超伝導平板中の遮蔽電流前線形状の磁界依存性

超伝導平板中の遮蔽電流前線形状の磁界依存性

野 田 稔 (電子情報工学科)

Magnetic Field Dependence of a Configuration of Shielding Current Front in a Superconducting Plate

Minoru NODA (Department of Information Electronics)

Abstract

In a superconducting plate having aspect ratio of 5, a front configuration of the shielding current region can be well approximated by a curve with the n-th order power, over wide range of normalized external magnetic field $\hat{h}_e = 0 \sim 1.6$. For medium and high field range of $\hat{h}_e = 0.6 \sim 1.6$, n takes about 2, and shielding effect is quite favorable, so that error field in the shielded region is merely within 0.1% of $\hat{h}_e$. For low field range of $\hat{h}_e < 0.5$, on the contrary, n grows up rapidly as $\hat{h}_e$ decreases. For example, n takes 12.7 when $\hat{h}_e = 0.1$. Current front having such large n cannot shield the interior uniformly, so that error field increases abruptly near the front, reaching to about 2% of $\hat{h}_e$ when $\hat{h}_e = 0.1$. Our method can be available for technical applications such as a superconducting tape, because of its simplicity and adequate precision.

Key words: *superconducting plate, shielding current front, the n-th order power, error field in the shielded region*

1. はじめに

厚み $2d_s$，幅 $2a$ の無限長超伝導平板に垂直な磁界が印加されたとき，端部からの磁束侵入がおこり，その侵入領域に遮蔽電流が流れる。その遮蔽電流前線形状を既報[1]では区分直線で近似したが，その精度を上げる点で困難性がある。そこで前報[2]では2，3，4次曲線で近似して，遮蔽の度合いを調べた。その際，平板のアスペクト比を5：1とし，外部磁界を中程度の特定値に固定した。結果として，その磁界においては遮蔽が最も有効となる電流前線形状曲線の次数nが整数2と3の間にあることがわかった。

正確な電流前線形状は，外部磁界によって変化する。特に次数nは低磁界ほど敏感に磁界値に左右されることが予想される。そこで本稿では，被遮蔽領域が平板の全域に及ぶような低磁界から，被遮蔽領域がほとんど消滅する高磁界まで，広い範囲に外部磁界を変化させた場合，それぞれの磁界値に対する平板内の電流前線形状パラメータを定めることを目的とした。電流前線形状パラメータをできるだけ精密に決定するため，次数nを実数の範囲に広げて調査し，それぞれの形状解について遮蔽の度合いを評価した。但し，本稿の調査では，平板のアスペクト比を5：1に固定した。以下の解析および図表示にはMathmatica[3]を活用した。

平成15年10月31日受付

2．問題の設定

図1中のFig. 1(a)のように，y軸正方向の一様磁界H_e中に置かれた平板の中では，原点Oを中心とする磁気的な被遮蔽領域ができる。これを取り囲む遮蔽電流領域の境界（電流前線）は，平板中に示したようなx軸，y軸を対称軸とする曲線となる。この曲線形状を決定するために，次の仮定をおく。

(1)遮蔽電流密度J_cを一定とする（ビーン・モデル[4,5]）。

(2)$x>0$，$y>0$領域の電流前線の形状が次式の曲線で近似できるとする。

$$x_B(y) = a_f - C_n y^n \quad (0 < y < d_f\text{間}) \qquad (2-1a)$$

$$x_B(y) = 0 \quad (d_f < y < d_s\text{間}) \qquad (2-1b)$$

ここに，a_fは遮蔽前線がx軸を切る点の座標である。曲線の次数nは正の実数とする。曲線の形状パラメータn，C_n，a_fを確定することが本稿の当面の目的となる。また，電流前線とy軸の交点を$y=d_f$とすると，d_fは次式で与えられる。

$$d_f = (a_f \,/\, C_n)^{1/n} \qquad (2-2)$$

寸法量x，y，x_B，a，a_f，d_fを平板厚み半幅d_sで割って規格化した量を，それぞれ$\hat{x}$，$\hat{y}$，$\hat{x}_B$，$\hat{a}$，$\hat{a}_f$，$\hat{d}_f$と記す。図1中のFig. 1(a)に対応する規格化量の形状設定をFig. 1(b)に表している。平板のアスペクト比を5：1ととる場合，$\hat{a}=5$となる。また，前線曲線

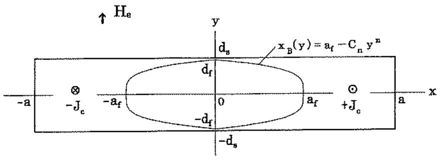

Fig.1 (a)

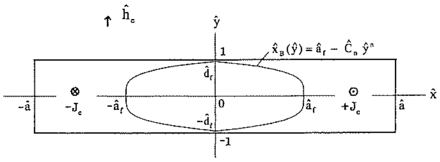

Fig.1 (b)

図1　Fig. 1(a)は，一様な垂直磁界H_eが加わった超伝導平板中の遮蔽電流分布の概念図。中央の被遮蔽領域と左右の電流領域との境界が電流前線であり，その形状を本稿ではn次曲線で近似する。Fig. 1(b)は，上図(a)中の寸法量x，y，x_B，a，a_f，d_fを平板厚み半幅d_sで割って規格化した量$\hat{x}$，$\hat{y}$，$\hat{x}_B$，$\hat{a}$，$\hat{a}_f$，$\hat{d}_f$で表した図。外部磁界H_eに対応する規格化量$\hat{h}_e$は$\hat{h}_e = H_e / J_c d_s$で定義する。

$\hat{x}_B$は（2－1a）式に対応して次のように表せる。

$$\hat{x}_B(\hat{y}) = \hat{a}_f - \hat{C}_n\hat{y}^n \;;\; \hat{C}_n = C_n d_s^{n-1} = \hat{a}_f / \hat{d}_f^n \qquad (2-3)$$

（2－1a）または（2－3）式で与えた電流前線は，真の形状に対する有効な近似として与えたのであるから，被遮蔽領域の全域を完璧に遮蔽することは出来ない。そこで本稿では，前線形状パラメータn，C_n，a_fを決定するために，次の2個の特定な条件を与える。

遮蔽条件①：　平板中心（x，y）=（0，0）における磁界をゼロとする。

遮蔽条件②：　x軸上中央近辺の磁界変化の2次微係数をゼロとする。

これらの磁界遮蔽条件を表式化した結果は前報[2]に記載している。

次に，外部磁界H_eに対応する規格化パラメータを$\hat{h}_e$とし，次式で定義する。

$$\hat{h}_e = \frac{H_e}{J_c d_s} \qquad (2-4)$$

外部磁界H_eが大きくなって，被遮蔽領域が平板中心でちょうど消滅するときの外部磁界値を中心到達磁界と呼び，H_pと記す。平板の右半分と左半分の全領域に逆向きの電流が流れる場合に，その電流対が中心に作る磁界の値にちょうど等しくなるようにH_pは定められる。すると，H_pの規格化量$\hat{h}_p$は次式で与えられる。

$$\hat{h}_p = \frac{H_p}{J_c d_s} = \frac{1}{\pi}\left\{\log(\hat{a}^2+1) + 2\hat{a}\ \tan^{-1}\left(\frac{1}{\hat{a}}\right)\right\} \qquad (2-5)$$

$\hat{a}=5$の場合，この値は$\hat{h}_p=1.6654$となる。

3．$\hat{h}_e$=0.5の場合の精密な数値解

前線形状パラメータとしてある一組の（n，$\hat{C}_n$，$\hat{a}_f$）の候補値を与えれば，それに対する$\hat{a}$の値が遮蔽条件②から一意に求められる。次に，その$\hat{a}$の値と（n，$\hat{C}_n$，$\hat{a}_f$）の候補値を使うと，遮蔽条件①から$\hat{h}_e$の値を一意に求めることができる。その具体的な手続きは，前報[2]の付録リスト1に記載したMathmatica[3]のプログラムで行える。

本節では，$\hat{h}_e$=0.5の場合を考えよう。すると，$\hat{a}$=5と$\hat{h}_e$=0.5を与えるような（n，$\hat{C}_n$，$\hat{a}_f$）の組を探せばよいことになる。表1にn値としてn=2，2.6，2.65，2.7，2.8，3，4の7通りを与えた場合の結果を示す。それぞれのn値に対応する（$\hat{C}_n$，$\hat{a}_f$）の値を②と③欄に記しているが，これらはいずれも$\hat{a}$と$\hat{h}_e$

表1　$\hat{a}=5$ と $\hat{h}_e=0.5$ の場合，7通りのn値（n ＝ 2，2.6，2.65，2.7，2.8，3，4）に対する前線形状パラメータ（C_n，a_f）値（欄②～③），$\hat{a}$ と $\hat{h}_e$ の確定誤差（欄④～⑤），被遮蔽領域内の誤差磁界分布の平均値 $\hat{h}$ (Mean) と自乗平均値 $\hat{h}$ (RMS)（欄⑥～⑦）。

① n	② $\hat{C}_n$	③ $\hat{a}_f$	④ Error of $\hat{a}$	⑤ Error of $\hat{h}_e$	⑥ $\hat{h}$ (Mean)	⑦ $\hat{h}$ (RMS)
2	3.45765	3.482266	−3.90E−06	1.00E−07	2.56E−03	4.00E−02
2.6	3.3083	3.22415	1.39E−06	1.02E−05	2.43E−03	3.82E−03
2.65	3.30189	3.208205	6.70E−06	−1.24E−06	1.08E−03	1.91E−03
2.7	3.2961	3.192797	−3.29E−06	3.30E−07	−2.21E−04	1.31E−03
2.8	3.2865	3.163752	3.21E−07	−1.80E−06	−2.64E−03	4.55E−03
3	3.2742	3.111722	1.00E−07	−4.10E−06	−6.92E−03	1.12E−02
4	3.30995	2.9326074	4.70E−06	1.90E−06	−2.10E−02	3.35E−02

$\hat{a}=5$　　$\hat{h}_e=0.5$

の値が $\hat{a}=5$ と $\hat{h}_e=0.5$ に極めて近くなるまで（$\hat{C}_n$, $\hat{a}_f$）の値を絞り込んだ結果であり，そのため，②と③欄では小数点未満の桁は細かい値まで記載されている。対応して，④欄には $\hat{a}$ の計算値と5の差を，⑤欄には，$\hat{h}_e$ の計算値と0.5の差を記しているが，ほとんど 10^{-6} ～ 10^{-7} 台の誤差になるまで絞り込んでいることがわかる。

このように，前節の遮蔽条件①，②を満たす近似的な前線形状の候補が複数個得られるが，それらはn値が異なる曲線であり，（$\hat{C}_n$，$\hat{a}_f$）の値もそれぞれ異なる。これらのいずれが最も真の前線形状に近いかを判定するためには，被遮蔽領域における遮蔽度の優秀さを評価すればよいであろう。本来は遮蔽されて零になるべき磁界が，前線形状の近似のために誤差として現れるからである。平板中央付近は用いた遮蔽条件によって完全に磁界は零になるが，そこから離れた所ほど誤差磁界は大きくなるであろう。x軸上では前線の $\hat{x}=\hat{a}_f$ 付近が最も誤差が大きいと考えられる。そこで，x軸上の被遮蔽範囲（0，$\hat{a}_f$）に渡って生じる誤差磁界の最も小さいものを探すことにする。

x軸上の磁界分布 $\hat{h}(\hat{x})$ を，複数のn値に対して描いた結果を図2の Fig. 2 (a)に示す。n値は表1の中からn＝2，2.7，3，4の4通りを選んで与えた。グラフの横軸は，平板中心 $\hat{x}=0$ から平板外の点 $\hat{x}=2\hat{a}$ までをとっている。この図より，$\hat{x}$ 軸上の磁界は $\hat{x}=0$ から前線 $\hat{x}=\hat{a}_f$ へ向かうにつれ，少しずつ零からず

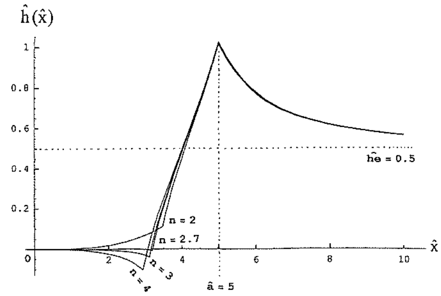

Fig.2 (a)

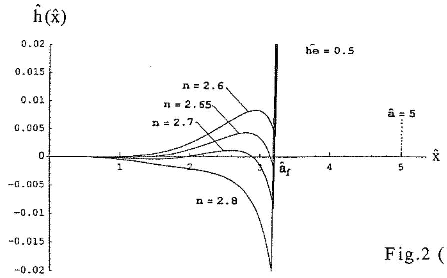

Fig.2 (b)

図2　Fig. 2 (a)は，$\hat{h}_e=0.5$ の場合，4通りのn値（n＝2，2.7，3，4）に対する $\hat{x}$ 軸上の磁界分布 $\hat{h}(\hat{x})$。平板のアスペクト比は $\hat{a}=5$ で，横軸の範囲は中心 x＝0から平板外の点 $\hat{x}=2\hat{a}$ までを与えている。Fig. 2 (b)は，上図(a)と同じ $\hat{h}_e=0.5$ の場合，$\hat{x}$ 軸上の被遮蔽領域（0～$\hat{a}_f$）中の誤差磁界分布を4通りのn値（n=2.6，2.65，2.7，2.8）に対して描いたもの。縦軸の目盛は Fig. 2 (a)の1／50。

れて大きくなり，$\hat{x}=\hat{a}_f$ から遮蔽電流領域に入ると，急速にほぼ直線的に立ち上がり，平板端部 $\hat{x}=\hat{a}$ で最大となって，平板外では $\hat{x}$ の増加とともに漸減していき，外部磁界値 $\hat{h}_e=0.5$ に近づいていくことがわかる。この図で使用したn値（n＝2～4）の場合，$\hat{x}>\hat{a}_f$ の範囲の磁界分布はほとんど変わらないが，$0<\hat{x}<\hat{a}_f$ の被遮蔽領域ではn値による誤差磁界の違いが明確に出ている。4通りの中ではn=2.7が最も遮蔽度が高いことがみてとれる。

図2の Fig. 2 (b)は，n=2.7の付近でn値を細かく変えて被遮蔽領域の誤差磁界分布を調べた結果である。縦軸の目盛は Fig. 2 (a)の場合の1／50に小さくなっている。n=2.6，2.65，2.7，2.8の4通りが示されているが，いずれも $0.5\hat{a}_f<\hat{x}<\hat{a}_f$ の範囲で大きな誤差磁界の変動が見られる。4通りの内では正と負にまたがって変化しているn=2.7の場合が，誤差磁界分布

の平均値が最も零に近いことは予想がつくが，変動がさらに大きな場合は誤差磁界分布の自乗平均値が最小となるものを評価の対象にしたほうが良いと考えられる。

そこで，各n値に対する誤差磁界分布の平均値$\hat{h}$ (Mean) と自乗平均値$\hat{h}$ (RMS) を求めて比較した結果を表1中の⑥と⑦欄に示す。n＝2～4の範囲で平均値が零にもっとも近く，自乗平均値も最小となったのはn=2.7の場合である。このときの自乗平均値$\hat{h}$ (RMS)＝1.31×10^{-3}は，外部磁界$\hat{h}_e$＝0.5に対しては$\hat{h}$ (RMS)／$\hat{h}_e$＝2.62×10^{-3}，百分率にして0.262％程度の誤差になると評価される。

以上より，$\hat{a}$＝5と$\hat{h}_e$＝0.5を与える前線形状解（n, $\hat{C}_n$, $\hat{a}_f$)＝（2.7，3.2961，3.1927966）は，真の形状に近い良い近似を与えるものと評価でき，その遮蔽度の良さは，外部磁界の0.262％程度の誤差磁界（自乗平均値）を被遮蔽領域中に残存せしめる程度であるという結論を出すことができた。図2のFig. 2 (a)中でn＝2.7の磁界分布を見ると，$\hat{x}$＝$\hat{a}_f$付近でわずかに誤差磁界が見られるが，全体的に遮蔽度はかなり良好であることが了解できる。

4．電流前線形状解の外部磁界依存性

前節は$\hat{h}_e$＝0.5の場合を議論したが，本節では被遮蔽領域が平板の全域に及ぶような低磁界から，被遮蔽領域がほとんど消滅する高磁界まで，広い範囲に外部磁界を変化させた場合，それぞれの磁界値に対する平板内の電流前線形状パラメータを定めた結果について述べる。

前節と同様の計算を，$\hat{h}_e$＝0.1～1.6の範囲で行った。$\hat{h}_e$＝1.6は（2－5）式に示す中心到達磁界$\hat{h}_p$が$\hat{a}$＝5の場合$\hat{h}_p$＝1.6654となるので，高磁界側の計算限界として選んだ。

表2に，13個の外部磁界値$\hat{h}_e$に対する前線形状パラメータ（欄②～⑤）と，被遮蔽領域中の誤差磁界分布の平均値$\hat{h}$ (Mean) と自乗平均値$\hat{h}$ (RMS) の$\hat{h}_e$に対する比（欄⑥～⑦）をまとめている。

また，表2の⑧と⑨の欄には，平板アスペクト比$\hat{a}$＝5と各々の外部磁界値$\hat{h}_e$をどの程度正確に扱えたかを，計算値と設定値の誤差で記載した。$\hat{a}$の誤差は10^{-8}～10^{-6}台であり，$\hat{h}_e$の誤差は10^{-7}～10^{-5}台であった。後者は低磁界$\hat{h}_e$＝0.1のとき最も悪くなった。

得られたn値の外部磁界依存性を図3に，また$\hat{C}_n$, $\hat{a}_f$の外部磁界依存性を図4に示す。図3より，$\hat{h}_e$＝0. 6

表2　$\hat{a}$＝5の場合，13個の外部磁界値（$\hat{h}_e$＝0.1～1.6）に対する前線形状パラメータ（欄②～⑤），被遮蔽領域中の誤差磁界分布の平均値$\hat{h}$ (Mean) と自乗平均値$\hat{h}$ (RMS) の$\hat{h}_e$に対する比（欄⑥～⑦），および$\hat{a}$と$\hat{h}_e$の確定誤差（⑧～⑨）。

① $\hat{h}_e$	② n	③ $\hat{C}_n$	④ $\hat{a}_f$	⑤ $\hat{d}_f$	⑥ $\hat{h}$ (Mean)/$\hat{h}_e$	⑦ $\hat{h}$ (RMS)/$\hat{h}_e$	⑧ Error of $\hat{a}$	⑨ Error of $\hat{h}_e$
0.1	12.7	4.78592	4.70929	0.9987	−3.46E−04	2.35E−02	−9.30E−07	6.60E−05
0.2	6.2	4.4604	4.391711	0.9975	5.06E−03	1.50E−02	−1.77E−07	3.73E−06
0.3	4.2	4.098	4.019414	0.9954	1.63E−03	9.45E−03	−1.61E−07	−9.71E−07
0.4	3.24	3.7049	3.615054	0.9925	1.60E−04	5.37E−03	4.56E−08	−7.13E−07
0.5	2.7	3.2961	3.1927966	0.9883	4.41E−04	2.62E−03	−3.29E−06	3.30E−07
0.6	2.356	2.889	2.7731568	0.9828	−5.54E−06	9.38E−04	−4.08E−07	5.34E−05
0.7	2.14	2.49608	2.3644095	0.9750	1.17E−04	1.02E−03	4.57E−07	6.37E−07
0.8	2.01	2.12897	1.9764842	0.9637	1.03E−04	8.73E−04	4.33E−07	−2.07E−06
0.9	1.92	1.7954	1.6228127	0.9487	2.46E−05	8.28E−04	−8.62E−07	9.28E−06
1.0	1.88	1.5017	1.3021108	0.9270	−9.99E−05	4.71E−04	7.43E−07	−1.04E−05
1.2	1.85	1.0243	0.77219744	0.8584	1.43E−05	1.64E−04	3.80E−08	−1.81E−06
1.4	1.91	0.6924	0.37055169	0.7209	−4.82E−06	1.19E−05	3.11E−07	2.94E−05
1.6	1.95	0.4141	0.07512401	0.4167	9.66E−07	1.71E−06	−5.56E−07	−3.37E−06

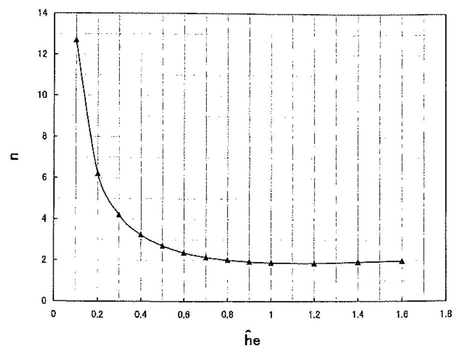

図3　$\hat{a}=5$ の場合，n 値の外部磁界依存性。中～高磁界範囲（$\hat{h}_e=0.6\sim1.6$）では n 値はおよそ2の付近であまり変化しない。低磁界範囲（$\hat{h}_e<0.5$）では低くなるほど n 値は急激に大きくなり，$\hat{h}_e=0.1$ では $n=12.7$ にもなる。

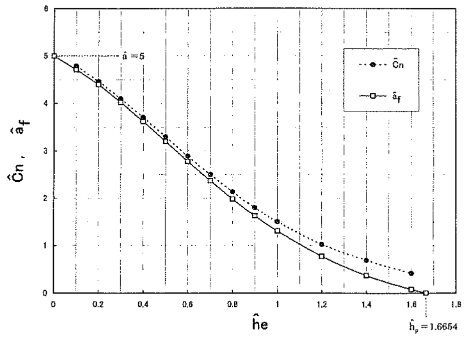

図4　$\hat{a}=5$ の場合，$\hat{C}_n$，$\hat{a}_f$ の外部磁界依存性。$\hat{h}_e=0.3\sim0.9$ の中磁界範囲では，$\hat{a}_f$ のグラフはほぼ直線的に減少し，$\hat{a}_f=5.24-4.09\hat{h}_e$ なる近似式があてはまる。

～1.6の中磁界ないし高磁界範囲では n 値はおよそ2の付近であまり変化せず，電流前線はだいたい放物線に近い曲線で近似できることがわかる。しかし，$\hat{h}_e=0.5$ 付近より低磁界になるにつれ，n 値は急激に大きくなり，$\hat{h}_e=0.1$ では $n=12.7$ にもなる。

図4より，$\hat{C}_n$，$\hat{a}_f$ は共に $\hat{h}_e$ の増加とともに減少していく性質が見える。両者の値も高磁界部分を除けばあまり差がない。磁界が増えれば，被遮蔽領域が縮小してゆくので，$\hat{x}$ 軸上の前線座標 $\hat{a}_f$ が減少してゆくのは当然である。$\hat{h}_e=0.3\sim0.9$ の中磁界範囲では，$\hat{a}_f$ のグラフはほぼ直線上に載っており，$\hat{a}_f=5.24-4.09\hat{h}_e$ なる近似式があてはまる。これより低磁界範囲（$\hat{h}_e<0.3$）では直線近似から少しはずれ，$\hat{h}_e=0$ における

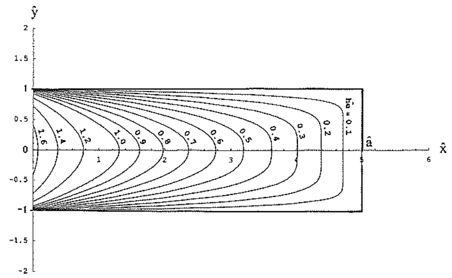

図5　平板右半分内における電流前線形状を，13個の外部磁界値（$\hat{h}_e=0.1\sim1.6$）に対して一緒に描いたもの。$\hat{h}_e=0.1$ の場合，電流領域が平板輪郭付近に偏在し，前線は次数 n が大きな（$n=12.7$）曲線になる。中磁界～高磁界範囲では，前線形状がほぼ放物線で表される。

$\hat{a}_f=\hat{a}=5$ に向かう。反対側の高磁界範囲（$\hat{h}_e>0.9$）でも直線近似から緩やかに離れていって，$\hat{h}_p=1.6654$ における $\hat{a}_f=0$ の点に向かっていく。

図5は表2に記した結果をもとに，平板右半分内における電流前線形状を，13個の外部磁界値に対して一緒に描いたものである。図より，非常に小さな外部磁界（$\hat{h}_e=0.1$）の場合には，平板内部全体がほとんど遮蔽され，電流領域が平板輪郭付近に閉じ込められるため，前線は次数 n が大きい（$n=12.7$）曲線になることがわかる。中磁界～高磁界範囲では，前線形状がほぼ放物線で表されている。

図6中の Fig. 6 (a)は，$\hat{x}$ 軸上の磁界分布 $\hat{h}(\hat{x})$ を13個の外部磁界値に対して一緒に描いたものである。どの外部磁界値においても，$\hat{x}=\hat{a}=5$ で磁界分布の最大値が得られており，その左側の遮蔽電流領域における斜めに傾いた磁界分布は，中心到達磁界に近づくほど直線分布からはずれてくる。この点は，J_c を一定とする従来の無限スラブ近似のビーン・モデル（平板面に平行磁界の場合）において内部磁界分布が常に直線となることとは，かなり異なる結果となった。

また外部磁界値の増加とともに，$\hat{x}$ 軸上の前線位置 $\hat{a}_f$ が平板中央（原点）へ近づいていき，被遮蔽領域（$\hat{x}=0\sim\hat{a}_f$）が減少してゆく様子が描かれているが，被遮蔽領域内の誤差磁界はどの外部磁界においても非常に小さいこともわかる。

遮蔽の良好さの外部磁界依存性を見るために，被遮蔽領域内の誤差磁界分布を拡大して表した結果を図6の Fig. 6 (b)に示す。縦軸の $\hat{h}(\hat{x})$ のスケールは $-0.02\sim0.01$ の範囲で示されている。$\hat{h}_e=0.1\sim0.5$ の低磁

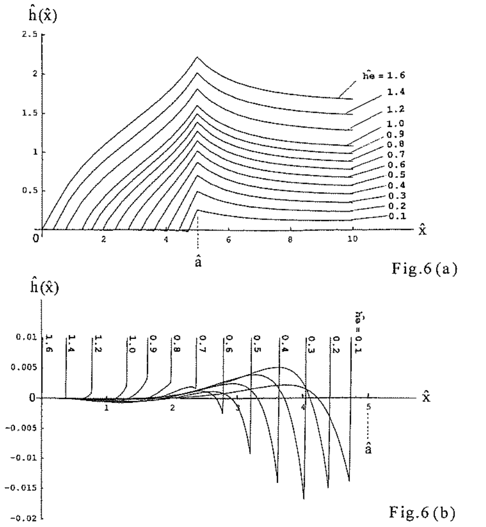

図6　Fig. 6 (a)は，x̂軸上の磁界分布ĥ(x̂)を13個の外部磁界値（ĥe=0.1～1.6）に対して一緒に描いたもの。平板端部x̂=â=5で磁界分布は最大となる。端部から左側の斜めに傾いた磁界分布部分は遮蔽電流領域で，その左側に被遮蔽領域（x̂=0～âf）がある。この図(a)では，被遮蔽領域内の誤差磁界はどの外部磁界においても小さく見える。Fig. 6 (b)は，上図(a)の被遮蔽領域内の誤差磁界分布を拡大して描いたもの。縦軸のĥ(x̂)のスケールは−0.02～0.01の範囲。低磁界範囲（ĥe=0.1～0.5）では前線位置âf近くの誤差磁界が際立って大きい。高磁界では遮蔽は非常に良好で，誤差磁界は非常に小さい。

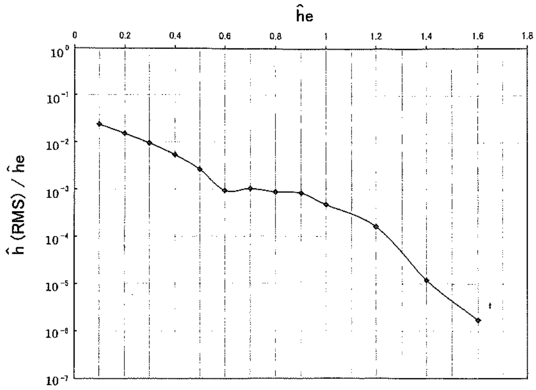

図7　誤差磁界分布の自乗平均値ĥ (RMS) とĥeの比の外部磁界依存性。低磁界範囲（ĥe=0.1～0.5）では磁界が低くなるほどĥ (RMS)／ĥe値が増大し，ĥe=0.1では0.0235になる。中～高磁界範囲（ĥe=0.6～1.6）では，ĥ (RMS)／ĥe＜0.001で誤差磁界は非常に小さい。

界における前線位置âf近くの誤差磁界が際立って大きいことが目を引く。低磁界になるほど（2－3）式のような簡単な前線形状では，次数nをいくら大きくとっても，被遮蔽領域全域を完全に遮蔽することは難しく，この方法の限界を示しているといえる。

どの程度の遮蔽度が達成されているかを見るために，表2の欄⑥～⑦に被遮蔽領域中の誤差磁界分布の平均値ĥ (Mean) と自乗平均値ĥ (RMS) のĥeに対する比をそれぞれ記載している。その内のĥ (RMS)／ĥeの外部磁界依存性を図7に示した。この図より，低磁界範囲（ĥe=0.1～0.5）でのĥ (RMS)／ĥe値が大きく，百分率にして0.26%以上となり，磁界が低くなるほど誤差は急増して，ĥe=0.1では2.35%にも達していることがわかる。

一方，中～高磁界範囲（ĥe=0.6～1.6）では，図6のFig. 6 (b)から誤差磁界分布の絶対値が小さく，表2と図7からĥ (RMS)／ĥe値も百分率にして0.1%以下に収まっていて，良好な遮蔽が出来ていることがわかる。

8．ま と め

アスペクト比â＝5を持つ平板内の遮蔽電流前線形状は，被遮蔽領域が存在する外部磁界範囲（ĥe＝0～1.6654）のほとんどにおいて，n次曲線で近似できる。

中～高磁界範囲（ĥe=0.6～1.6）では，前線曲線の次数nはn＝2の近傍の値をとり，被遮蔽領域中の誤差磁界の絶対値が小さく，その自乗平均値は外部磁界の0.1%以下に収まっていて，良好な遮蔽効果を表わすことができる。

一方，低磁界範囲（ĥe＜0.5）では，低磁界になるほどn値が大きく増大することで，平板輪郭近辺に沿って伸びた電流領域の前線形状を表すことができる。しかし，高次のn次曲線では平板内に広がった被遮蔽領域の全域を一様に遮蔽することが難しく，特にx軸上の前線付近の誤差磁界が顕著になってくる。今回の計算で最小の外部磁界（ĥe=0.1）の場合，被遮蔽領域中の誤差磁界の自乗平均値は外部磁界の2.35%に達した。

本稿で展開した結果は，数%以内の誤差磁界で遮蔽度が与えられる精度を考慮しながら使用すれば，簡単なn次曲線で近似できる簡便さがあるので，超伝導

テープ導体などへの工学的実用性は十分であろうと思われる。ただし，本稿は平板のアスペクト比を５：１に固定した場合の数値結果なので，今後は一般的なアスペクト比の場合に拡張してゆく必要があるが，平板への垂直磁界という設定が変わらなければ，n 次曲線で近似できるという仮定の本質的な性格は，あまり変わらないだろうと予想される。

参 考 文 献

1）野田　稔：福岡工業大学研究論集，第**34**巻，第２号，pp. 201-204，2002.
2）野田　稔：福岡工業大学研究論集，第**35**巻，第２号，pp. 225-230，2003.
3）Wolfram research Co.
4）C. P. Bean: Rev. Mod. Phys. **35**（1964）31.
5）F.Irie and K.Yamafuji: J. Phys. Soc. Japan **23**（1967）255.