

# 遺伝的アルゴリズムを用いた磁束クリーブ・ フローモデルのパラメータ解析

木内研究室

古賀 謙介

平成 24 年 2 月 24 日

電子情報工学科

# 目次

|                                |           |
|--------------------------------|-----------|
| <b>第1章 序章</b>                  | <b>1</b>  |
| 1.1 序論                         | 1         |
| 1.2 磁束ピンニング                    | 2         |
| 1.3 不可逆磁界                      | 2         |
| 1.4 磁束クリープ・フローモデル              | 3         |
| 1.4.1 磁束クリープ                   | 3         |
| 1.4.2 磁束フロー                    | 6         |
| 1.4.3 ピン・ポテンシャル                | 7         |
| 1.4.4 磁束クリープ・フローモデル            | 9         |
| 1.5 遺伝的アルゴリズム                  | 11        |
| 1.5.1 概要                       | 11        |
| 1.5.2 遺伝的操作                    | 11        |
| 1.5.3 評価関数                     | 13        |
| 1.5.4 実数値GA                    | 14        |
| 1.5.5 分散GAモデル                  | 15        |
| 1.5.6 島モデル                     | 15        |
| 1.5.7 世代交代モデル                  | 16        |
| 1.6 本研究の目的                     | 16        |
| <b>第2章 解析</b>                  | <b>18</b> |
| 2.1 解析方法                       | 18        |
| 2.2 解析に用いるデータ                  | 18        |
| 2.3 実験データを用いた計算                | 18        |
| <b>第3章 解析結果と考察</b>             | <b>21</b> |
| 3.1 パラメータ解析                    | 21        |
| 3.2 評価値解析                      | 25        |
| 3.3 手計算とGAプログラムによる実際のデータを用いた解析 | 27        |
| 3.4 狭い範囲における評価値の推移             | 30        |
| 3.5 最大適応度計算回数と評価値の推移           | 34        |
| 3.6 考察                         | 34        |

|          |    |
|----------|----|
| 第 4 章 結論 | 36 |
| 謝辭       | 37 |
| 参考文献     | 38 |

# 目次

|     |  |    |
|-----|--|----|
| 1.1 | 温度-磁界平面上の相境界 $B_{c2}(T)$ と不可逆曲線 $B_i(T)$ . . . . .   | 3  |
| 1.2 | 磁束バンドルの位置とエネルギーの関係 . . . . .   | 4  |
| 1.3 | 磁束バンドルの形状 . . . . .  | 9  |
| 1.4 | $d_k$ の定義。 $E_{exp}$ 、 $E_{cal}$ はそれぞれ同じ温度、磁場、臨界電流 $J$ における実験データの電界、計算結果による電界を示している。 . . . . . | 13 |
| 1.5 | SPX による個体生成範囲 . . . . .  | 15 |
| 1.6 | 島数 10 の時の移住例。9 番の島においては移住は行われていない様子が分かる。 . . . . .   | 16 |
| 1.7 | MGG モデル。個体群から 2 個体を選び出し交叉を行い、生成した子個体と元の親個体の 4 つからエリート選択、ルーレット選択によって個体群に戻す個体を選択する。 . . . . .    | 17 |
| 2.1 | 20 K の $E$ - $J$ データ . . . . .   | 19 |
| 2.2 | 25 K の $E$ - $J$ データ . . . . .   | 19 |
| 2.3 | 30 K の $E$ - $J$ データ . . . . .   | 20 |
| 2.4 | 20 K における実際のデータを用いた結果 . . . . .  | 20 |
| 2.5 | 30 K における実際のデータを用いた結果 . . . . .  | 20 |
| 3.1 | $T = 20$ K の時の MGG モデルでの 50 回解析結果。赤線が設定値を、黒線がそれぞれ計算結果を表す。 . . . . .                            | 22 |
| 3.2 | MGG モデルにおける良い結果の例。黒丸が実験値、赤丸が解析値を表す。実験値と解析値の差が小さく結果がほぼ重なっていることから良い解であることが分かる。 . . . . .         | 23 |
| 3.3 | MGG モデルにおける悪い結果の例。黒丸が実験値、赤丸が解析値を表す。 . . . . .  | 23 |
| 3.4 | 単純 GA モデルの 50 回解析。赤線が設定値を表し、黒線 1 本 1 本が計算結果を表している。 . . . . .                                   | 24 |
| 3.5 | 分散 GA モデルの 50 回解析。赤線が設定値を表し、黒線 1 本 1 本が計算結果を表している。 . . . . .                                   | 24 |
| 3.6 | MGG における評価値の個数分布。評価値が分散し、低い評価値をとる個体があることが分かる。 . . . . .  | 25 |

|      |   |    |
|------|---|----|
| 3.7  | 単純 GA における評価値の個数分布。評価値の低い個体がわずかにとれていることが分かる。 . . . . .  | 26 |
| 3.8  | 分散 GA における評価値の個数分布。全ての個体の評価値が高く精度が悪いことが分かる。 . . . . .   | 26 |
| 3.9  | 評価値の個数分布。MGG モデルの解析結果が小さい評価値をとり、適応度が高いことが分かる。 . . . . .   | 27 |
| 3.10 | $T = 20 K$ の時の実験データに GA プログラム及び手計算結果を付加したものであり、黒点が実験データ、赤点が GA プログラムによる計算結果、青実線が手計算による解析結果を表している。 . . . . . | 28 |
| 3.11 | $T = 30 K$ の時の実験データに GA プログラム及び手計算結果を付加したものであり、黒点が実験データ、赤点が GA プログラムによる計算結果、青実線が手計算による解析結果を表している。 . . . . . | 28 |
| 3.12 | 評価値が 1 以下を示すの 3 次元グラフ。x 軸、y 軸は $a$ と $\sigma$ 。z 軸は設定値 $P$ としている。 . . . . .                                 | 30 |
| 3.13 | 評価値が 1 以下の分布示す 2 次元グラフ。黒点で敷き詰められている部分が、評価値 1 以下である部分を示している。 . . . . .                                       | 31 |
| 3.14 | 評価値が 0.1 以下を示すの 3 次元グラフ。x 軸、y 軸は $a$ と $\sigma$ 。z 軸は設定値 $P$ としている。 . . . . .                               | 31 |
| 3.15 | 評価値が 0.1 以下の分布示す 2 次元グラフ。黒点で敷き詰められている部分が、評価値 1 以下である部分を示している。 . . . . .                                     | 32 |
| 3.16 | 評価値が 0.01 以下を示すの 3 次元グラフ。x 軸、y 軸は $a$ と $\sigma$ 。z 軸は設定値 $P$ としている。 . . . . .                              | 32 |
| 3.17 | 評価値が 0.01 以下の分布示す 2 次元グラフ。黒点で敷き詰められている部分が、評価値 1 以下である部分を示している。 . . . . .                                    | 33 |
| 3.18 | 最大適応度計算回数 10,000 で個体数 100、世代数 100 とした時の評価値の収束具合。 . . . . .  | 34 |

# 表 目 次

|     |  |    |
|-----|--|----|
| 2.1 | 設定値および解析時のパラメータの探索範囲 . . . . .                       | 18 |
| 3.1 | 設定値およびMGGの解析結果の良い結果と悪い結果のパラメータの値 . .                 | 22 |
| 3.2 | GAプログラム及び手計算による解析結果のパラメータとそれぞれの解析結果に対する評価値 . . . . . | 29 |

# 第1章 序章

## 1.1 序論

1908年、オランダ、ライデン大学の物理学者カメリン・オンネス (Kamerlingh Onnes) は世界で初めてヘリウムの液化に成功した。1911年にはその液体ヘリウムを用いた極低温での、水銀の電気抵抗測定実験において、4.2 K付近で突然電気抵抗が0に限りなく近くなるという超伝導現象を発見した。超伝導現象は電気抵抗がないということから、大量の電流を通電できることが期待された。そのためコイル状の超伝導体を用いた強力な電磁石をつくろうと試みられたが、ある磁界を境に超伝導状態を保てなくなりこの試みは失敗に終わった。このことから超伝導体はある温度、ある磁界の範囲内でのみ超伝導状態を保つことがわかった。その後、実用化に向けての研究が盛んに行われるようになった。超伝導状態が崩れ電気抵抗が発生した状態を常伝導状態といい、超伝導状態から常伝導状態に移る温度、磁界をそれぞれ臨界温度  $T_c$ 、臨界磁界  $B_c$  と呼ぶ。

1933年にはフリッツ・ヴァルター・マイスナー (Fritz Walther Meissner) と助手をしていたオクセンフェルト (Ochsenfeld) によって超伝導体が完全反磁性 (Meissner 効果) を示すことがわかった。その後、超伝導現象についての研究が進められ、現象論として London 理論や Ginzburg-Landau 理論などの理論が発表されたものの、超伝導発現のメカニズムについては不明であった。しかし、1957年に Bardeen、Cooper、Schrieffer の BCS 理論により、超伝導現象の特徴である完全反磁性やエネルギーギャップなどについて説明され、超伝導現象の発現機構が明らかになってきた。そして、その BCS 理論によると臨界温度  $T_c$  は 30 K を超えないであろうと考えられていた。しかし、その予想は 1986年にベドノルツ (Johannes G. Bednorz) とミュラー (Karl Alex Müller) による臨界温度 30 K を超える銅酸化物超伝導体 (La-Ba-Cu-O) の発見によって覆された。そして  $T_c$  が液体窒素の沸点 (77.3 K) を超える高温酸化物超伝導体が発見され、100 K を超すものも発見された。2001年の青山学院大学の秋光純らによる  $MgB_2$  の発見、2008年の東京工業大学の細野秀雄らの鉄ヒ素系超伝導体の発見など、現在に到るまで盛んに新たな超伝導体が発見され液体窒素冷却での応用の期待が高まった。

超伝導体は主に線材としての応用が期待されている。超伝導体の特性の一つである電気抵抗0という点から、エネルギーの損失なく大電流を流すことが可能であるからである。また、医療現場で使用されているMRI(Magnetic Resonance Imaging:核磁気共鳴画像法)、リニアモーターカー、電力・エネルギー分野での運用が検討されているSMES(Superconductive

Magnetic Energy Storage:超伝導電力貯蔵システム)、SQUID(Superconducting QUantum Interference:超伝導量子干渉素子) といった高感度センサなど様々な分野での応用が期待されている。

## 1.2 磁束ピンニング

前述のように、超伝導体の特性は電気抵抗がゼロであることと完全反磁性を示すことである。超伝導体は磁性的な振る舞いの違いから、第1種超伝導体と第2種超伝導体に分けられる。第1種超伝導体は臨界磁界 ( $B_c$ ) まで Meissner 効果を示すが、それ以上磁界が増加すると超伝導状態ではなくなる。一方、第2種超伝導体は第1種超伝導体と同様にある磁界までは Meissner 効果を示す。しかしそれ以上の磁界を加えると量子化された磁束の侵入を許すものの、超伝導状態を保とうとする。この超伝導体内に磁束が侵入しつつ超伝導を維持している状態を混合状態と呼ぶ。第2種超伝導体における Meissner 効果を示さなくなる磁界を下部臨界磁界 ( $B_{c1}$ )、さらに磁界を増加させ超伝導状態を保てなくなる磁界を上部臨界磁界 ( $B_{c2}$ ) という。第1種超伝導体の  $B_c$  に比べ、代表的な第2種超伝導体である Nb<sub>3</sub>Sn の  $B_{c2}$  は遥かに高く 22.5 [T] である。そのため工学的応用に関して主に第2種超伝導体が混合状態で用いられる。混合状態下では超伝導電流の影響により磁束線が Lorentz 力を受ける。超伝導体内に流れる電流密度を  $J$ 、超伝導体内に侵入した磁束線の磁束密度を  $B$  とすると、磁束線が受ける Lorentz 力は  $F_L = J \times B$  と表すことができる。ここで、磁束線が  $F_L$  の駆動力を受け速度  $v$  で動いたとする。そうすると、電磁誘導により、 $E = B \times v$  の電界が生じ、電気抵抗が生まれることにより損失が発生してしまう。実際にはこの磁束線の運動を妨げるため Lorentz 力と反対の向きにピン力という力が働く。この作用のことをピンニングといい、格子欠陥や常伝導析出物、結晶界面などピンニングとして作用するものをピンニング・センターと呼ぶ。単位体積当たりのピン力密度を  $F_P$  といい、 $F_L$  が  $F_P$  を超えなければ電界が発生しない。このことから電気抵抗が発生せずに流せる最大の電流密度  $J_c$  は  $J_c = F_P/B$  と表せ、これを臨界電流密度という。超伝導の応用において  $T_c$  や  $B_{c2}$  とともに  $J_c$  も重要なパラメータである。 $T_c$  や  $B_{c2}$  は材料によって決定されるが、 $F_P$  は後天的に決まる。つまり、ピンニング・センターの導入によって  $F_P$  を強くすることによってより大きな  $J_c$  を得ることができる。

## 1.3 不可逆磁界

現在実用化に向けて研究が進んでいるものは、超伝導状態が高磁界下まで存続出来る第2種超伝導体である。第2種超伝導体では、混合状態の形成により比較的高い温度においても超伝導状態を維持することが可能である。1.2節で述べたように第2種超伝導体におけるピンニング相互作用は超伝導状態が消失する上部臨界磁界  $B_{c2}$  まで存在すると考



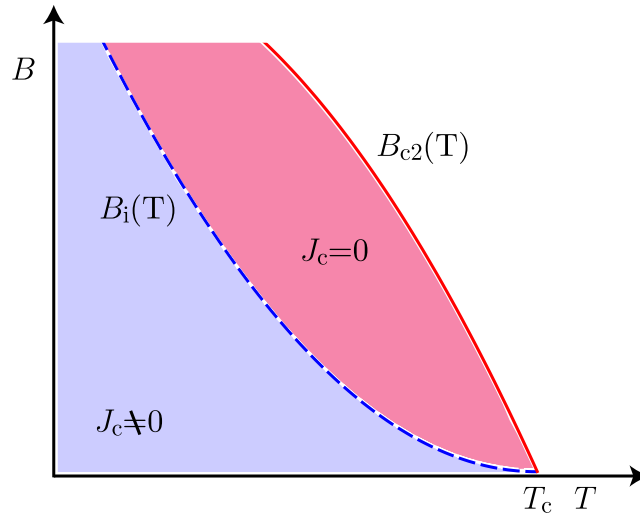


図 1.1: 温度-磁界平面上的の相境界  $B_{c2}(T)$  と不可逆曲線  $B_i(T)$

えられる。しかし、実際には図 1.1 に示すように熱的な擾乱の影響等により、 $B_{c2}$  以下であってもピンニングが有効でなくなり、磁化は可逆となる。この  $J_c = 0$  と  $J_c \neq 0$  の境界の磁界を不可逆磁界  $B_i$  といい、図 1.1 に示すように、磁界-温度平面上において不可逆磁界を連ねた曲線を不可逆曲線 (irreversibility line)  $B_i(T)$  と呼ぶ。なお、ピンニングが有効な時に超伝導体の磁化が不可逆となるのは、磁束がピン止めによって常に Lorentz 力とは反対向きに力を受けることによる。

## 1.4 磁束クリープ・フローモデル

### 1.4.1 磁束クリープ

超伝導体に磁界をくわえると磁束線はピンニング・センターに捉えられる。この捉えられた磁束線が熱振動によって、ある確率でピン・ポテンシャルから外れてしまう運動のことを磁束クリープという。この現象は超伝導による永久電流の緩和の際に顕著となる。理論的には超伝導体に流れる電流は外部環境が変わらない限り永久に流れ続けると考えられるが、長時間にわたって測定すると外部環境に変化がなくても実際には電流が減衰していくことがわかる。このことより、ピンニングに基づく超伝導電流が真の永久電流ではないことを示している。また、この現象は高温になると熱活性化運動が盛んになるため電流の減衰が顕著になる。よって、高温超伝導体の場合では  $J_c$  がゼロになってしまうよ

うな事が起こる。

磁束クリープの際には磁束線は集団で移動すると考えられ、その磁束線の集団を磁束バンドルという。今、磁束クリープの振る舞いを見るため、電流が流れている状態での一つの磁束バンドルを考える。その磁束バンドルを Lorentz 力の方向に仮想的に変位させていった場合のエネルギー変位は図 1.2 のようになると考えられる。ただし、磁束バンドルは右向きに Lorentz 力を受けていると仮定する。エネルギーが右下がりになっているのは Lorentz 力による影響を考慮しているためである。図の谷の部分(点 A、点 C)は磁束バンドルがピン止めされている状態である。磁束バンドルがピン止めされた状態から外れるためには、点 B のエネルギー・バリア  $U$ 、点 D のエネルギー・バリア  $U'$  を超えなければならない。もし、熱振動がなければ磁束バンドルが動くことはないため、この図の状態が安定である。

温度  $T$  においては、熱エネルギー  $k_B T$  ( $k_B$  は Boltzmann 定数) がエネルギー・バリア  $U$  よりも十分に小さい場合、磁束バンドルがこのバリアを越える確率は  $\exp(-U/k_B T)$  で与えられ、この式は Arrhenius の式として知られている。また、この  $U$  を活性化エネルギーと呼ぶ。超伝導に侵入した磁束バンドルが組む磁束線格子間隔  $a_f$  だけ変位すると、ほぼ元の状態に戻ると予測できるので、磁束バンドルがクリープを起こし一度に飛ぶ距離は  $a_f$  程度の量であると考えられる。したがって、磁束バンドルの熱振動周波数を  $\nu_0$  とすると Lorentz 力方向の平均の磁束線の移動速度  $v_+$  は

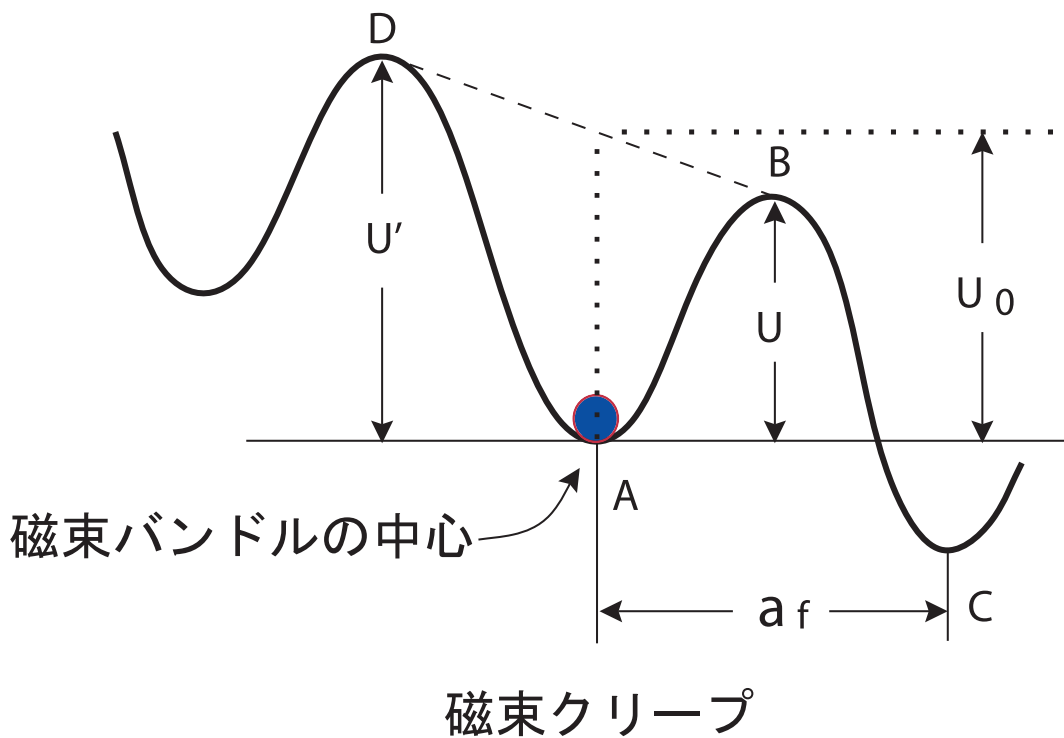


図 1.2: 磁束バンドルの位置とエネルギーの関係

$$v_+ = a_f \nu_0 \exp\left(-\frac{U}{k_B T}\right) \quad (1.1)$$

となる。ただしクリープの際の磁束バンドルの振動周波数  $\nu_0$  は

$$\nu_0 = \frac{\zeta \rho_f J_{c0}}{2\pi a_f B} \quad (1.2)$$

で表される。ここで  $\zeta$  はピンニング・センターの種類に依存する定数であり、点状のピンの場合  $\zeta \simeq 2\pi$ 、非超電導粒子の場合では  $\zeta = 4$  であることが知られている。また、 $\rho_f$  はフロ抵抗であり、 $J_{c0}$  はクリープがないと仮定したときの仮想的な臨界電流密度である。

Lorentz 力とは逆方向の平均の磁束線の移動速度を考慮して、全体としての平均の磁束線の移動速度  $v$  は

$$v = a_f \nu_0 \left[ \exp\left(-\frac{U}{k_B T}\right) - \exp\left(-\frac{U'}{k_B T}\right) \right] \quad (1.3)$$

となる。ここで、 $U'$  は Lorentz 力と逆方向の運動に対する活性化エネルギーである。したがって  $E = B \times v$  の関係より、生じる電界の大きさは

$$E = B a_f \nu_0 \left[ \exp\left(-\frac{U}{k_B T}\right) - \exp\left(-\frac{U'}{k_B T}\right) \right] \quad (1.4)$$

となる。つまり超伝導体に (1.4) 式で表されるような電界  $E$  が発生し電気抵抗となっている。また、クリープがないと仮定した場合の仮想的な臨界電流密度  $J_{c0}$  は経験的に

$$J_{c0} = A \left(1 - \frac{T}{T_c}\right)^m B^{\gamma-1} \left(1 - \frac{B}{B_{c2}}\right)^2 \quad (1.5)$$

と表現できる。ここで、 $A$ 、 $m$ 、 $\gamma$  はピンニングパラメータである。

一般的には、磁束バンドルの中心位置  $x$  に対するエネルギーの変化は、図 1.2 のようなポテンシャルで近似的に与えられる。このポテンシャルを

$$F(x) = \frac{U_0}{2} \sin(kx) - fx \quad (1.6)$$

のように正弦的なものと仮定する。 $U_0/2$  はポテンシャルの振幅、 $k = 2\pi/a_f$  はポテンシャルの波数であり、 $f = JBV$  は Lorentz 力の傾きを表す。また、 $V$  は磁束バンドルの体積である。磁束バンドルが平衡状態にあるときを  $x = -x_0$  と仮定すると、 $x = x_0$  のときのエネルギーが極大となる。つまりそれぞれの位置でのエネルギー変化はゼロとなるので、 $F'(x) = 0$  となる。これより

$$x_0 = \frac{a_f}{2\pi} \cos^{-1} \left( \frac{fa_f}{U_0\pi} \right) \quad (1.7)$$

が決まる。図 1.2 からエネルギー・バリア  $U$  は  $U = F(x_0) - F(-x_0)$  で与えられるので

$$U = U_0 \sin \left[ \cos^{-1} \left( \frac{fa_f}{U_0\pi} \right) \right] - \frac{fa_f}{\pi} \cos^{-1} \left( \frac{fa_f}{U_0\pi} \right) \quad (1.8)$$

$$= U_0 \left[ \left( 1 - \left( \frac{2f}{U_0k} \right)^2 \right)^{1/2} - \frac{2f}{U_0k} \cos^{-1} \left( \frac{2f}{U_0k} \right) \right] \quad (1.9)$$

と表される。ただし、 $\sin(\cos^{-1}(x)) = \sqrt{1-x^2}$  を使い、 $k = 2\pi/a_f$  と置いた。熱振動がないとすると、 $U = 0$  となる理想的な臨界状態が達成されるはずである。そのためには、 $2f/U_0k = 2J_{c0}BV/U_0k = 1$  とならなければならない。このとき  $J = J_{c0}$  となることから一般に

$$\left( \frac{2f}{U_0k} \right) = \frac{J}{J_{c0}} \equiv j \quad (1.10)$$

の関係が得られる。 $j$  は規格化電流密度である。これより、(1.9) 式は

$$U(j) = U_0[(1-j^2)^{1/2} - j\cos^{-1}j] \quad (1.11)$$

となる。また、 $k = 2\pi/a_f$  及び (1.10) 式より

$$U' \simeq U + fa_f = U + \pi U_0 j \quad (1.12)$$

となる。この関係を用いて磁束クリープにより発生する電界 (1.4) 式を整理すると

$$E_{cr} = Ba_f \nu_0 \exp \left[ -\frac{U(j)}{k_B T} \right] \left[ 1 - \exp \left( -\frac{\pi U_0 j}{k_B T} \right) \right] \quad (1.13)$$

のように求まる。

#### 1.4.2 磁束フロー

磁束フローとは、磁束クリープにおいてさらに電流を流したとき、ピン力が Lorentz 力を支えきれなくなりすべての磁束線が連続的に運動している状態である。超伝導体に電流が流れていて、外部磁界が加わっているとき単位体積の磁束線に働く Lorentz 力は  $J \times B$  で与えられる。一方、磁束線がこの力で超伝導体内を動かそうとすると磁束線は逆

向きの力を受ける。Lorentz 力の方向の単位ベクトルを  $\delta = v/|v|$  とすると、この釣り合いの式は

$$\mathbf{J} \times \mathbf{B} - \delta F_{p0} = 0 \quad (1.14)$$

となる。ここで  $F_{p0}$  は磁束クリープがないときのピン力密度である。また、このときの電流密度は磁束クリープの影響がないときの仮想的な電流密度  $J_{c0}$  となるので、ここから  $\mathbf{J} = \mathbf{F}_p / \mathbf{B} = J_{c0}$  の関係を得る。一方、この状態からさらに電流を流し、 $J > J_{c0}$  となり、磁束フロー状態となる。磁束フローにおいては粘性力が働くため、式 (1.14) にこれを考慮した釣り合いの式は

$$\mathbf{J} \times \mathbf{B} - \delta F_p - \frac{\mathbf{B}}{\phi_0} \eta v = 0 \quad (1.15)$$

となる。ここで  $\phi_0 (= 2.068 \times 10^{-15} [Wb])$  は量子化磁束であり、 $\eta$  は粘性係数である。これに  $J_{c0} = F_p / B$  及び  $\mathbf{E} = \mathbf{B} \times \mathbf{v}$  の関係を用いて  $\mathbf{J}$  について解くと

$$J_{cr} = J_{c0} + \frac{E}{\rho_f} \quad (1.16)$$

となる。ここで式を  $E$  について整理すると、磁束フローにより発生する電界が

$$E = \rho_f (J - J_{c0}) \quad (1.17)$$

のように求まる。

### 1.4.3 ピン・ポテンシャル

磁束クリープにおいてピン・ポテンシャル・エネルギー  $U_0$  は超伝導電流の緩和率や、不可逆曲線を決定する上で重要である。磁束バンドルの体積  $V$ 、 $\zeta$  を用いて次のように表される。

$$U_0 = \frac{1}{2\zeta} J_{c0} B a_f V \quad (1.18)$$

ここで、 $a_f$  は  $\phi_0$  を磁束量子として

$$a_f = \left( \frac{2\phi_0}{\sqrt{3}B} \right)^{1/2} \quad (1.19)$$

となる。(1.18) 式から、ピン力ではなく超伝導体の磁束バンドルサイズの体積が  $U_0$  を決定する上でも非常に重要なことが分かる。磁束バンドルとはクラスターとして一緒に動く磁束線の集団であり、ある短距離の並進的秩序が保たれた領域に対応すると考えられる。したがって、最も単純には磁束バンドルサイズが磁束線格子のピンニング相関距離で与えられる。ここで、磁束バンドルサイズを図 1.3 のようなモデルで考える。磁束の長さ方向及び横方向のピンニング相関距離をそれぞれ  $L$ 、 $R$  とし、超伝導体の厚さを  $d$  とする。 $L$  が  $d$  より小さいときは縦方向の磁束バンドルのサイズは  $L$  となり、 $L$  が  $d$  より大きいときは縦方向の磁束バンドルのサイズは  $d$  となり、超伝導体の厚さに左右される。それぞれの場合に応じて  $L$ 、 $R$ 、 $d$  を与えることによって、対応した  $U_0$  を理論的に計算することが可能であり、以下のようなになる。 $R$  は磁束線格子間距離  $a_f$  程度かその数倍程度であると考えられており、

$$R = ga_f \quad (1.20)$$

のように表す。ここで、 $g^2$  は磁束バンドル内の磁束線の本数であるが、この値は磁束クリープ下で  $J_c$  が最大となるように決定されると仮定され

$$g^2 = g_e^2 \left[ \frac{5k_B T}{2U_e} \log \left( \frac{Ba_f \nu_0}{E_c} \right) \right]^{3/4} \quad (1.21)$$

が得られる。 $U_e$  は  $g = g_e$  でのピンニングポテンシャル、 $E_c$  は電界基準である。また、 $g_e^2$  は完全な磁束格子の場合の  $g^2$  であり

$$g_e^2 = \frac{C_{66}^0}{\zeta J_{c0} B a_f} \quad (1.22)$$

と与えられる。ただし、 $C_{66}^0$  は完全な磁束格子の剪断定数であり、

$$C_{66}^0 = \frac{B_c^2 B}{4\mu_0 B_{c2}} \left( 1 - \frac{B}{B_{c2}} \right)^2 \quad (1.23)$$

で与えられる。ここで、 $B_c$  は熱力学臨界磁界である。一方で、縦方向の磁束バンドルサイズは超伝導体の厚さが十分に大きい場合には弾性理論により得られるピンニング相関距離

$$L = \left( \frac{C_{44}}{\alpha_L} \right)^{1/2} = \left( \frac{B a_f}{\zeta \mu_0 J_{c0}} \right)^{1/2} \quad (1.24)$$

で与えられる。ここで、 $C_{44} = B^2/\mu_0$  は磁束線の曲げの歪みに対する弾性定数、 $\alpha_L$  は磁束クリープがないとしたときの Labusch パラメータである。 $d$  が  $L$  より大きい 3 次元ピン

リングの場合、磁束バンドルの体積は  $V = R^2L$  から求められ、この場合 (図 1.3 の左図) の  $U_0$  は (1.18)-(1.20)、(1.24) 式から

$$U_0 = \frac{0.835g^2k_B J_{c0}^{1/2}}{\zeta^{3/2}B^{1/4}} \quad (1.25)$$

となる。また  $d$  が  $L$  より小さい 2 次元ピンニングの場合 (図 1.3 の右図)、前述したように磁束バンドルの縦方向のサイズが制限されるため、体積は  $V = R^2d$  で与えられ、 $U_0$  は (1.18)-(1.20) 式から

$$U_0 = \frac{4.23g^2k_B J_{c0}d}{\zeta B^{1/2}} \quad (1.26)$$

となる。

#### 1.4.4 磁束クリープ・フローモデル

これまでの議論より、超伝導体では磁束クリープ及び磁束フローによって電界が発生する。これら 2 つの電界を考慮して超伝導体全体に発生する電界を理論的に求めるのが磁束クリープ・フローモデルである [1]。クリープ状態 ( $j \leq 1$ ) における磁束クリープによる電界  $E_{cr}$  および磁束フローによる電界  $E_{ff}$  は、

$$E_{cr} = Ba_f \nu_0 \exp\left(-\frac{U(j)}{k_B T}\right) \left[1 - \exp\left(-\frac{\pi U_0 j}{k_B T}\right)\right] \quad (1.27)$$

$$E_{ff} = 0 \quad (1.28)$$

となる。また、フロー状態 ( $j > 1$ ) においては

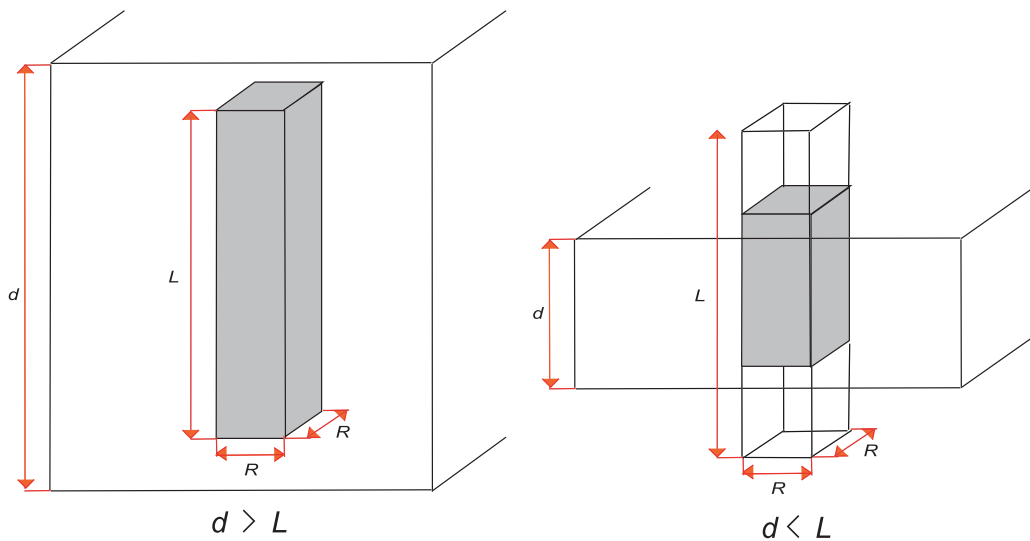


図 1.3: 磁束バンドルの形状

$$E_{\text{cr}} = Ba_f \nu_0 \left[ 1 - \exp\left(-\frac{\pi U_0}{k_B T}\right) \right] \quad (1.29)$$

$$E_{\text{ff}} = \rho_f (J - J_{c0}) \quad (1.30)$$

これらから発生する電界は  $E'$

$$E' = (E_{\text{cr}}^2 + E_{\text{ff}}^2)^{1/2} \quad (1.31)$$

と近似的に与えられる。一般に酸化物超伝導体は超伝導体内の不均一さが著しく、また弱結合などもあってピン力密度が広く分布する。(1.5) 式のピン力の強さを表すパラメータ  $A$  の分布を以下のような式で表現する。

$$f(A) = K \exp\left[-\frac{(\log A - \log A_m)^2}{2\sigma^2}\right] \quad (1.32)$$

$A_m$  は  $A$  の最頻値であり、 $K$  は規格化定数であり、 $\sigma^2$  はピン力密度の分散を表すパラメータである。このような  $A$  の分布を考慮すると、発生する全体の電界は

$$E(J) = \int_0^\infty E' f(A) dA \quad (1.33)$$

で与えられる。以上の内容より磁束クリープ・フローモデルを用いた解析において必要なパラメータは  $A_m$ 、 $\sigma^2$ 、 $m$ 、 $\gamma$ 、 $g^2$  である。これらのパラメータの意味をまとめたものを以下に記す。

- $A_m$  : ピン力の最頻値を表す。この値が大きくなれば臨界電流密度  $J_c$  は低下し、 $E$  は上昇する。
- $\sigma^2$  : ピンの分散を表す。この値が大きくなれば  $J_c$  は上昇し、 $E$  は低下する。
- $\gamma$  : クリープがないと仮定したときの仮想的な臨界電流密度  $J_{c0}$  の磁場依存性を示す。この値が大きくなれば低磁場における  $J_{c0}$  の磁場依存性が小さくなる。0~1 の範囲をとる。
- $m$  :  $J_{c0}$  の温度依存性を示す。この値が大きくなれば低磁場における  $J_{c0}$  の温度依存性が大きくなる。
- $g^2$  : 磁束バンドル内の磁束数を示す。1 より大きな値をとる。



## 1.5 遺伝的アルゴリズム

### 1.5.1 概要

自然界の生物の遺伝を模倣した、遺伝的アルゴリズム (Genetic Algorithm, GA[3]) とは 1975 年にミシガン大学の John Henry Holland によって提案された近似解を探索のためのアルゴリズムである。このアルゴリズムは自然界における最適な遺伝子を残すように自然淘汰されてきた現象を模してシステム上でシミュレーションを行い、最適解を求めているものである。遺伝的アルゴリズムはメタヒューリスティクスであり、特定の問題に依存しない、近似解の精度の保証がないという特徴がある [2]。このアルゴリズムではデータを遺伝子とし、遺伝子の組み合わせである個体を、次世代に残す解を選択 (選択)、2 つの親の遺伝子から新たな子遺伝子の生成 (交叉)、また遺伝子の一部を一定の確率で変化させる (突然変異) といった生物の遺伝を模した操作を行うことによって、解の探索を行っていくものである。

本研究で行うアルゴリズムの流れを以下に示す。ここで評価関数によって与えられるデータとの適応度を「評価値」とよび、すべての個体群に評価値計算を 1 回ずつ行い一連の遺伝的操作を行うことを「世代」といい、また世代と個体数との積で表されるものを「最大適応度回数」という。個体数が 10、世代数が 100 である場合の例を以下に示す。この場合最大適応度回数は  $10 \times 100$  より 1000 となる。

1. 初期個体集団 10 個を作成
2. 任意の評価関数を用いて個体の評価値を計算
3. 個体集団に対し選択、交叉、突然変異等遺伝的操作を行う
4. 最大適応度回数に達するまで 2-3 を繰り返す

### 1.5.2 遺伝的操作

GA では遺伝的操作を行うことにより、よりよい子孫である最適解の探索を行っていく。この節では遺伝的操作である選択、交叉、突然変異についての説明を行う。

#### 選択

選択とは自然淘汰をモデルとしたものである。各個体における適応度を用いたアルゴリズムに従い、個体を操作し次世代の母集団を生成する。選択では交叉や突然変異で生まれた良い個体が次世代に残らない場合もあるため、いくつかの手法がある。以下に例をいくつか示す。

#### ルーレット選択

各個体の適応度に比例して次世代に残る確率が決まる選択の方法である。具体

的には、個体全体の適応度の総和を分母とし、ある個体の適応度を分子としたものがその個体を選択される確率である。適応度をスケールリングして用いる場合もある。

#### ランキング選択

各個体の適応度の高さから大きい順にランキングを決め、一位は確率  $P_1$ 、二位は  $P_2$  のようにあらかじめ順位に対して決まった確率を用いて選択する方法である。

#### エリート選択

その世代の個体の中で適応度が最も高い、もしくは上位から任意の個体数を保存することで、無条件に適応度が高い個体を次世代に引き継ぐ操作である。選択により最適解が悪化することを防げる反面、解の多様性が失われる可能性がある。

#### 交叉

交叉とは生物間の交配をモデルとしたものである。2つの親個体を持つ遺伝子を入れ替えることで新たな子個体を生成する操作である。以下に例をいくつか示す。以下では遺伝子長 10、遺伝子表現はバイナリ形式の個体 2 つの親個体間での交叉を行うものとする。

個体 A : 1001001100

個体 B : 0101011010

#### 一点交叉

親個体の任意の一点を交叉点とし、それ以降のデータを入れ替える手法。

個体 A : 100100|1100 → 100100|1010

個体 B : 010101|1010 → 010101|1100

#### 多点交叉

親個体において複数の点を交叉点とし、その交叉点を境にデータを入れ替える手法。

個体 A : 10|0100|1|100 → 10|0101|1|010

個体 B : 01|0101|1|010 → 01|0100|1|100

#### 一様交叉

各変数それぞれをランダムに  $1/2$  の確率で入れ替える手法。

個体 A : 1001001100 → 1101001010

個体 B : 0101011010 → 0001011100

## 突然変異

この操作は自然界における突然変異をモデルとしたものであり、事前に決めた突然変異率に従いある確率によって変数を変化させるものである。局所的な最適解への収束を防ぐ効果が期待できるが、突然変異率が高すぎるとランダム解探索と同じとなり、解の収束に影響が出てくる。

### 1.5.3 評価関数

評価関数を用いることで評価値を算出する。評価値は遺伝的操作である選択を行うときに用いる。今回使用する評価値を求める評価関数を式(1.34)に示す[4]。この式より、評価値が小さいほうが元のデータとの適応度が高いことが分かる。ここで  $d_k$  は図1.4に示すように、同じ臨界電流  $J$  での実験データでの電界を  $E_{\text{exp}}$ 、また、計算による理論的な電界を  $E_{\text{cal}}$  と定義する。

$$P = \sum_{k=1}^N d_k \quad (1.34)$$

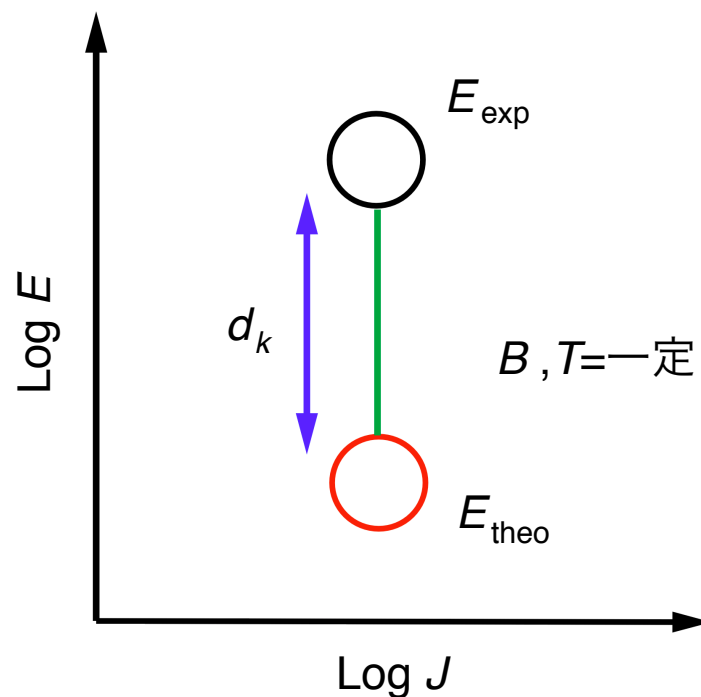


図 1.4:  $d_k$  の定義。  $E_{\text{exp}}$ 、  $E_{\text{cal}}$  はそれぞれ同じ温度、磁場、臨界電流  $J$  における実験データの電界、計算結果による電界を示している。

#### 1.5.4 実数値 GA

前節で説明した遺伝的操作は個体のもつ遺伝子がバイナリ形式で表現される場合のアルゴリズムである。実際に数値を計算し解析するには遺伝子を実数値で表現したほうが扱いやすい。そのため実数値 GA では遺伝子を実数値で表し、遺伝的操作を行う。以下に実数値処理に用いられるアルゴリズムを示す。

##### 選択

この操作はビット形式の GA の場合と基本的には同じでよい。

##### 交叉

アルゴリズムとしてブレンド交叉 (BLX- $\alpha$ )、単峰性正規分布交叉 (UNDX)、シンプレックス交叉 (SPX) などが知られている [5]。以下では今回の実験で用いた SPX の説明を行う。

SPX は、母集団から複数の個体を抽出し、抽出した個体の分布から一様乱数を発生させ新しい個体を生成する交叉である。

個体群から  $(n+1)$  個の親個体  $[P_0], \dots, [P_n]$  をランダムに選び親個体の重心  $[G]$  を求める。

$$x_c = x_1 + D \sum_{i=1}^{n-1} v_i e_i \quad (1.35)$$

$$\vec{x}_k = \vec{G} + \epsilon \left( \vec{P}_k - \vec{G} \right) \quad (k = 0, \dots, n) \quad (1.36)$$

$$\vec{c}_k = \vec{0} \quad (k = 0) \quad (1.37)$$

$$= r_{k-1} \left( x_{k-1}^{\vec{}} - x_k^{\vec{}} + C_{k-1}^{\vec{}} \right) \quad (k = 1, \dots, n) \quad (1.38)$$

$$r_k^{\vec{}} = (u(0, 1)) \frac{1}{k+1} \quad (1.39)$$

以上の式 (1.36)–(1.38) から、 $[(x_k)], [(c_k)]$  を  $k = 0, \dots, n$  について求める。  $\epsilon$  は正のパラメータで拡張率 (Expansion Rate) とよぶ。  $r_k$  は区間  $[0,1]$  の一様分布乱数  $u(0,1)$  を上記の式で変換して得られる乱数である。最後に、子個体  $C$  を以下の式から求める。SPX では  $n+1$  個の親個体を頂点とするシンプレックスを拡張してその内部に一様に子個体を生成するもので、図 1.5 は  $n = 2$  とした時の SPX 部分を示したものである。

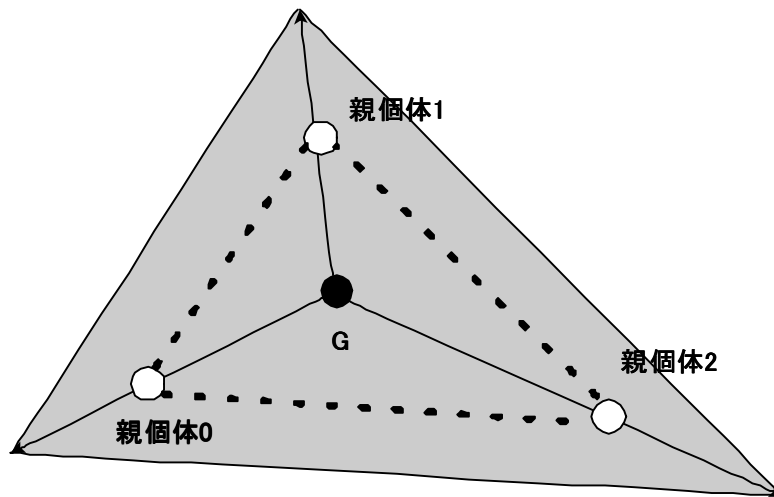


図 1.5: SPX による個体生成範囲

$$\vec{C} = (u(0, 1)) \frac{1}{k+1} \quad (1.40)$$

## 突然変異

一般的に一様突然変異と境界突然変異という2種のアプローチが知られている。 $0 \leq X \leq 10$ の範囲内での解析を行っているとして仮定する。そうしたときに一様突然変異はこの範囲内から一様に実数値を生成する。これに対して境界突然変異は0または10が発生する乱数となる。交叉の操作を行っても発生しづらい変数の許容範囲の境界線上の値を持つ個体を生成する際、境界突然変異が用いられる。

### 1.5.5 分散 GA モデル

単一である母集団を複数の分割母集団に分け、各母集団内で遺伝的操作を行う方法である。分散 GA モデルの例として島モデルが挙げられる。ここではその島モデルについて説明する [6][7]。

### 1.5.6 島モデル

個体を島と呼ばれる個体群に分け、各島内で遺伝的操作を行っていく。遺伝的操作を行ううち、一定の世代に達したときにある一定の確率で移住と呼ばれる操作を行い、島間での個体を入れ替える。個体を個体群に分けることで母集団全体としての多様性が保てるだけでなく、移住操作で各島間での解探索の情報を交換するために島内での多様性も維持でき初期収束に陥りにくいというメリットがある。図 1.6 に島モデルの具体例を示す。

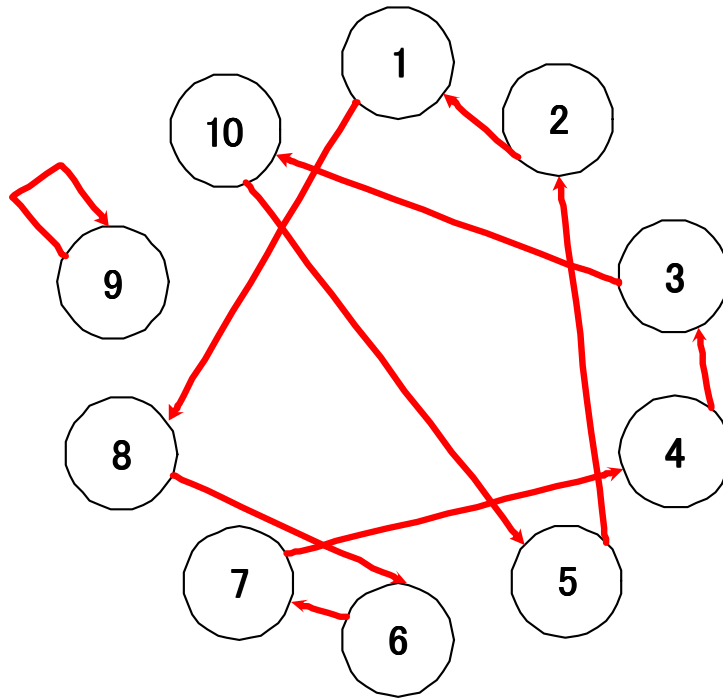


図 1.6: 島数 10 の時の移住例。9 番の島においては移住は行われていない様子分かる。

### 1.5.7 世代交代モデル

世代交代モデルとは、母集団から子個体を生成する親個体の選択、その親個体群から交叉または突然変異によって子個体を生成し、次世代に生き残る個体の選択をする方法である。世代交代モデルには、生存選択、複製選択の手法により SimpleGA(単純 GA) や Minimal Generation Gap(MGG) といったモデルがある。ここでは、MGG について説明する。

#### Minimal Generation Gap, MGG

MGG とは、ランダムに選択することで初期収束を回避し、探索終盤においても多種多様な個体を生成させやすくするモデルである [8]。親個体の選択は母集団からランダムに選ばれ、親個体同士を交叉させ子を生成させる。そして、親個体と生成した子個体の 4 個体からエリート選択とルーレット選択を用いてもとの親個体と同数の個体となるように個体群を決定する。このモデルの様子を表したものが図 1.7 である。

## 1.6 本研究の目的

磁束クリープ・フローモデルを用いることで、超伝導体の解析をすることが可能である。しかし、最適なパラメータを設定することが必要となる。これらのパラメータの組み

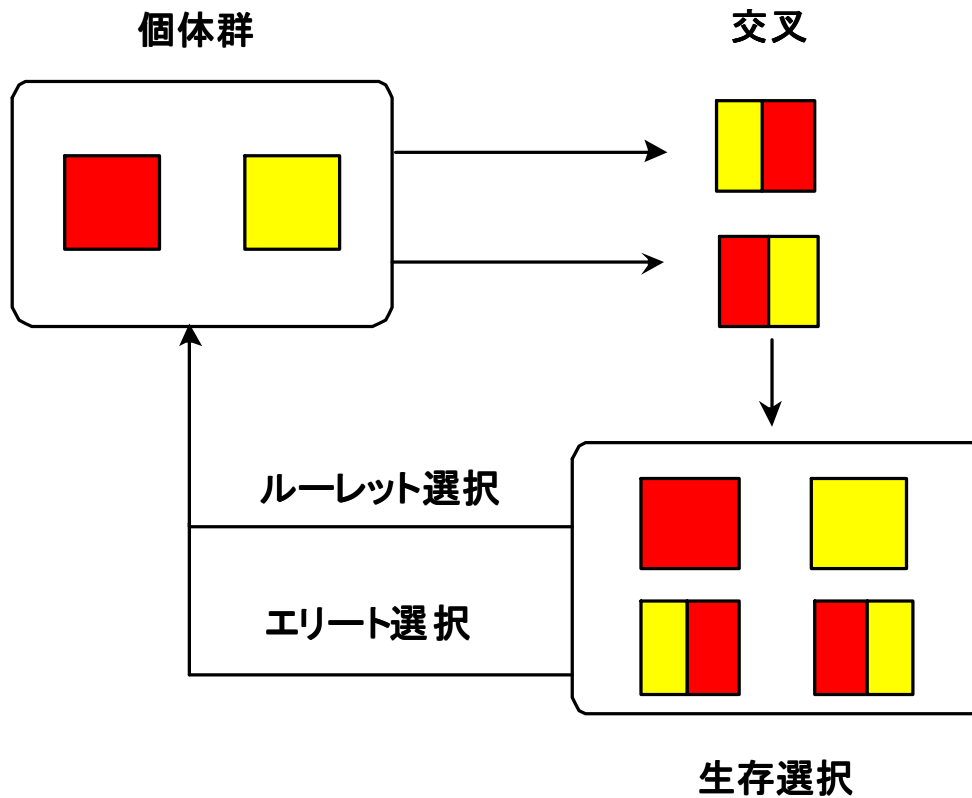


図 1.7: MGG モデル。個体群から 2 個体を選び出し交叉を行い、生成した子個体と元の親個体の 4 つからエリート選択、ルーレット選択によって個体群に戻す個体を選択する。

合わせは無数にあり、組み合わせの決定には解析の経験が十分に必要であり、非常に手間がかかってしまうという欠点がある。過去の研究により GA を用いることにより磁束クリープ・フローモデルのパラメータ決定の自動化が可能となった。そして、前年度の研究により評価関数による、解の精度の向上、探索時間の短縮といった影響を検討し、解析した。本研究では GA におけるモデルである MGG を用いることで磁束クリープ・フローモデルのパラメータ探索における解の精度、収束度の向上及び探索時間の短縮を検討することを目的とする。

## 第2章 解析

### 2.1 解析方法

超伝導体の  $E$ - $J$  特性は前章より式 (1.33) で表される。この式を使う際には、事前に適切なパラメータの設定が必要である。そこで、事前に設定したパラメータを設定値とし、設定値から算出した  $E$ - $J$  データを便宜上実験値とした上で解析を行う。求めるパラメータである解析値の  $E$  を実験値の  $E$  と比較することで解析値の正当性を検討し適切なパラメータを決定していく。

### 2.2 解析に用いるデータ

今回設定した実験値の  $E$ 、および解析した  $E$  を検討する際の探索範囲を表 2.1 に示す。また事前に設定したパラメータによって算出した温度 20 K、25 K、30 K の磁界 1–6 T のそれぞれ  $E$ - $J$  特性のデータを図 2.1–2.3 に示す。

表 2.1: 設定値および解析時のパラメータの探索範囲

|                           | 設定値                  | 最小値                  | 最大値                  |
|---------------------------|----------------------|----------------------|----------------------|
| $A_m$ [A/m <sup>2</sup> ] | $3.8 \times 10^{11}$ | $1.0 \times 10^{11}$ | $1.0 \times 10^{12}$ |
| $\sigma^2$                | $7.2 \times 10^{-3}$ | $1.0 \times 10^{-3}$ | $1.0 \times 10^{-2}$ |
| $\gamma$                  | $6.2 \times 10^{-1}$ | $1.0 \times 10^{-2}$ | 1.0                  |
| $m$                       | 2.4                  | 1.0                  | 10                   |
| $g^2$                     | 1.0                  | 1.0                  | 1.0                  |

### 2.3 実験データを用いた計算

SQUID(Superconducting Quantum Interference Device) による実験で得られた実際のデータを、このプログラムを用いて解析する。使用する実験データは、YGdBCO コート線材 (Y:Gd:Ba:Cu=0.77:0.23:1.5:3) に BZO ナノ粒子を導入した試料を SQUID で  $E$ - $J$  特性を評価したものをを用いる。プログラム解析は実用する際の状況を考えて 10 回の試行を行う。また、手計算によるパラメータの計算結果とも比較する。プログラムによるものと手計算によるもので解析時間、パラメータの適応度、評価値に関して比較する。



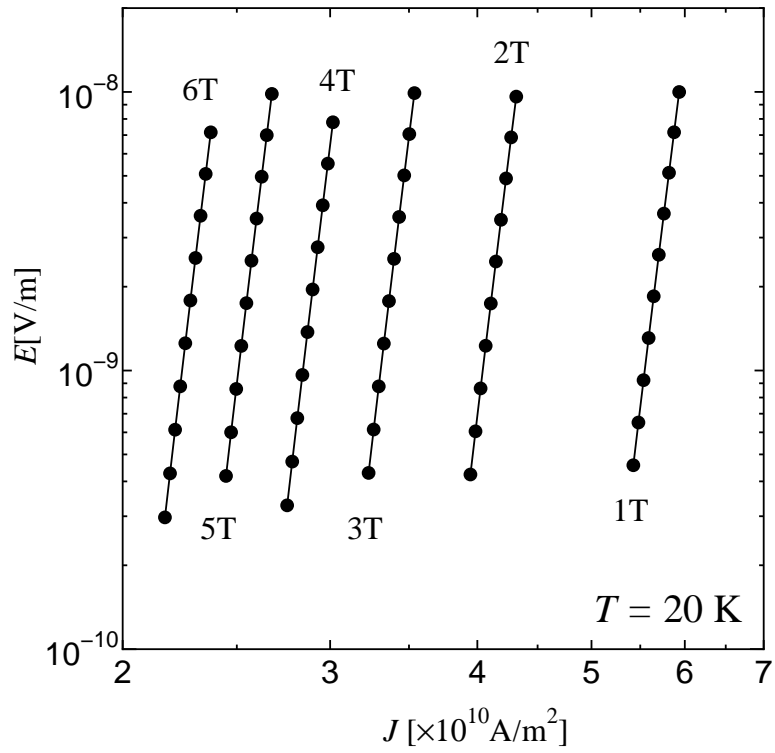


図 2.1: 20 K の  $E$ - $J$  データ

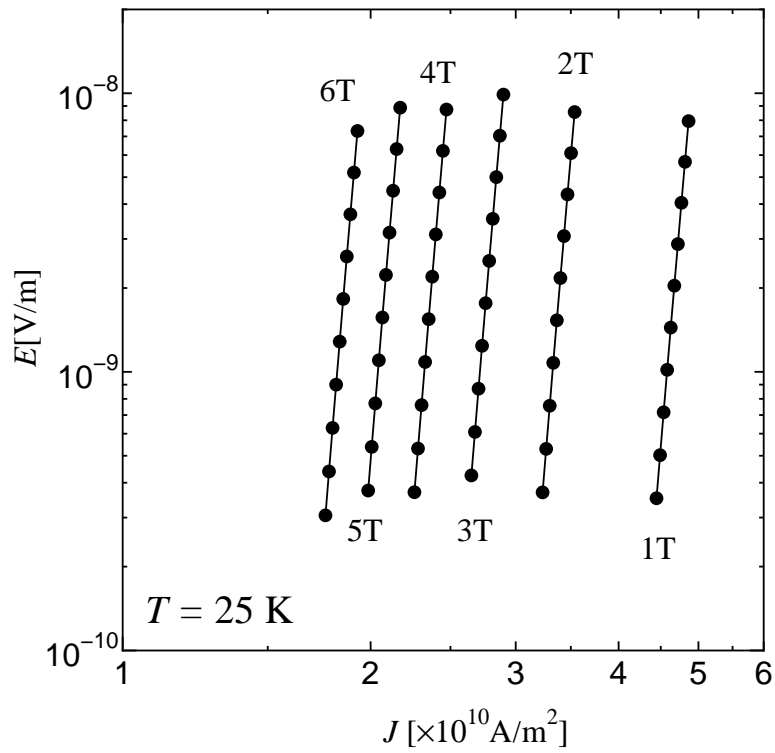


図 2.2: 25 K の  $E$ - $J$  データ

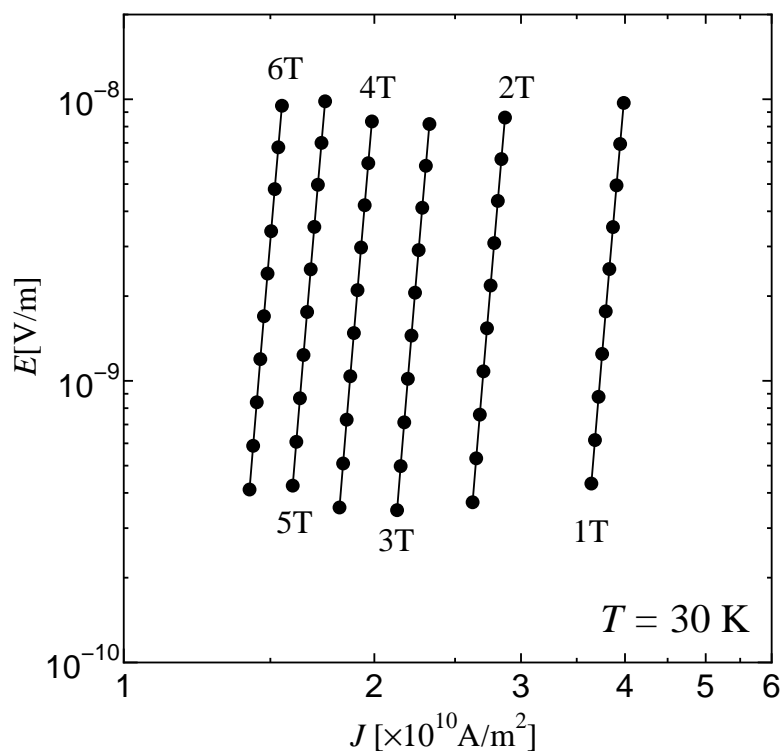


図 2.3: 30 K の  $E$ - $J$  データ

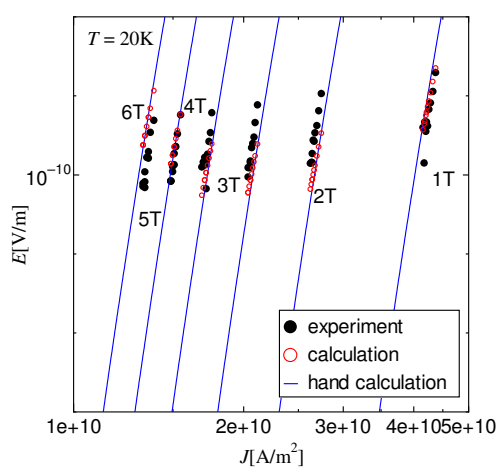


図 2.4: 20 K における実際のデータを用いた結果

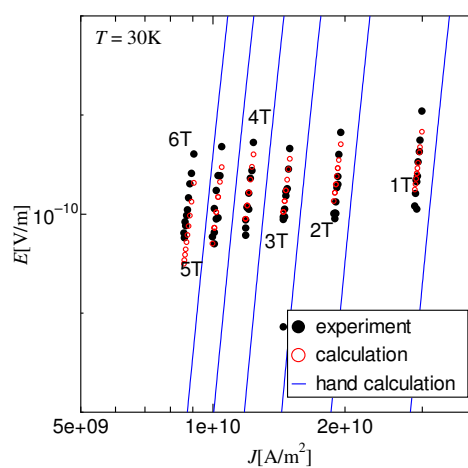


図 2.5: 30 K における実際のデータを用いた結果

## 第3章 解析結果と考察

### 3.1 パラメータ解析

本研究では、これまでの研究で用いていたGAプログラムと新たに作成したMGGモデルを使用したGAプログラムとで、任意に設定したパラメータ解析の比較検討を行った。パラメータの解析時の探索範囲について表2.1に、計算データを図2.1–2.3に示す。

図3.1に温度 $T = 20$  Kの時のMGGを用いた際の50回の解析結果を示す。結ばれた1本の黒線が一回ずつの試行結果を示している。図3.1より多くの解析結果が、設定したパラメータである赤線に収束していることが分かる。図3.1に示すような図を平行座標プロットと呼ぶ。平行座標プロットは今回のように多くの変数を持つデータ群を視覚的に示す際に用いられるグラフである。今回では変数が4つあり下をパラメータ探索の最小値、上を最大値として表している。

また、この $T = 20$  Kの時のMGGにおける良い結果と悪い結果の例を図3.2、3.3に示す。良い結果の例である図3.2では、視覚的にもほぼ設定値と同等の値をとっていることが分かる。設定値と良い結果、悪い結果の時の求められたピンニングパラメータの値を表3.1に示す。実験値と解析値の差に依存する評価値 $P$ からも良い結果であることが分かる。

次に、単純GAモデル、分散GAモデルでの解析結果と比較する。単純GAモデルと分散GAモデルによる解析結果を図3.4、3.5に示す。図3.1、3.4、3.5を比較すると単純GA、分散GAの方が $\gamma$ 、 $m$ においては黒線が赤線へと近づいているように見える。

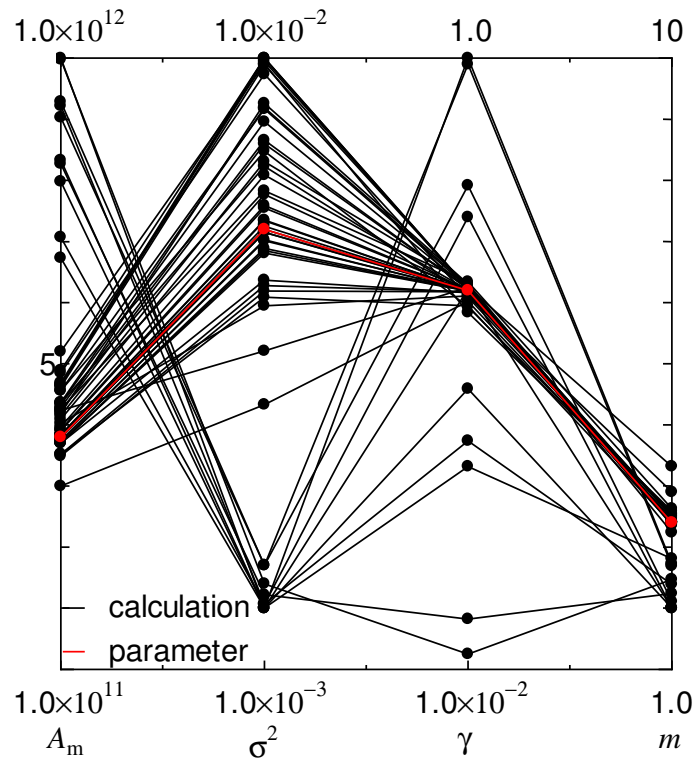


図 3.1:  $T = 20$  K の時の MGG モデルでの 50 回解析結果。赤線が設定値を、黒線がそれぞれ計算結果を表す。

表 3.1: 設定値および MGG の解析結果の良い結果と悪い結果のパラメータの値

|                   | 設定値                   | 良い結果                 | 悪い結果                 |
|-------------------|-----------------------|----------------------|----------------------|
| $A_m$ [ $A/m^2$ ] | $3.8 \times 10^{11}$  | $3.8 \times 10^{11}$ | $4.7 \times 10^{11}$ |
| $\sigma^2$        | $7.2 \times 10^{-3}$  | $7.2 \times 10^{-3}$ | $1.0 \times 10^{-2}$ |
| $\gamma$          | $6.2 \times 10^{-1}$  | $6.2 \times 10^{-1}$ | $6.2 \times 10^{-1}$ |
| $m$               | 2.4                   | 2.4                  | 2.4                  |
| $g^2$             | 1.0                   | 1.0                  | 1.0                  |
| $P$               | $3.5 \times 10^{-12}$ | $2.1 \times 10^{-8}$ | $4.5 \times 10^{-3}$ |

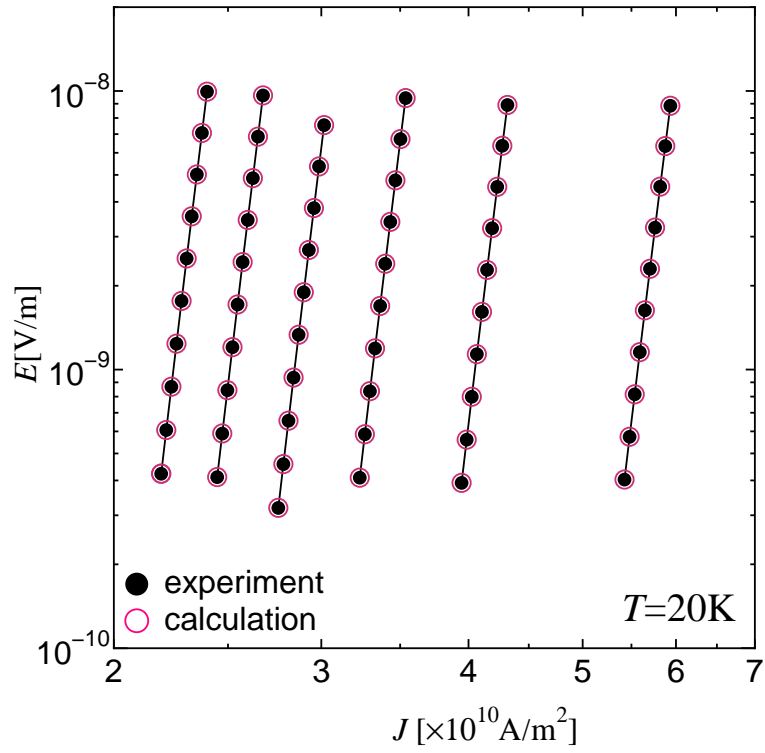


図 3.2: MGG モデルにおける良い結果の例。黒丸が実験値、赤丸が解析値を表す。実験値と解析値の差が小さく結果がほぼ重なっていることから良い解であることが分かる。

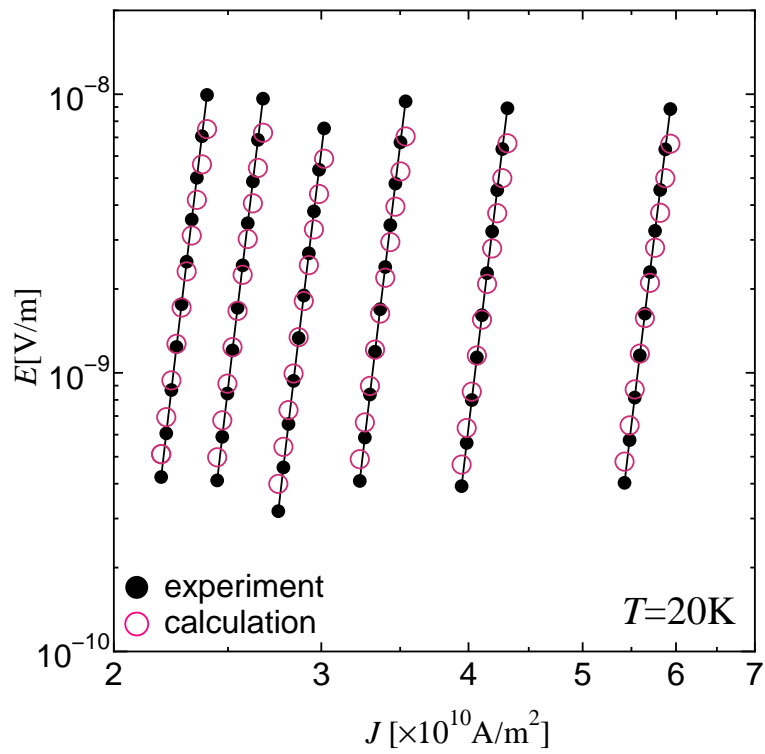


図 3.3: MGG モデルにおける悪い結果の例。黒丸が実験値、赤丸が解析値を表す。

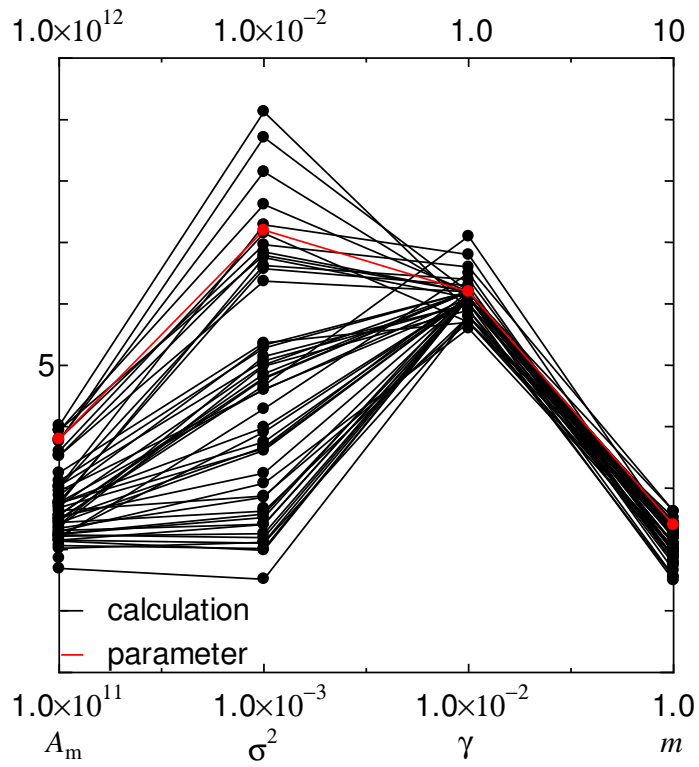


図 3.4: 単純 GA モデルの 50 回解析。赤線が設定値を表し、黒線 1 本 1 本が計算結果を表している。

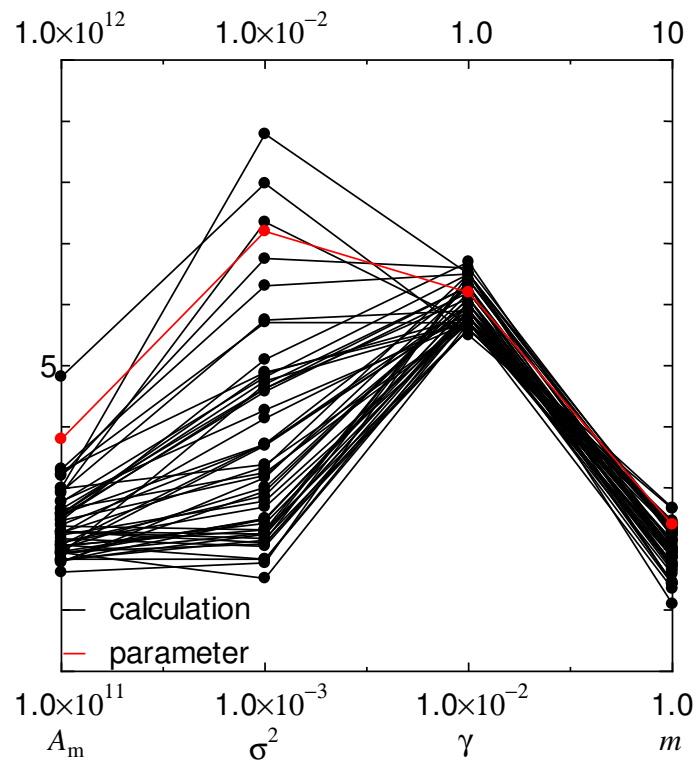


図 3.5: 分散 GA モデルの 50 回解析。赤線が設定値を表し、黒線 1 本 1 本が計算結果を表している。

## 3.2 評価値解析

MGGモデル、単純GAモデル、分散GAモデルについて、それぞれの50回の解析結果から評価値の値の範囲で分けたヒストグラムを図3.6–3.8に示す。図3.6より、評価値が非常に低い個体が存在し、解の精度が高い結果が得られていることが分かる。次に、図3.7より、単純GAにおいては評価値の低い個体がわずかに存在していることが分かる。しかし、MGGの場合と比較すると、精度も良くなく個体数も少ないので優れているとはいえない。また、図3.8より、分散GAにおける評価値分布では全ての個体において非常に大きな評価値をとっていることが分かる。分散GAは、MGG、単純GAの場合と比較すると、評価値における精度は低いということが分かる。

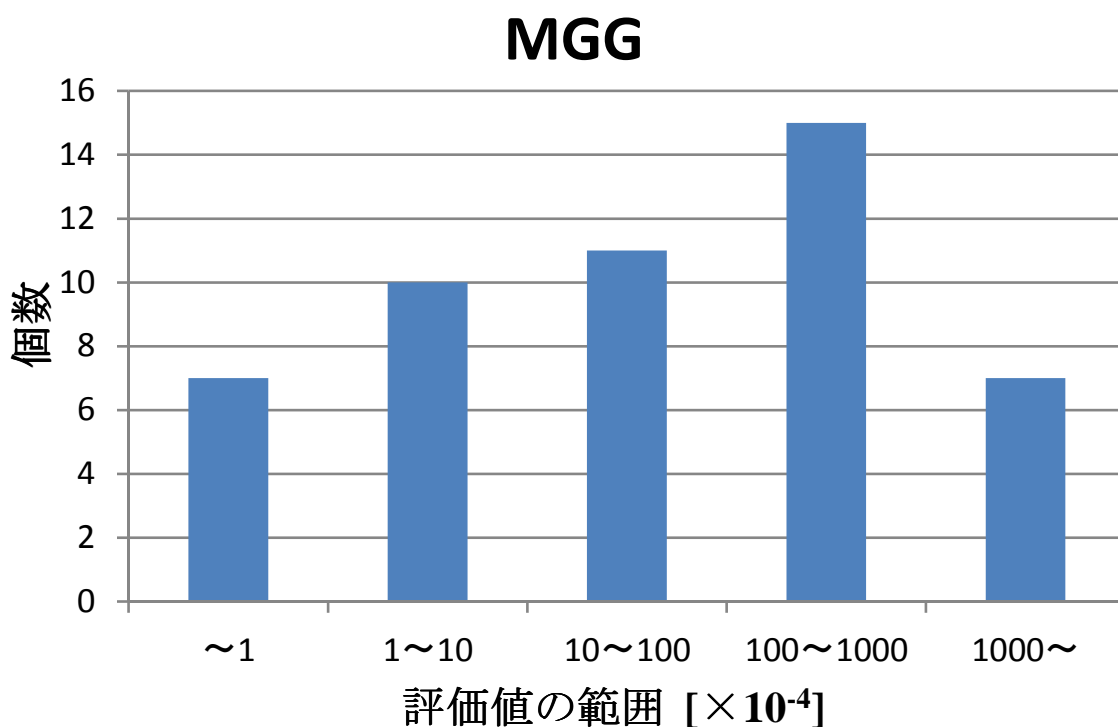


図 3.6: MGG における評価値の個数分布。評価値が分散し、低い評価値をとる個体があることが分かる。

## 単純GAモデル

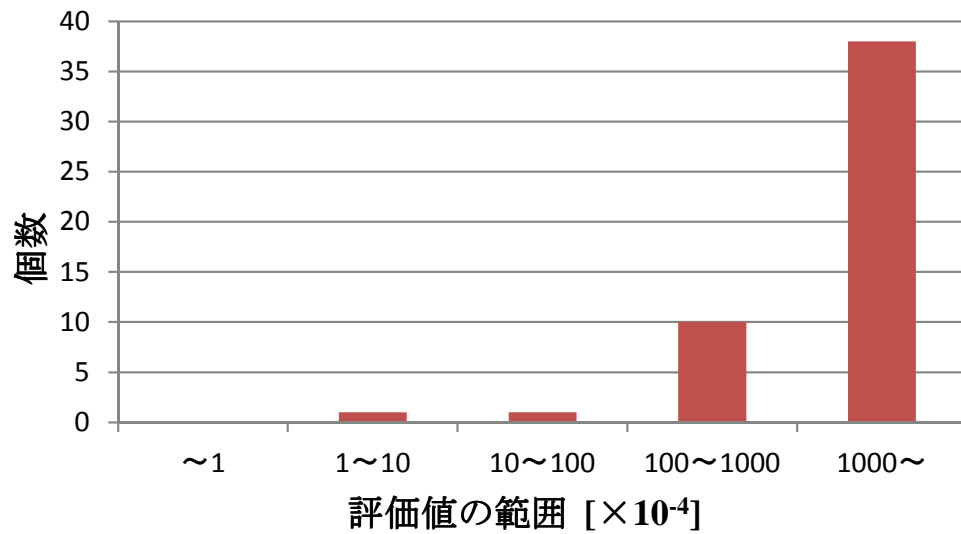


図 3.7: 単純 GA における評価値の個数分布。評価値の低い個体がわずかにとれていることが分かる。

## 分散GAモデル

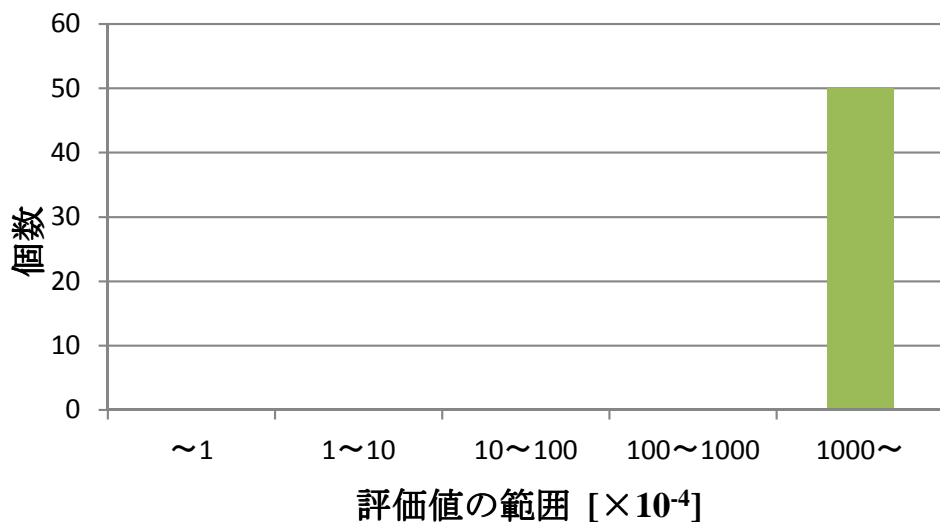


図 3.8: 分散 GA における評価値の個数分布。全ての個体の評価値が高く精度が悪いことが分かる。



また、これらヒストグラムを一つにまとめたものを図3.9に示す。図3.9より、単純GAモデルや分散GAモデルよりもMGGモデルを用いた結果の方が評価値が小さい値をとっていることが分かる。評価値の逆数が適応度となる。したがって、MGGモデルを用いたGAでは適応度が高い結果が得られていると言える。

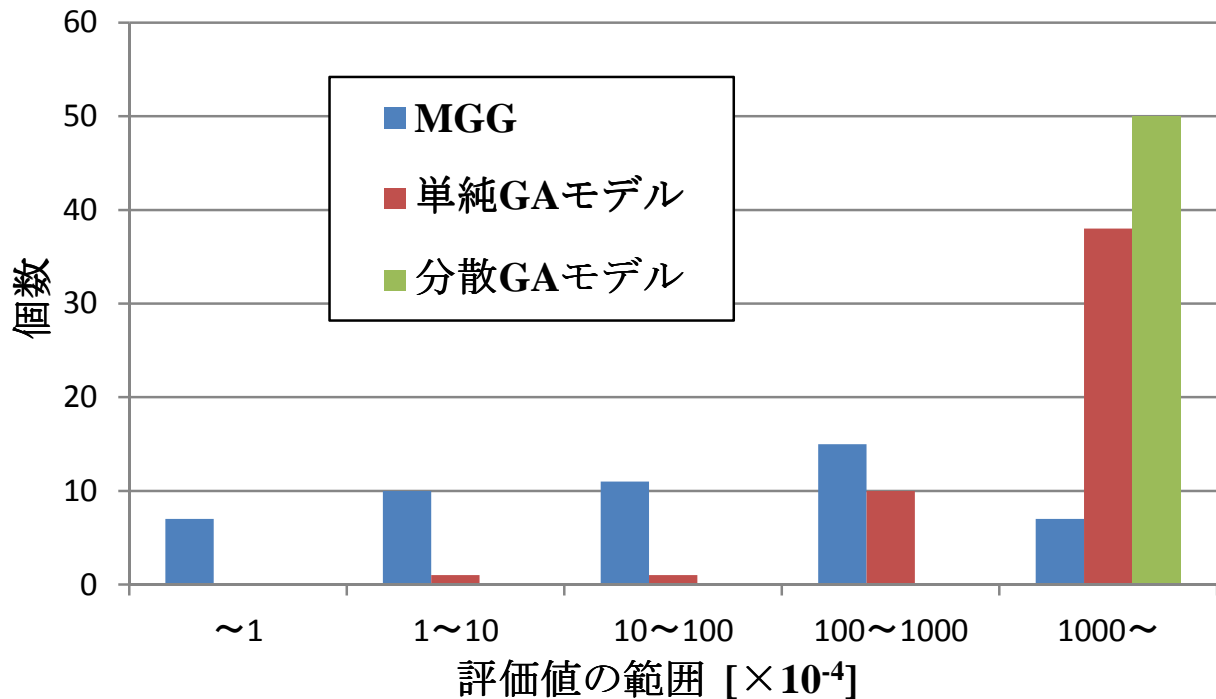


図 3.9: 評価値の個数分布。MGG モデルの解析結果が小さい評価値をとり、適応度が高いことが分かる。

### 3.3 手計算とGAプログラムによる実際のデータを用いた解析

実際にGAプログラムを使用した解析をする際の状況を考えるため、GAプログラムは10回の試行を行う。これと手計算により算出した結果の適応具合及び計算速度を比較する。使用する実際の実験データはYGdBCOコート線材にBZOナノ粒子を導入した試料をSQUIDにより*E-J*特性を評価したものである。

温度を $T = 20, 30$  Kとした時のGAプログラムを用いた解析結果及び、手計算による解析結果を図3.10、3.11に示す。また、GAプログラムを用いた解析結果及び手計算による解析結果のパラメータとそれぞれの解析結果に対する評価値を比較したものを表3.2に示す。図3.10、3.11より手計算での結果よりもGAプログラム使用時の方が実験データに近い値をとっていることが見て取れる。また、表3.2より評価値においてもGAプログラム使用した方がより良い値をとっていることが分かる。

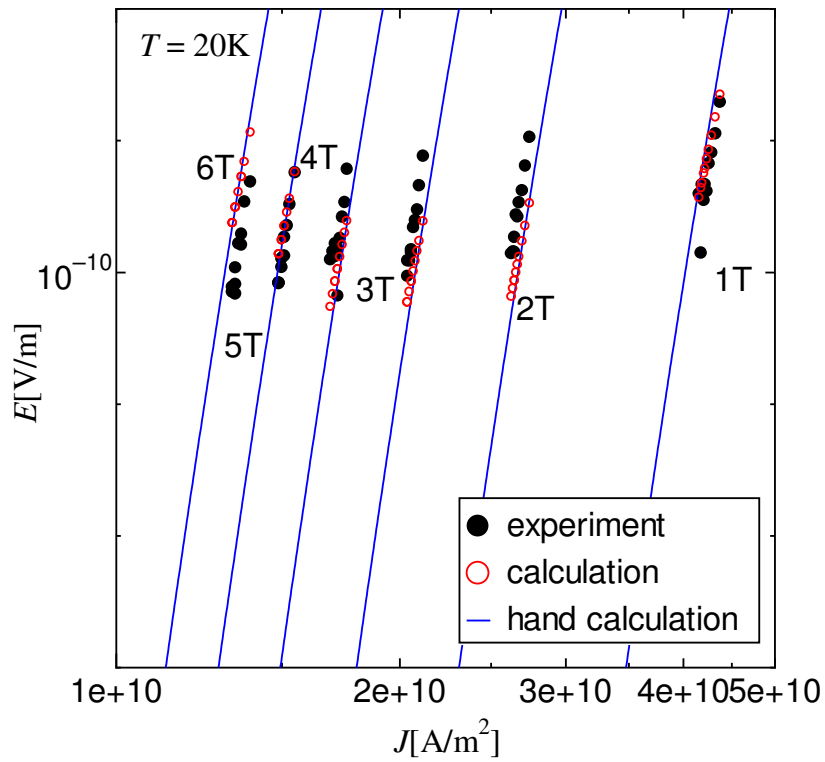


図 3.10:  $T = 20 \text{ K}$  の時の実験データに GA プログラム及び手計算結果を付加したものであり、黒点が実験データ、赤点が GA プログラムによる計算結果、青実線が手計算による解析結果を表している。

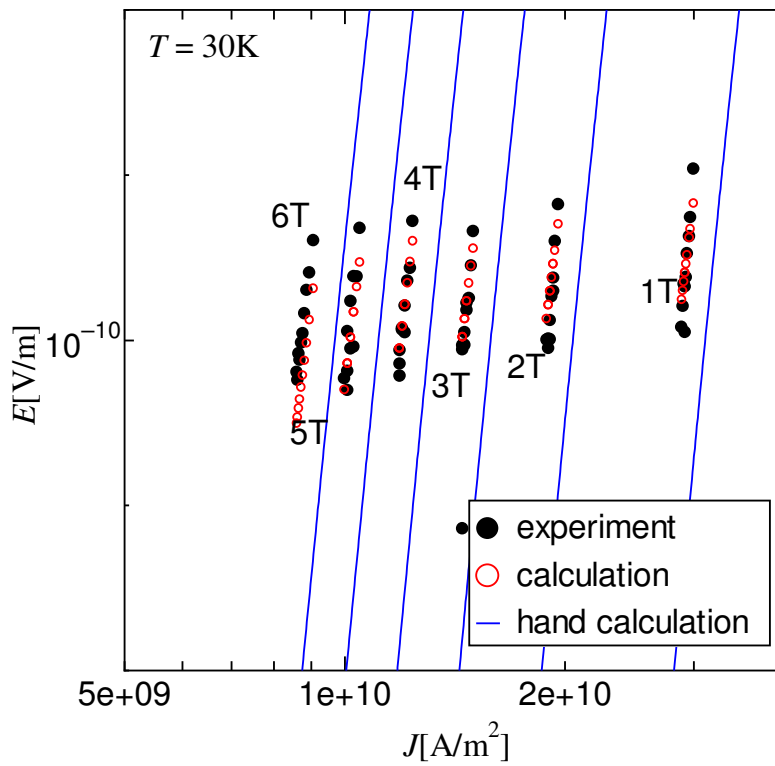


図 3.11:  $T = 30 \text{ K}$  の時の実験データに GA プログラム及び手計算結果を付加したものであり、黒点が実験データ、赤点が GA プログラムによる計算結果、青実線が手計算による解析結果を表している。

表 3.2: GA プログラム及び手計算による解析結果のパラメータとそれぞれの解析結果に対する評価値

|                           | 手計算による結果              | GA プログラムによる結果         |
|---------------------------|-----------------------|-----------------------|
| $A_m$ [A/m <sup>2</sup> ] | $1.80 \times 10^{11}$ | $2.59 \times 10^{11}$ |
| $\sigma^2$                | $4.7 \times 10^{-3}$  | $7.08 \times 10^{-3}$ |
| $\gamma$                  | 0.47                  | 0.47                  |
| $m$                       | 1.5                   | 2.00                  |
| $g^2$                     | 1.0                   | 1.0                   |
| 評価値                       | $8.53 \times 10^{-1}$ | $7.86 \times 10^{-2}$ |

### 3.4 狭い範囲における評価値の推移

$\gamma$  と  $m$  を固定したまま  $\sigma$  の値を変えることによる評価値の推移を表したグラフを以下に示す。評価値が1以下を示す3次元グラフを図3.12、その時の評価値の分布を2次元グラフで表示したものを図3.13に、また、評価値が0.1以下を示す3次元グラフを図3.14、その時の評価値の分布を2次元グラフで表示したものを図3.15に、さらに、評価値が0.01以下を示す3次元グラフを図3.16 その時の評価値の分布を2次元グラフで表示したものを図3.17に示す。

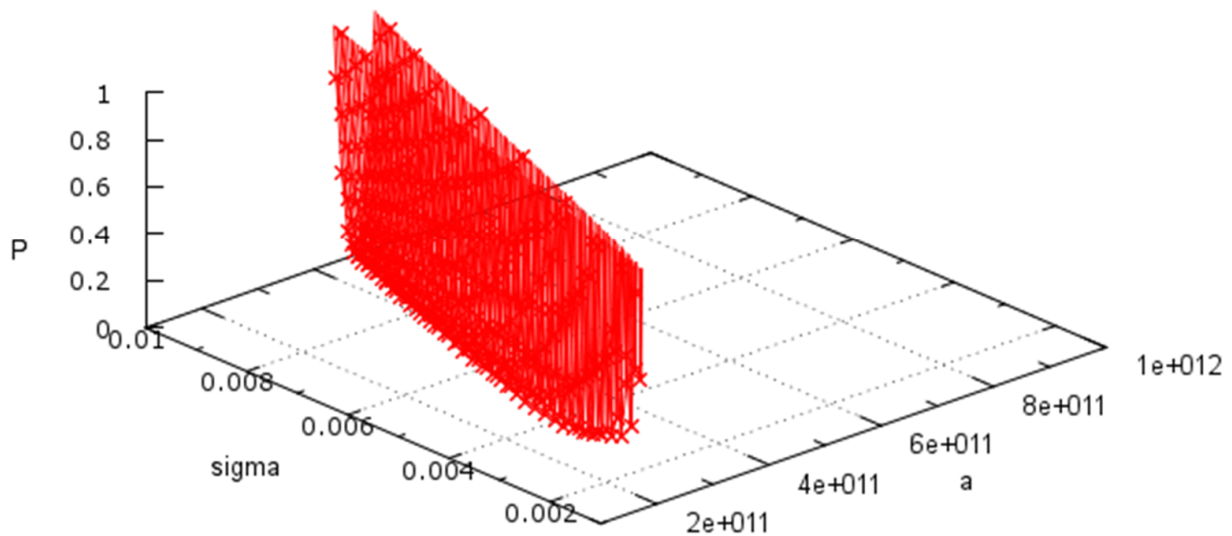


図 3.12: 評価値が1以下を示すの3次元グラフ。x軸、y軸は  $a$  と  $\sigma$ 。z軸は設定値  $P$  としている。

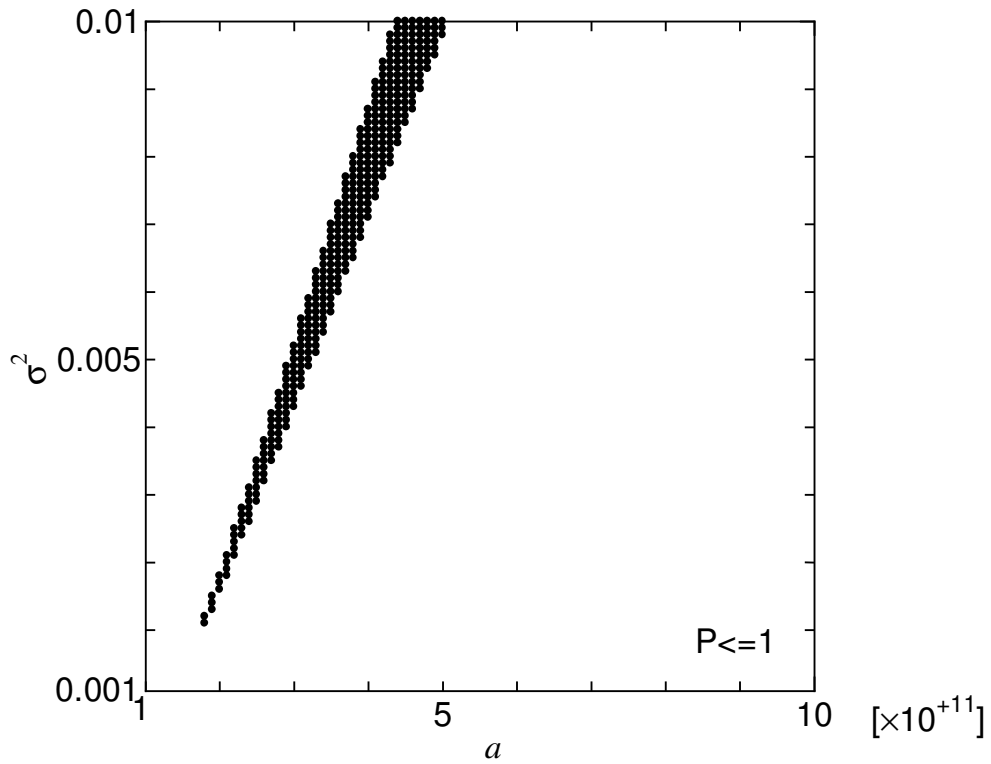


図 3.13: 評価値が1以下の分布を示す2次元グラフ。黒点で敷き詰められている部分が、評価値1以下である部分を示している。

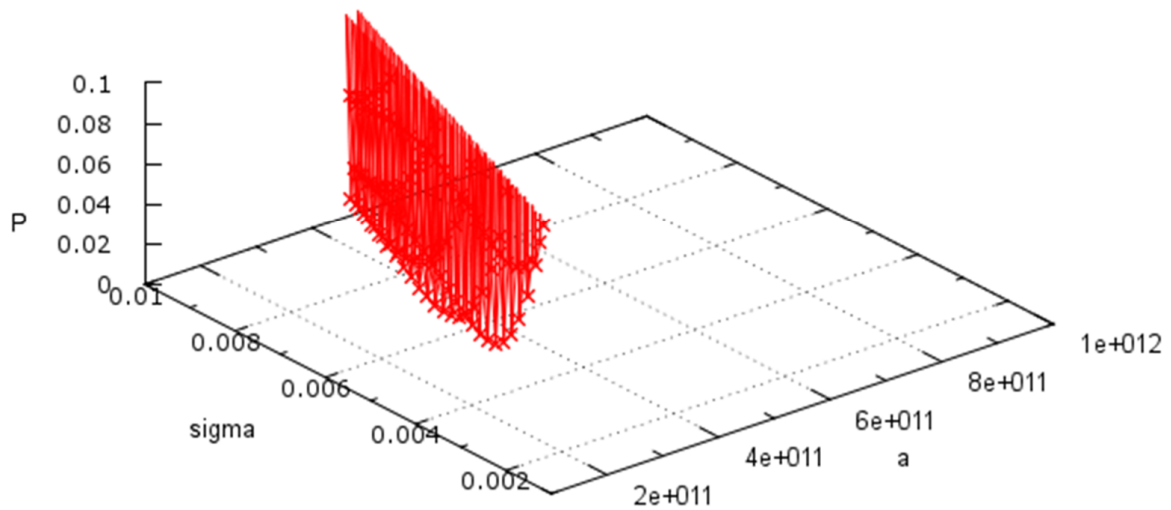


図 3.14: 評価値が0.1以下を示す3次元グラフ。x軸、y軸は $a$ と $\sigma$ 。z軸は設定値 $P$ としている。

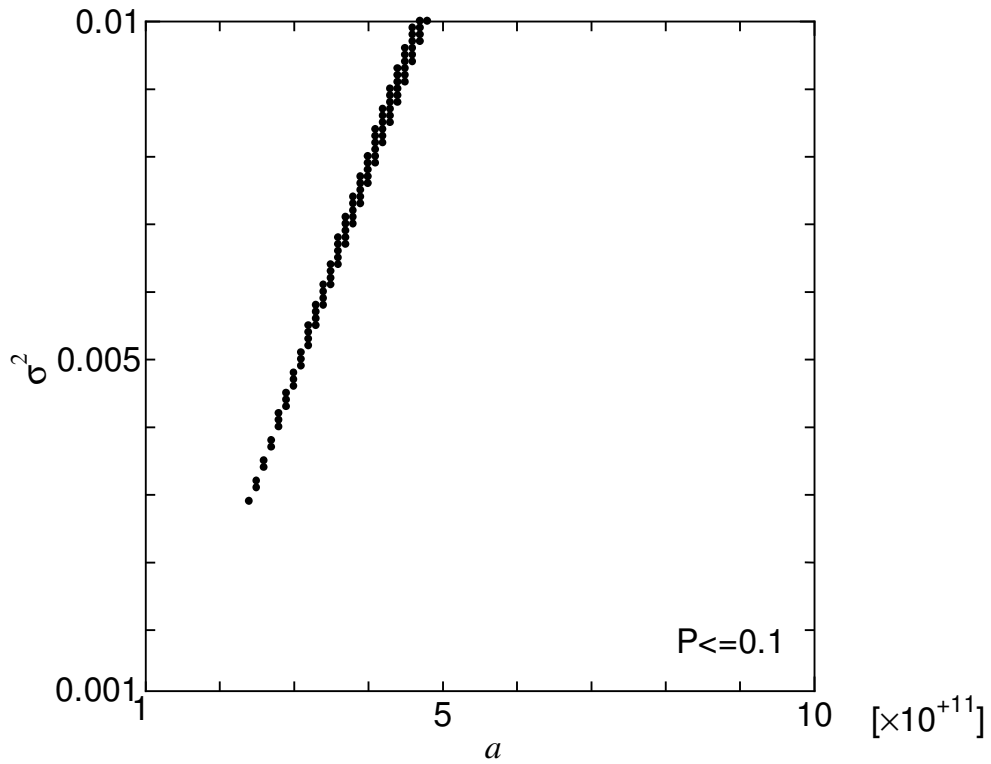


図 3.15: 評価値が 0.1 以下の分布を示す 2 次元グラフ。黒点で敷き詰められている部分が、評価値 1 以下である部分を示している。

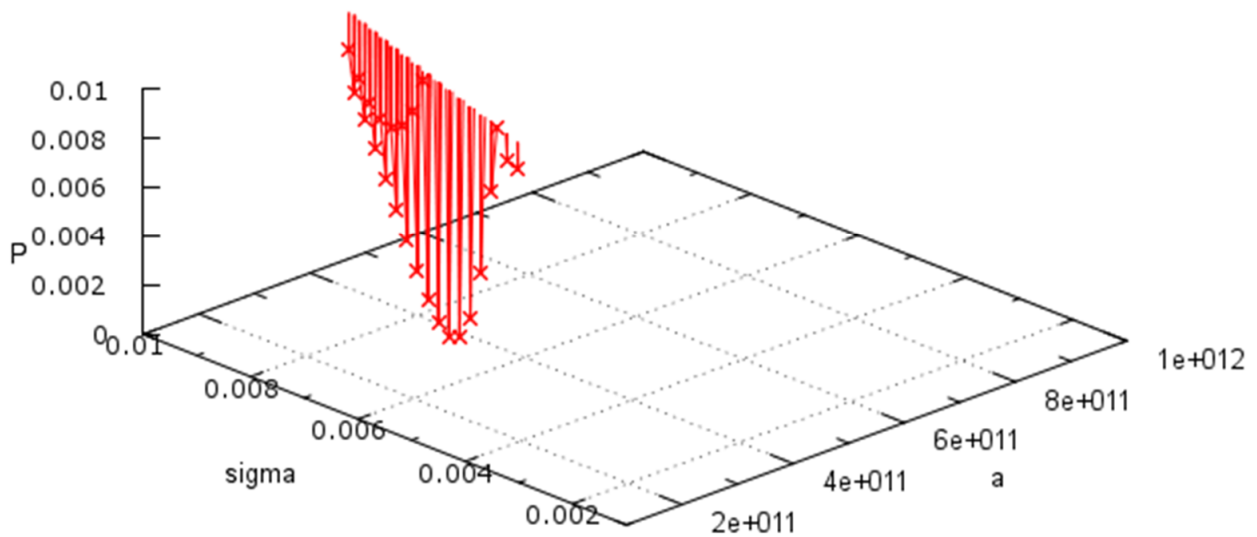


図 3.16: 評価値が 0.01 以下を示すの 3 次元グラフ。x 軸、y 軸は  $a$  と  $\sigma$ 。z 軸は設定値  $P$  としている。

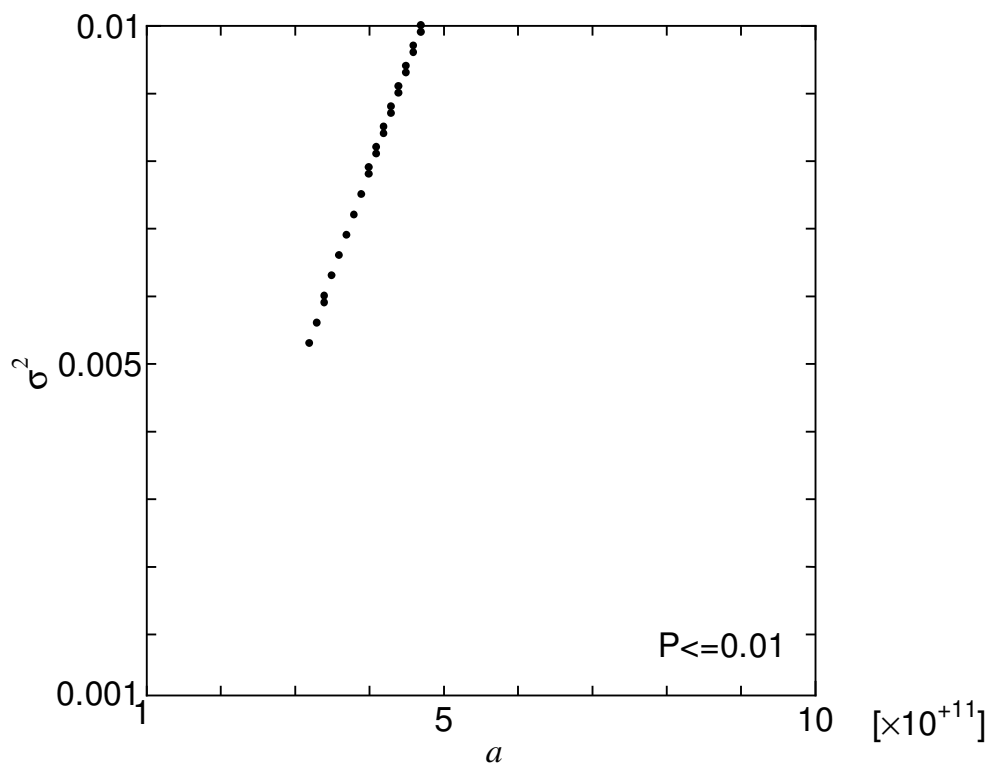


図 3.17: 評価値が 0.01 以下の分布を示す 2 次元グラフ。黒点で敷き詰められている部分が、評価値 1 以下である部分を示している。

### 3.5 最大適応度計算回数と評価値の推移

図 3.18 に MGG モデル、単純 GA モデル、分散 GA モデルの評価値の収束具合を表すグラフを示す。図 3.18 からわかるように、評価値の推移では分散 GA モデル、単純 GA モデル、MGG の順で評価値の推移が良くなっていることが分かる。

### 3.6 考察

図 3.1-3.3 から、MGG では解析値が設定値に非常に近い値をとることが分かる。しかし、全ての結果において設定値に近い値をとるというわけではなく、解析回数を多くすることで設定値へと近づく結果が出てくることが分かる。これは、MGG の効果である初期収束の回避と探索の後半における多種多様な個体の生存による進化的停滞の抑制によるものであるといえる。

次に評価値について、解析結果の比較する。図 3.9 から MGG モデル、単純 GA モデル、分散 GA モデルの解析結果の評価値を範囲見ると、分散 GA モデルでは評価値は全て  $1.0 \times 10^{-1}$  以上をとっていることが分かる。また、単純 GA モデルでは多くの結果が  $1.0 \times 10^{-1}$  の値をとっているが、数個は  $1.0 \times 10^{-2}$  以下の値をとっていることがわかる。最後に MGG モデルの評価値の分布をみると、評価値の値にばらつきはあるが、 $1.0 \times 10^{-4}$  という非常に小さな値をとっており全体的に個体の評価値が低い方に集まっていることが

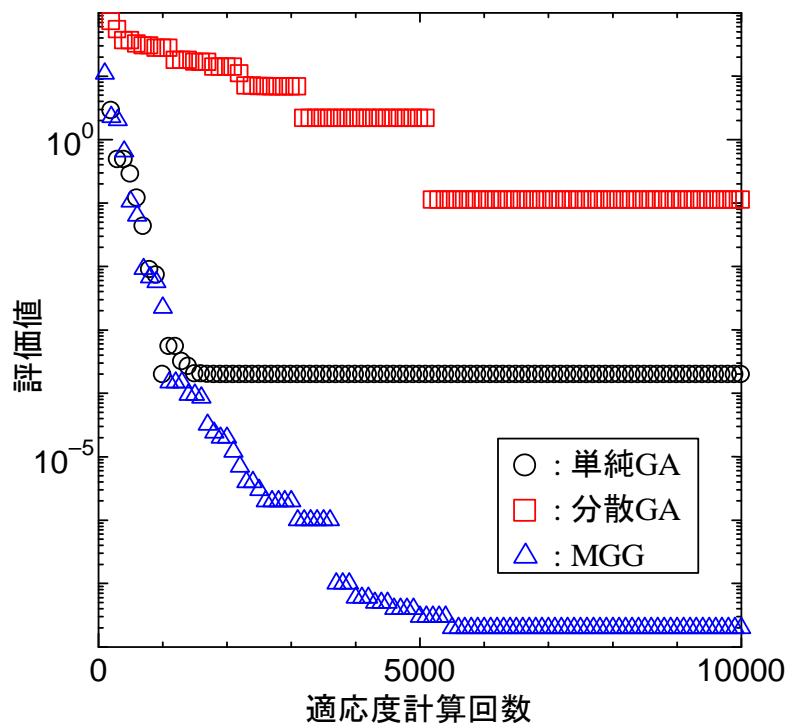


図 3.18: 最大適応度計算回数 10,000 で個体数 100、世代数 100 とした時の評価値の収束具合。



分かる。以上のことより、MGGモデルでの手法の方が、単純GAモデルや分散GAモデルよりも適応度が高い個体を得ることができ、MGGモデルの収束度が良くなっていると言える。

さらに、 $\gamma$ と $m$ を固定したまま $\sigma$ の値を変えることによる評価値の変化を議論する。図3.12-図3.17より、評価値が1以下だと広く評価値が1以下である部分が存在する。特に $\sigma$ に関しては、値が0.002以上の部分で評価値が1以下である可能性があることが図3.13より分かる。このことより、得られた結果のほとんどが0.1辺りまでしか収束しなかった単純GAや分散GAでは、図3.4や図3.5のように、広く $\sigma$ が分布してしまったということが考えられる。分散GAでは、1島の個体が少なかったがために、遺伝的操作が十分に発揮できなかったことが考えられる。そして、図3.16、図3.17より、評価値が0.001辺りになると設定したパラメータ周辺しか評価していないことが分かる。

さらに、最大適応回数10,000とし個体数100、世代数100とした時の評価値の収束を見る。図3.18にMGGモデル、単純GAモデル、分散GAモデルの評価値の収束具合を表すグラフを示す。それぞれ使用したのは50回試行した中で優れていた解析結果である。分散GAモデルの場合では適応度計算回数が5,000回あたりで評価値は収束してしまっているのが分かる。一方、単純GAモデルでは適応度計算回数は2,000回ほどで収束はしているが、分散GAモデルに比べ評価値が低いことが分かる。このことから、分散GAモデルでは、島モデルを使用した際に期待できる初期収束の効果が得られてると言える。次に、MGGモデルの評価値の収束具合を見てみると、5,500回ほどまで評価値が小さくなっていることが分かる。このことから、MGGモデルによる初期収束の回避が確認できる。また、評価値に関してではゆるやかな曲線を描くように収束しており、多種多様な個体の生存による進化的停滞の抑制もなされており、探索後半まで解探索がおこなわれていることが分かる。以上のことより、MGGモデルにおけるGAの解探索が大変いい結果を得られていると言える。

図3.10、3.11より手計算による結果とGAプログラムを使用した際の解析結果を比較すると、評価値の点でGAプログラムの方が優れていると言える。また、今回のプログラムの試行では、1回につき10分ほどの計算速度により処理が可能であったため10回の試行でおおよそ100分間で計算を実行することができた。手計算では十分経験のある人が行う場合でも1日かかる時もある。したがって、GAプログラムを使用した解析が、求めるパラメータの精度の点及び計算速度の点の両方において有効であると言える。

## 第4章 結論

今回の研究から、遺伝的アルゴリズムの世代交代モデルである MGG を用いることにより精度の改善を行うことができた。

これまでの研究では、遺伝的アルゴリズムを用いることでピンニングパラメータを自動探索することが可能になり、次いで、評価関数を変えることにより、その精度の向上を達成した。そういった中、今回の研究では、遺伝的操作のモデルである MGG を使用することで設定値であるピンニングパラメータに近い値を多く得ることができた。このことにより、遺伝的アルゴリズムを用いた手法で実験データからピンニングパラメータを求めることが可能になったと考える。精度の向上により、手計算と比較すると非常に有用ではないかと考える。

今後の方針としては、求めるパラメータと同等の値を得ること、また処理速度の向上ではないかと思う。そのために、適応度計算回数の調整や遺伝的操作による子個体の生成手法の改善の改良すべきではないかと考える。そうすることで、より良い精度のパラメータを短時間で得ることができると考える。また精度のみを重視するのであれば、初期設定である個体数の増量や試行回数の増加に伴って精度が向上するのではないかと考える。

## 謝辞

本研究を行うに当たり、多大なご指導、助言を賜りました小田部荘司教授、大西圭准教授また、GA以外の面からのご指導を賜りました木内勝准教授に深く感謝いたします。さらに、様々な支援を頂いた小田部研究室、木内研究室の皆様にも感謝の意を表します。その他お世話になった大勢の方々にも感謝いたします。みなさま本当にありがとうございました。

## 参考文献

- [1] Matsushita T. Flux Pinning in Superconductors. Springer, Berlin 2006; p. 333.
- [2] Holland JH. Adaptation in natural and artificial systems. Ann Arbor, MI: University of Michigan Press 1975.
- [3] 上浦 二郎、「遺伝的アルゴリズムに関する研究報告」、  
<http://mikilab.doshisha.ac.jp/dia/research/person/jiro/reports/GAparams/GAparams03.html>
- [4] 瓜生 幸太郎、「遺伝的アルゴリズムを用いた磁束クリープ・フローモデルのパラメータ解析における評価方法の検討」、2010年度九州工業大学情報工学部電子情報工学科卒業論文、2009年
- [5] 喜多 一、「遺伝的アルゴリズムによる最適化の現状」、若手研究者・学生向けに最新技術をわかりやすく紹介する講演会「確率的アルゴリズムによる情報処理」、2003年
- [6] 電気学会 GA 等組合せ最適化手法応用調査専門委員会、「遺伝アルゴリズムとニューラルネット：スケジューリングと組合せ最適化」、コロナ社、1998年
- [7] 枝本 剛典、「遺伝的アルゴリズムを用いた磁束クリープ・フローモデルのパラメータ解析」、2009年度九州工業大学情報工学部電子情報工学科卒業論文、2009年
- [8] 佐藤 浩、小野 功、小林 重信、「遺伝的アルゴリズムにおける世代交代モデルの提案と評価」社団法人人工知能学会、1997年