 構造を持つ単純金属は、フォノンソフトニングを示 し物質が不安定化すること [3, 4] が予測されている。 これは、「室温下での結晶構造」と「WDM 状態の安 定性」に相関関係があることを示唆している。

本研究では、結晶構造と WDM 状態の安定性の相 関関係を理解するため、Au-Cu 規則合金系に注目す る。Au と Cu の合金は、その混合比に依存して様々 な結晶構造を持つ(図 1)。固体状態では、Au と Cu は FCC 構造、Au と Cu が 1 対 1 で混合した AuCu は L1<sub>0</sub> 構造、3 対 1 または 1 対 3 で混合した CuAu<sub>3</sub> と AuCu<sub>3</sub> は L1<sub>2</sub> 構造が安定な構造である。AuCu の L1<sub>0</sub> 構造は BCC 構造と幾何学的に類似するため ( $c/a \simeq 1.26$ )、AuCu の WDM 状態は不安定になる ことが予想される。以下では、WDM 状態における Au-Cu 規則合金の動的安定性を、第一原理計算を用 いて解析した結果について報告する [5]。

<sup>\*</sup> shota\_o@gifu-u.ac.jp



図 1 Au-Cu 規則合金の結晶構造。L1<sub>2</sub>構造では、立方体の頂点と各面の中心に異なる種類の原子が存在 する。L1<sub>0</sub>構造は体心立方格子の結晶構造を *c* 軸方向に引き伸ばした構造を持ち、直方体の頂点とその中 心に異なる種類の原子が存在する。

# 2 理論

## 2.1 格子力学

まず、結晶の格子振動の理論について簡単に述べ る。位置 l で指定される単位胞内にある s 番目の原 子の位置を R(s, l) とする。各原子は周りのイオンや 電子と電気的な相互作用をすることで、その位置が 変位する。その変位を u(s, l) で表し、 $\alpha$  方向の変位 を  $u_{\alpha}(s, l)$  と表す。微小変位(調和近似)を仮定する と、変位に対する運動方程式は

$$M_s \frac{\partial^2}{\partial t^2} u_{\alpha}(s, \boldsymbol{l}) = -\sum_{s', \boldsymbol{l}', \alpha'} D_{\alpha, \alpha'}^{s, s'}(\boldsymbol{l}, \boldsymbol{l}') u_{\alpha'}(s', \boldsymbol{l}')$$
(1)

のように表すことができる。ここで、 $M_s$ はs番目の 原子の質量、 $D_{\alpha,\alpha'}^{s,s'}(\boldsymbol{l},\boldsymbol{l}')$ は力定数行列と呼ばれ、

$$D_{\alpha,\alpha'}^{s,s'}(\boldsymbol{l},\boldsymbol{l}') = \frac{\partial^2 V}{\partial u_{\alpha}(s,\boldsymbol{l})u_{\alpha'}(s',\boldsymbol{l}')}\Big|_{0}$$
(2)

により定義される。V は系のポテンシャルエネル ギーを表す。式(1)の物理的意味は「位置l'で指定 される単位胞内にあるs'番目の原子が $\alpha'$ 方向に変 位することで、位置lで指定される単位胞内にある s番目の原子が力を受け $\alpha$ 方向に変位する」である。 変位が波数qと振動数 $\omega$ で伝搬するような解(平 面波)

$$u_{\alpha \boldsymbol{q}}(s, \boldsymbol{l}) = \epsilon_{s\alpha}(\boldsymbol{q})e^{i(\boldsymbol{q}\cdot\boldsymbol{l}-\omega t)}$$
(3)

を仮定すると、運動方程式(1)は

$$\omega^{2} M_{s} \epsilon_{s\alpha}(\boldsymbol{q}) = \sum_{s',\alpha'} \left[ \sum_{\boldsymbol{h}} D_{\alpha,\alpha'}^{s,s'}(\boldsymbol{0},\boldsymbol{h}) e^{i\boldsymbol{q}\cdot\boldsymbol{h}} \right] \epsilon_{s'\alpha'}(\boldsymbol{q})$$
$$= \sum_{s',\alpha'} \tilde{D}_{\alpha,\alpha'}^{s,s'}(\boldsymbol{q}) \epsilon_{s'\alpha'}(\boldsymbol{q}) \tag{4}$$

のような固有値方程式に変形される。ダイナミカル 行列と呼ばれる  $\tilde{D}_{\alpha,\alpha'}^{s,s'}(q)$  を各 q に対して対角化する ことで、波数と振動数の関係  $\omega = \omega(q)$  (フォノン分 散関係)を得る。固有値がブリルアンゾーン全域で正 ( $\omega_j(q)^2 > 0$ )の場合、系は動的安定 (dynamically stable)である。一方、固有値が  $\omega_j(q)^2 < 0$ の場合、  $\omega_j(q)$  は純虚数であるので、式 (3) より、系はモード (q, j)のフォノン励起に対して不安定である。

#### 2.2 計算条件

本研究では、DFT [6] と密度汎関数摂動論(densityfunctional perturbation theory, DFPT)[7] が実装さ れた第一原理計算プログラム Quantum ESPRESSO [8] を用いて、Au-Cu 規則合金のフォノン分散関係 を計算した。WDM 状態における動的安定性を調べ るため、電子温度が  $T_e = 0, 4, 6 \text{ eV}$ の場合について 計算を行なった。文献 [5] に計算条件の詳細を記す。

# 3 結果と考察

図 2 は、WDM 状態にある Au-Cu 規則合金のフォ ノン分散関係である。 $T_e$  が増大すると、FCC 構造 の Au と Cu、L1<sub>2</sub> 構造の CuAu<sub>3</sub> と AuCu<sub>3</sub> におい ては振動数が増大する (フォノンハードニング)。一 方、L1<sub>0</sub> 構造の AuCu においては、ブリルアンゾー ンの R 点  $(0, \pi/a, \pi/c)$  で虚数振動数が現れる。これ は、WDM 状態の AuCu は不安定であり、L1<sub>0</sub> 構造 から別の構造に相転移することを示唆している。

従来の WDM 状態の格子力学においては、遮蔽 効果の理論に基づきフォノンハードニング現象が理 解される。そのメカニズムを理解するため、図 3 に WDM 状態の電子状態密度を示す。エネルギーの 基準をフェルミエネルギー ( $\varepsilon_F$ ) に固定している。  $T_e = 0 \text{ eV}$ の場合、-2 eVから -6 eV 付近に Cu の



図 2  $T_e = 0, 4, 6$  eV の場合の Au, Cu, AuCu, CuAu<sub>3</sub>, AuCu<sub>3</sub> のフォノン分散関係。L1<sub>0</sub> 構造の AuCu は、 $T_e \ge 4$  eV のとき R 点で虚数振動数を 持つ (虚数を負値で表示)。文献 [5] より引用。

3d 電子と Au の 5d 電子に由来するバンドが存在す る。T<sub>e</sub>の増大によって、バンド幅が小さくなり、ま た低エネルギー側にシフトする。これは、電子励起に より局在性の強い d 電子が占有状態から非占有状態 に遷移するため、Au 原子と Cu 原子まわりの電子密 度が希薄に(遮蔽効果が弱く)なったためである。そ の結果、Au 原子と Cu 原子間の斥力が増大し、力定 数や内部圧力が増大する。確かにこの解釈は、FCC 構造と L12 構造のフォノン計算結果とは矛盾しない。 L10 構造の AuCu の場合についても、光学フォノン や R 点以外の音響フォノンの振舞いにも矛盾しない (図 2(c))。しかし、R 点フォノンのソフト化現象及 び系の不安定化を説明することはできない。

L1<sub>0</sub>構造における R 点フォノンの安定性 を理解するため、p 次近接原子までの原子間 力相互作用を考慮した格子モデルに基づき 振動数を計算した。例えば Au 原子を原点



図 3  $T_e = 0, 4, 6$  eV の場合の Au, Cu, AuCu, CuAu<sub>3</sub>, AuCu<sub>3</sub> の電子状態密度。 $\varepsilon_F$  はフェルミエネルギーを表す。文献 [5] より引用。

とすると、 p = 1,2,3,4,5,6 近接原子は、そ れぞれ Cu(a/2, a/2, c/2), Au(a, 0, 0), Au(0, 0, c), Au(a, a, 0), Au(a, 0, c), Cu(3a/2, a/2, c/2)及びこれ らと距離の等しい原子である。 これら原子間の力定 数値を用いた R 点フォノン振動数  $\omega_i$  ( $i = 1, \dots, 6$ ) の計算結果を表1( $T_e = 0 \text{ eV}$ )と表2( $T_e = 4 \text{ eV}$ ) に示す。pの値を大きくすると(原子間長距離力を 考慮すると)、 $\omega_i$ の値は DFPT の計算値に近づく。 光学フォノンの場合 ( $\omega_4, \omega_5, \omega_6$ )、p = 1の振動数が すでに DFPT 値にほぼ等しい。これは、光学フォノ ンが短距離力によって安定化していることを意味す る。また、 $T_e = 0 \text{ eV}$ よりも $T_e = 4 \text{ eV}$ の場合の  $\omega_4, \omega_5, \omega_6$ の方が大きく、フォノンハードニングが 「原子間短距離力の増大」に由来することを示してい る。一方、 $\omega_1$ の値は、 $T_e = 0$  eV においては、 $p \leq 5$ では虚数値を示し、p = 6 まで考慮に入れた場合に 正値を持つ。これは、R 点の最低エネルギーフォノ ンが「原子間長距離力」によって安定化することを 意味する。 $T_e = 4 \text{ eV}$ においては、 $p = 3 \text{ o} \omega_1$ 値が DFPT 値とほぼ等しく、WDM 状態では原子間長距 離力が消失していることを意味する。

WDM 状態における原子間長距離力の消失を理解 するために、原子間力ポテンシャルの概念図を図4 に示す。結晶は、電子を媒介としたイオン-電子-イ オン間引力 (indirect) がイオン間のクーロン斥力 (direct) を打ち消し、形成されたポテンシャル極小 の近傍に原子が凝集することで、エネルギー安定性 と動的安定性を獲得する。WDM 状態では、電子が 高エネルギー状態に遷移することによる電子分布の 非局在化が生じる。このため、イオン-電子-イオン間 引力が減少し、ポテンシャルエネルギーの長距離部 分がほぼゼロとなり、それゆえ原子間長距離力が消 失する。

# 4 まとめ

本研究では第一原理計算手法を用いて、WDM 状態の Au-Cu 規則合金の動的安定性を調べた

表 1  $T_e = 0$  eV の場合に対する AuCu の R 点 フォノンエネルギー (meV)。pNN は、p 次近接原 子までの原子間力相互作用を考慮した格子モデルを 表す。DFPT は第一原理計算結果を表す。

-							
	1NN	2NN	3NN	4NN	5NN	6NN	DFPT
$\omega_1$	-6.1	-5.5	-4.4	-3.2	-2.9	1.3	1.8
$\omega_2$	8.0	6.6	6.2	7.7	8.0	8.4	8.5
$\omega_3$	-6.9	9.9	10.3	10.8	10.9	11.3	11.5
$\omega_4$	14.0	13.5	13.1	13.7	14.1	14.9	15.1
$\omega_5$	18.9	19.9	19.9	20.2	20.4	20.8	21.0
$\omega_6$	22.3	23.3	23.6	23.7	23.8	24.0	24.2

表 2  $T_e = 4 \text{ eV}$ の場合に対する AuCu の R 点 フォノンエネルギー (meV)。

	1NN	2NN	3NN	4NN	5NN	6NN	DFPT
$\omega_1$	-12.9	-8.5	-5.8	-5.5	-5.4	-5.3	-5.1
$\omega_2$	11.0	8.4	8.1	9.0	9.0	9.1	9.1
$\omega_3$	-11.4	11.2	12.2	12.5	12.6	12.7	12.8
$\omega_4$	19.3	17.8	17.5	18.1	18.2	18.3	18.5
$\omega_5$	28.0	31.9	32.0	32.3	32.2	32.3	32.3
$\omega_6$	31.9	33.1	33.7	33.7	33.8	33.7	33.8



Interatomic distance

図 4 原子間力ポテンシャルの概念図。WDM 状 態においては indirect 相互作用が減少するため、 ポテンシャル曲線が上方にシフトする。

[5]。WDM 状態においては、L1<sub>2</sub> 構造の CuAu<sub>3</sub> と AuCu<sub>3</sub> は、FCC 構造の単純金属の場合と同様にフォ ノンハードニングを示し、一方、L1<sub>0</sub> 構造の AuCu は R 点フォノンが不安定化することが明らかになっ た。フォノンハードニングの起源は原子間短距離力 の増大であり、R 点フォノンの不安定化は WDM 状 態に特有の原子間長距離力の消失に由来する。なお 文献 [5] では、AuCu の L1<sub>0</sub> 構造が B2 構造に構造相 転移することを予言している。今後は、理論を様々 な規則合金構造に適用し、合金の構造安定性を統一 的に理解することが課題である。

#### 参考文献

- V. Recoules, et al., Phys. Rev. Lett. 96, 055503 (2006).
- [2] G. Q. Yan, et al., Phys. Rev. B 93, 214302 (2016).
- [3] Y. Giret *et al.*, Phys. Rev. B **90**, 094103 (2014).
- [4] S. Ono, J. Appl. Phys. **126**, 075113 (2019).
- [5] S. Ono and D. Kobayashi, Phys. Rev. B 103, 094114 (2021).
- [6] P. Hohenberg and W. Kohn, Phys. Rev. 136, B864 (1964).
- [7] S. Baroni *et al.*, Rev. Mod. Phys. **73**, 515 (2001).
- [8] P. Giannozzi *et al.*, J. Phys.: Condens. Matter 29, 465901 (2017).