

フィールドアクセス方式による垂直ブロッホライン の転送に関する研究

浅田, 裕法
九州大学工学研究科電子工学専攻

<https://doi.org/10.11501/3086528>

出版情報：九州大学, 1991, 博士（工学）, 課程博士
バージョン：
権利関係：

フィールドアクセス方式による
垂直プロットラインの転送に関する研究

浅田裕法

④

フィールドアクセス方式による
垂直ブロッホラインの転送に関する研究

浅田 裕 法

目次

第1章 序論	1
1-1 はじめに	1
1-2 ブロッホラインメモリの概要	5
1-3 本研究の目的	13
第2章 集中定数モデルによる垂直ブロッホライン転送のシミュレーション	17
2-1 序言	17
2-2 シミュレーションモデル	18
2-2-1 垂直ブロッホラインの運動方程式	18
2-2-2 磁壁の運動方程式	21
2-3 垂直ブロッホライン間の相互作用	24
2-3-1 相互作用のモデル化	24
2-3-2 垂直ブロッホライン対の分離実験	27
2-4 集中定数モデルによるハードウォール動特性のシミュレーション	31
2-5 磁界勾配駆動による垂直ブロッホライン対の転送	35
2-5-1 転送シミュレーション	35
2-5-2 ビット転送実験	39
2-6 結言	44
第3章 垂直ブロッホラインのフィールドアクセス方式転送	46
3-1 序言	46
3-2 ビット周期の適正化	48
3-3 ポテンシャルウェルの発生方法	54
3-4 フィールドアクセス方式による垂直ブロッホラインの転送特性	62
3-4-1 5 μm バブル材料におけるシミュレーション	62
3-4-2 0.5 μm バブル材料におけるシミュレーション	65

3-4-3	ダンピング定数 α 及びジャイロ磁気定数 γ についての 検討	71
3-5	駆動磁界発生用磁気及び電子回路	75
3-6	結言	78
第4章	Cr膜ビットパターンにおける垂直ブロッホラインの転送特性	80
4-1	序言	80
4-2	ビット位置規定用ポテンシャルウェルの解析	81
4-2-1	解析モデル	81
4-2-2	解析結果	84
4-3	Cr膜ビットパターンにおける垂直ブロッホライン対の転送 特性実験	90
4-3-1	素子構成	90
4-3-2	実験結果	90
4-3-3	ポテンシャルウェルの評価	95
4-4	結言	98
第5章	結論	100
謝辞		103
付録A	磁壁及び垂直ブロッホラインの動特性	104
A-1	磁化及び磁壁の運動方程式	104
A-2	垂直ブロッホラインを有する磁壁の移動速度	107
参考文献		111

第1章 序論

1-1 はじめに

電子計算機システムにおいては高速動作の観点から主記憶装置として半導体メモリが使われ、大容量不揮発性の観点から外部補助記憶装置として磁気ディスクに代表される磁性メモリが使用される。この両者のギャップを埋め、高速かつ大容量を実現し得るメモリとして1967年にベル研究所のA. H. Bobeckによって磁気バブルメモリが發明された¹⁾。以来、精力的に研究が進められ、現在16 Mbit/cm²の素子の研究が行われている。磁気バブルメモリの材料に用いられる磁性ガーネット膜は図1-1に示すように誘導磁気異方性のために磁化は膜面と垂直な方向を向いており、図(a)のような消磁状態においては磁化が上向きの領域と下向きの領域とが等しいストライプ磁区となる。このとき適当なバイアス磁界下では図(b)のように印加したバイアス磁界と磁化の向きが同じ領域は広がり、逆方向の領域は狭くなる。さらにバイアス磁界を大きくするとストライプ磁区は図(c)に示される円筒状のバブル磁区となる。磁気バブルメモリはこの微小なバブル磁区を情報の担体としており、これを外部磁界によって磁性膜中を制御性よく移動させることでメモリ動作を行う固体式の磁性メモリである。このため磁性メモリ本来の特徴である情報の不揮発性の他に、機械的可動部がないため保守性、信頼性及び耐環境性に優れているという特徴を有する。また、製造プロセスにおいて半導体メモリに比べてマスクが少なくよく、製造が容易である。しかし半導体メモリと比べた場合はアクセス時間で4桁ほど遅く、磁気ディスクや磁気ドラム等と比べた場合はビット当りのコストが高いという欠点を持つ。

図1-1において隣接する磁区間には磁壁と呼ばれる磁化の向きが徐々に変化する遷移領域がある。このとき磁化の向きが磁壁法線方向を中心軸として変化する磁壁をブロッホ磁壁と呼ぶ。先に述べた磁気バブルメモリの研究においてブロッホ磁壁中に図1-2に示すような垂直ブロッホライン(以下VBLと略す)と呼ばれる微細な磁化のねじれ領域が見つかった²⁾。この領域では、磁壁中の磁化の向きが磁壁接線方向にも変化している。図1-3に示すようにVBLにも磁化

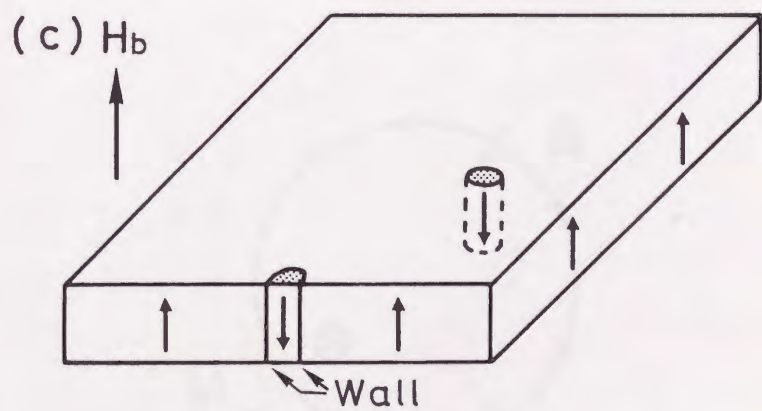
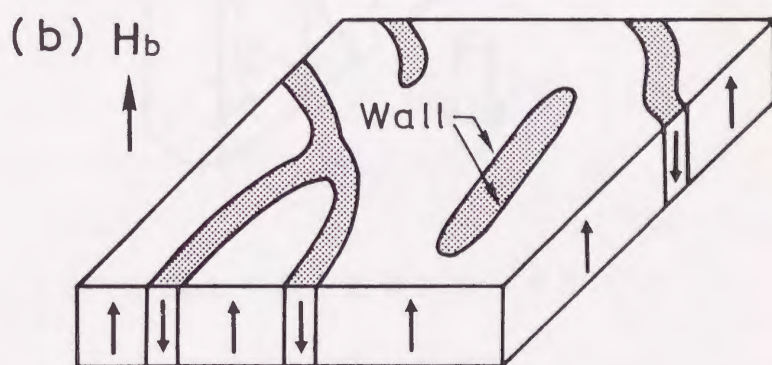
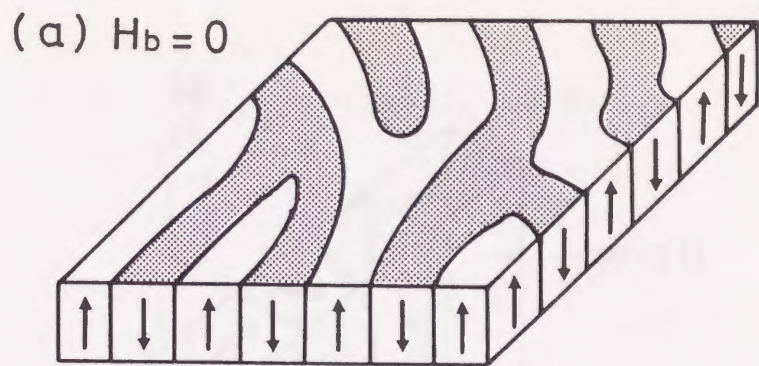


図 1 - 1 磁性ガーネット薄膜における磁区

- (a) ストライプ磁区 (消磁状態)
- (b) ストライプ磁区
- (c) バブル磁区

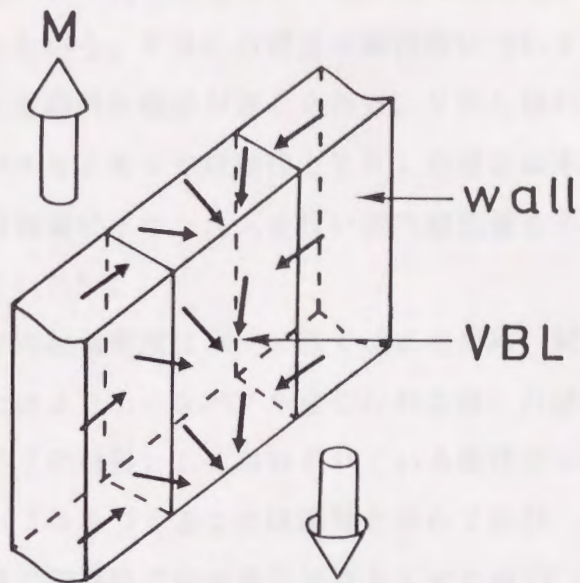


図 1 - 2 垂直ブロッホライン

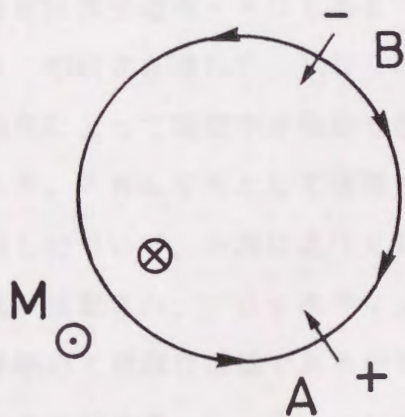


図 1 - 3 バブル磁区中の正及び負極性 V B L

の方向から2種類あり、磁壁を反時計方向に見ていくときにVBLの部分での磁化のねじれが同じ反時計方向に回転していれば正(図中A)、反対であれば負(図中B)のVBLという。VBLの構造や動特性についてはSlonczewski³⁾やThiele⁴⁾らによって基礎的な理論が確立された。VBLはバブルの挙動に影響を与えるため、磁気バブルメモリでは動作上VBLの存在は不都合である。このため磁性ガーネット膜表面にイオン注入を行い面内磁化層を形成するなどしてVBLの発生を抑制していた⁵⁾。

磁気バブルメモリの記憶密度はバブル径で決まるため、記憶密度をあげビットコストを低減するにはより小さなバブル径の材料を用いればよい。しかしながら、現在磁気バブルメモリの材料として用いられている磁性ガーネット膜では直径0.3 μm 以下のバブルをつくることは困難とされており、この場合、磁気バブルメモリの記憶密度の限界は30~40 Mbit/cm²である。この記憶密度の限界を越えるためには新しい材料の開発及びその中でのバブル磁区の転送方法の確立が必要となり、技術的な困難が予想される。

このような状況の中、1983年に小西によって提案されたブロッホラインメモリは、他の磁性メモリが磁性薄膜中の磁区を情報の担体とするのに対して磁区のまわりを囲む磁壁中の微細構造(垂直ブロッホライン対)を情報の担体とする、新しいタイプの超高密度固体型磁性メモリである⁶⁾。磁気バブルメモリ、特にバブルラティスデバイス⁷⁾の研究を通じて、VBLは安定で書き込み・消去が可能であり、また、外部磁界によって磁壁中を転送できることが、実験及び理論の面から明らかにされていた。VBLを対として情報の担体とする際に最も問題となっていた情報の読み出しについて、小西によりVBLの有無をバブル磁区の有無に変換するという手法が提案され、ブロッホラインメモリは実現性を帯びるものとなった⁶⁾。VBLは極めて微細な構造であるから磁気バブルメモリに比べ飛躍的に記憶密度をあげることができ、0.5 μm バブル用ガーネット膜を用いてブロッホラインメモリを作製した場合、理論的には1 Gbit/cm²以上の記憶密度が可能である。また、ブロッホラインメモリは不揮発性であるうえに、その母体とでもいふべき磁気バブルメモリと同様に固体式であるため保守性、信頼性及び耐環境性に優れたメモリとなり得る。このためブロッホラインメモリが実用化

されれば超高密度固体型磁性メモリとして、磁気バブルメモリの応用分野のみでなく、現在磁気ディスクが主流となっている計算機の外部記憶装置としても期待される。

1-2 ブロッホラインメモリの概要

ここでは、ブロッホラインメモリにおける、読み出し、書き込み及びVBLの転送の基本原理について簡単に説明し、ブロッホラインメモリの素子構成の一例を示す。特に、本論文の主題である転送については、研究の背景及び問題点についても述べる。

(a) 読み出し

VBL対の検出¹⁰⁾⁻¹²⁾はVBL対の有無を磁気バブルの有無に変換することにより行うが、これには図1-4(a)、(b)に示すようにストライプ磁区先端部のVBLの有無による磁化構造の違いを利用する。磁区切断用平行導体下の磁化構造に着目すると図(a)のように先端にVBLがないストライプ磁区の場合、両側の磁壁中心磁化は逆方向を向いている。このとき磁化の向きをストライプ磁区に直交する方向にみていくと、右図に示すように 2π 回転している。この場合、両磁壁の近接時に交換エネルギーが増加するため磁壁は合体しにくい。それに対して(b)のように先端にVBLがある場合、両側の磁壁中心磁化は同方向を向いており、磁化の向きは右図に示すように正味の回転(磁化のねじれ)はない。この場合、両磁壁の近接時にはストライプ磁区内の磁化が磁壁中心磁化の向きに回転すればよく、磁壁は合体しやすい。したがって、適切な振幅の切断用パルス電流を印加することにより(a)の磁区は切断されず、(b)の磁区は(c)のように切断される。これによってVBLの有無をバブル磁区の有無に変換した後、磁気バブルメモリと同様の方法により電気信号に変換する。読み出しの際にストライプ磁区先端部に負のVBLをおくようにすれば(c)に示すように情報の非破壊読み出しが可能である。このため情報の担体には負のVBL対を用いる。

ブロッホラインメモリではVBLを対のとして情報の担体とするため、VBL対の有無がそれぞれ(a)、(b)のストライプ磁区に対応するようにゲート部での制御が必要である。

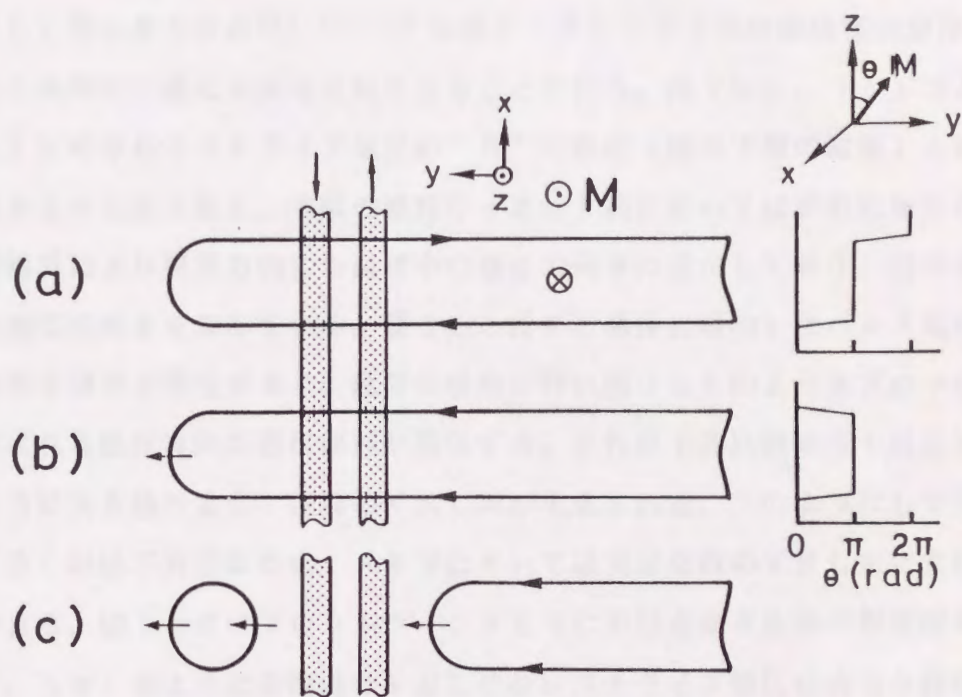


図 1 - 4 V B L の読み出し原理

- (a) V B L を先端に持たないストライプ磁区
- (b) V B L を先端に持つストライプ磁区
(切断パルス印加前)
- (c) V B L を先端に持つストライプ磁区
(切断パルス印加後)

また、ストライプ磁区切断の容易さは磁区端部にVBLが奇数本ある場合は、1本(図(b))の場合に等しい。そこでストライプ磁区先端部に3本のVBLをおいて切断した場合、1本のVBLが複製されることにより2本のVBL、つまり情報の消去が可能である。

(b) 書き込み

VBL対の書き込み^{10), 13)-15)}は図1-5に示すように導体電流が作る磁界により局所的に磁化方向を反転させることで行う。図(b)、(c)はともに図(a)に示されるストライプ磁区の”B”の磁壁(図中下側の磁壁)を膜断面より見たときの図である。実際の磁性ガーネット膜においては表面磁極からの強い漂遊磁界により膜厚方向にも磁壁中の磁化の向きは変化しており、図中の矢印はこの磁化の向きを表している。書き込み用平行導体に印加したパルス電流により局所的な磁界を発生すると、磁壁の移動に伴い図(b)のようなブロッホループと呼ばれる磁化方向の遷移領域が発生する。これが下面に向かって成長し図(c)のように突き抜けると、正負のVBL対が生成される。このようにして生成されたVBL対は不安定なため、メモリにおいては安定な負のVBL対に変換する必要がある。図1-6にブロッホラインメモリにおける書き込みの原理図を示す。まず、(a)のように先端部にVBLのないストライプ磁区に適当な振幅の導体電流を印加する。このとき外部よりストライプ磁区長手接線方向に一様面内磁界 H_{ip} を印加しておく、ストライプ磁区両側の磁化の向きが異なることによりブロッホループの成長の容易さに差が生じる。これにより(b)に示すように面内磁界と反平行の磁化の向きをもつ磁壁にのみ正負のVBL対を発生できる。次に、 H_{ip} により正のVBLを磁区端部にもっていき(c)、(d)のようにストライプ磁区を切断することにより正のVBLを負のVBLに変換する。(a)、(d)を比較するとわかるように、これにより負のVBL対を書き込んだことになる。

任意の情報列の書き込みはバブル磁区とストライプ磁区の静磁気的反発力を用いる。まず、バブル発生器により任意の情報列のバブル磁区を発生させ、各ストライプ磁区位置まで転送する。ここで磁界を加えると図1-7に示されるようにバブル磁区がある場合にはストライプ磁区は反発力のため伸びることができず、バブル磁区のないところのストライプ磁区のみが伸びる。このとき書き込みパル

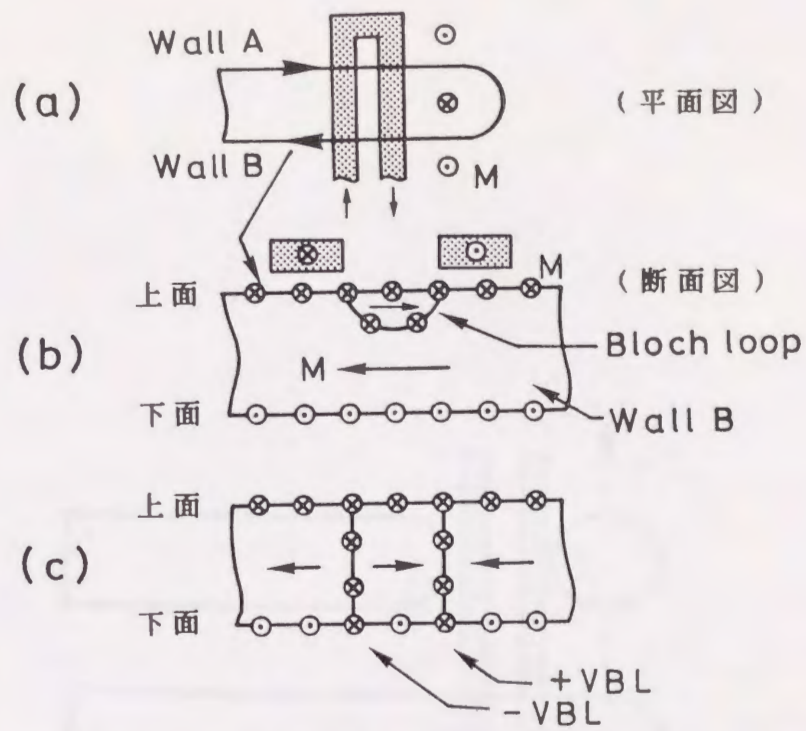


図 1 - 5 正負の V B L 対の発生
 (a) ブロッホループ
 (b) 正負の V B L 対の発生

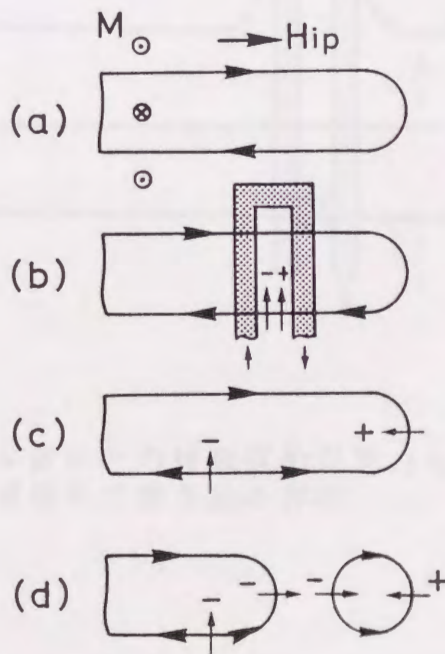


図 1 - 6 V B L の書き込み原理
 (a) V B L を先端に持たないストライプ磁区
 (b) パルス電流による正負の V B L 対の発生
 (c) 正 V B L 制御後のストライプ磁区
 (d) ストライプ磁区切断による正 V B L から負 V B L への変換

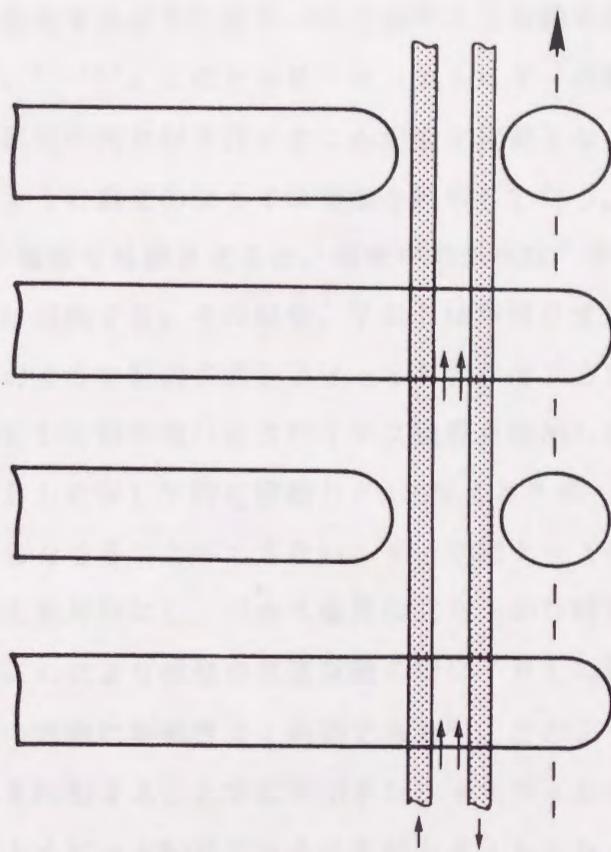


図 1 - 7 バブル磁区との静磁氣的反発力を利用した
任意情報列の書き込み原理

ス電流を印加することにより、バブル磁区のないストライプ磁区にのみ選択的にVBL対を書き込むことができる。

(c) VBLの転送

ブロッホラインメモリの主要部であるストライプ磁区におけるVBLの転送について述べる。ビット位置を規定するには、磁壁に沿ってVBL対の位置エネルギーが周期的に変化するように図1-8に示すような磁気ポテンシャルウェルを発生させればよい^{8), 16)}。このときゼーマンエネルギーの差により面内磁界の方向とVBL間の磁化の向きが平行なところが安定位置となる。VBLの転送には図1-9に示すように磁化のジャイロ現象を利用して行う。パルスバイアス磁界 H_p の印加により磁壁を移動させると、磁壁中の磁化は”右ねじの関係”にしたがって反時計方向に回転する。その結果、VBLは横滑りするような形で移動することになる。このような転送方式をフィールドアクセス方式(磁界駆動方式)と呼ぶ。駆動磁界として矩形波パルスバイアス磁界を印加した場合、磁壁はその往復運動の際にVBLに対して同じ駆動力 F_g を与えるため、VBLの逆戻りが生じ、転送に方向性をもたせることができない。そこで図1-10に示されるようにパルス磁界の波形を非対称にし、パルス磁界の立ち下がり時における磁壁の移動を準静的に行う。これにより磁壁の往復運動の際にVBLに作用する駆動力に差を与え、VBLを一方向に制御性よく転送できる⁶⁾。このような非対称台形波パルスバイアス磁界を印加することで磁気ポテンシャルウェル中の任意の情報列のVBL対を制御性よくビット転送できることがシミュレーションにより確認されている¹¹⁾。

ストライプ磁区端部では転送距離が長くなるため、図1-11(a)にしめすように1パルスでVBL対を転送するのは困難である。そこで、VBL対安定化用としてストライプ磁区長手接線方向に印加している一様面内磁界により先端部がVBL対の安定位置となることを利用し、先端部をビット位置とする。この場合、(b)に示すように先端部を2つのパルス磁界で転送すればよく、その結果、1パルス当りの転送距離を短縮することができる⁸⁾。適当なパルス波形を選ぶことで先端部を含む周回転送が可能であることもシミュレーションにより確認されている^{8), 17)}。

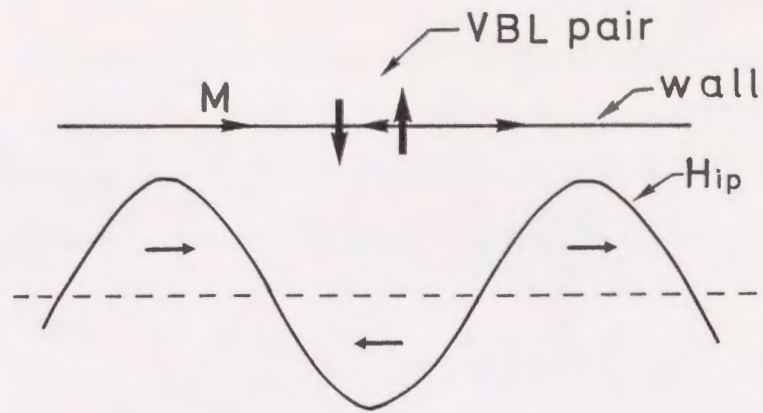


図 1 - 8 V B L 対に対するビット位置規定用ポテンシャルウェル

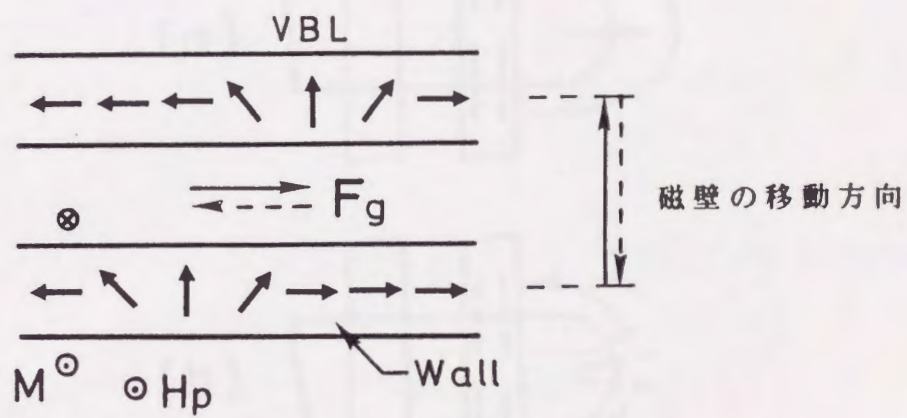


図 1 - 9 フィールドアクセス方式による V B L の転送

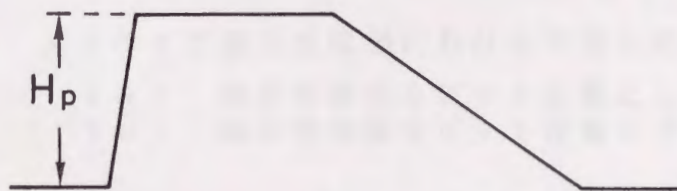


図 1 - 1 0 V B L 対転送用非対称台形波パルスバイアス磁界

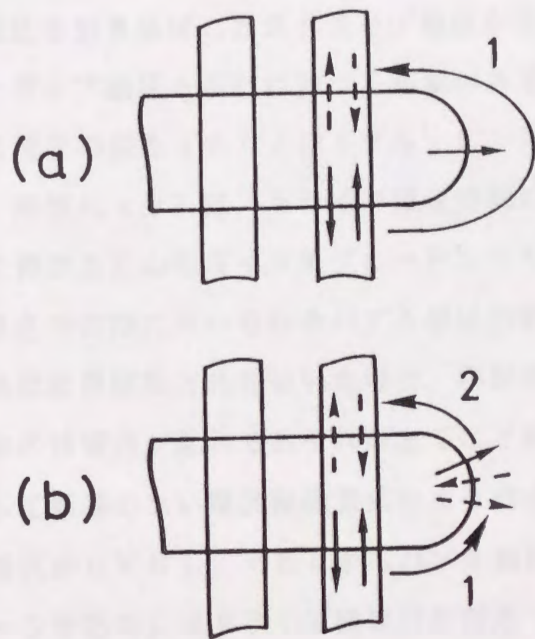


図 1 - 1 1 ストライプ磁区先端部における V B L の転送
 (a) 磁区先端部をビット位置としない場合
 (b) 磁区先端部をビット位置とする場合

ビット位置規定用ポテンシャルウェルの振幅及び周期は転送時の消費電力とVBL対のビット安定性に密接に関係しているが、それらに対する詳細な検討はこれまでなされておらずブロッホラインメモリの実現にはその適正化により動作時消費電力を低減するとともに、十分なビット転送特性を得ることが必要である。

(d) 素子構成

図1-12にブロッホラインメモリの素子構成の一例を示し、基本原理について簡単に述べる^{6), 8)}。ブロッホラインメモリは図に示されるようにメジャー・マイナー・ループ構成をとる。情報の担体であるVBL対を蓄積するマイナー・ループにはバブル磁区を引き延ばしたストライプ磁区が用いられる。メモリにおいては複数本のストライプ磁区を平行に並べる必要があるが、これは磁性膜に図中斜線部で示される溝状の段差(a)(以下グルーピングと呼ぶ)を形成することで実現される⁹⁾。同様に(b)はストライプ磁区伸縮時に磁区先端がゲート部に向かってまっすぐ伸びるためのガイド用グルーピングである。メジャー・ラインは読み出しや書き込みの際に用いられるバブル磁区の転送路で構成されている。バブル磁区の転送は磁界駆動方式を用いた場合、駆動時の回転面内磁界によりマイナー・ループ中の情報列が乱れるおそれがあることから、マイナー・ループ中のVBL対に対して影響のない電流駆動方式により行う^{18), 19)}。(1)~(6)の導体はバブル磁区からVBL、VBLからバブル磁区への変換のためのゲート動作導体パターンである。ストライプ磁区におけるVBL対のビット位置は磁区に直交して配されている短冊状パターン(7)により規定される。

ブロッホラインメモリの実用化にはまだいくつかの問題点があり、これを克服しなければならない。本論文は主要問題の1つであるVBL対の転送について計算機シミュレーション及び実験によって検討を加えてきたのでそれをまとめたものである。

1-3 本研究の目的

ブロッホラインメモリにおいてマイナー・ループ中のVBL対の安定な転送特性を得ることはメモリ実現のために早急に解決しなければならない重要な課題の

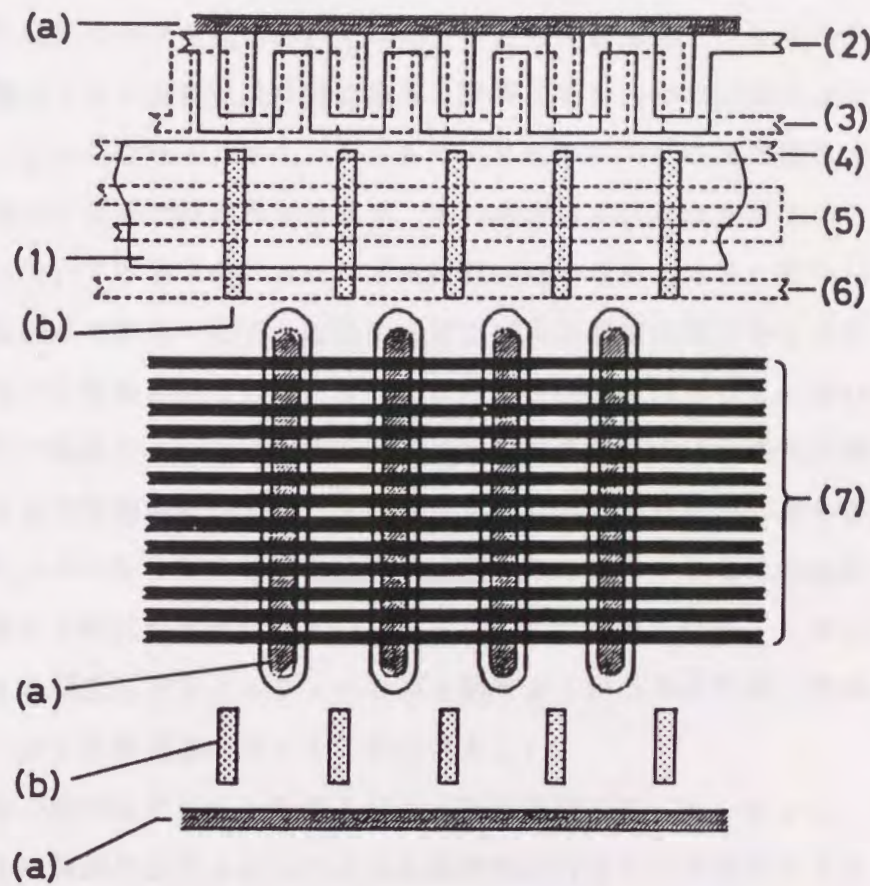


図 1 - 1 2 ブロツホラインメモリの素子構成

- (a)、(b) ストライプ磁区安定用及び
ガイド用グルーピング
- (1) ~ (6) ゲート動作用導体パターン
- (7) ビット位置規定用パターン

一つである。VBL対の転送について検討するうえでVBLの挙動を知ることは非常に有効であるがVBLは極めて微細なために直接目視観察することが困難である。そこで計算機によるシミュレーションが素子開発上の有効な手段の一つとなっている。シミュレーションによりポテンシャルウェル中でのVBLの挙動や転送特性がわかるのみでなく素子設計に際して有益な指針を得ることができる。フィールドアクセス方式においてはビット位置規定用ポテンシャルウェルの周期及び振幅はVBL対の転送特性に大きく影響するためその設定には十分な検討を要する。しかしながら、ポテンシャルウェル周期等の転送路の構成についての詳細な検討はこれまで行われておらず、それらの適正化はなされていない。また、磁性膜については通常の5 μ mバブル材料が用いられており、微小バブル材料における転送路の構成やビット転送に必要なパルス振幅は明らかにされておらず、転送特性の改善を目的とした材料特性に対する検討も行われていない。

VBLの転送シミュレーションとしては膜厚方向に沿った磁化の偏角変化を無視する2次元平面磁壁シミュレーションが計算時間の観点から最も有効である。このシミュレーションでは磁壁中央の位置とそこにおける磁化の回転角からなる連立偏微分方程式が磁壁の運動方程式として用いられている。しかし、具体的な素子構成を想定したシミュレーションを効率よく行うためには、精密さも必要であるが、より計算速度の速いモデルが望ましい。

本研究の目的はVBLを有する2次元平面磁壁シミュレーション、特にVBLの転送及び制御のシミュレーションを効率的に行うのに有効なモデルを確立するとともに、シミュレーション及び実験によりフィールドアクセス方式における転送路の構成及び転送条件について検討を加え、VBL対の安定な転送特性を得ることにある。

本論文は次の5章から構成されている。第1章は序論であり、本研究の意義と目的について述べ、プロットラインメモリの素子構成及び動作原理について簡単に述べている。

第2章ではVBLを有する2次元平面磁壁のシミュレーションを効率的に行うためにVBLに作用する力を集中力として取り扱うシミュレーションモデルを提案する。まず単純な直線状磁壁のシミュレーションを行い、磁壁及びVBLの移動速度を理論値と比較することによりモデルの妥当性を確認する。さらに、VB

L 対の転送シミュレーションを行い、その結果を基に試作した素子における転送実験結果について述べる。

第3章ではビット位置規定用ポテンシャルウェルの周期について検討を加えるとともに、ポテンシャルウェルの具体的な発生方法及びその計算方法について述べる。次に第2章で提案したモデルを用いたシミュレーションにより V B L 対の転送特性の観点からブロッホラインメモリに適する材料特性を明らかにする。また、微小バブル材料における転送路の構成及びビット転送に必要なパルス振幅について検討する。さらに転送に用いられる非対称パルスバイアス磁界を発生するための基本的な駆動回路構成を示し、その回路での転送時消費電力等について述べる。

第4章ではフィールドアクセス方式におけるビット位置規定に磁歪磁気異方性の変調を利用する方法として Cr 膜パターンを取り上げ、シミュレーションにより Cr 膜パターンが発生するポテンシャルウェルの解析を行う。次に Cr 膜ビットパターンを有する試作素子における転送実験により Cr 膜ビットパターンにおける V B L 対の転送特性について検討を加える。

第5章では以上の各章の内容をまとめ本研究の総括を行った。また、本論文における式の導出及び結果の検討に必要な磁壁及び V B L の動特性に関する基礎理論を付録 A にまとめて示す。

2-1 序言

VBLは非常に微細な構造であり直接目視観察することが困難である。このため計算機シミュレーションが磁壁及びVBLの挙動の研究のみでなく素子設計においても有効な手段の一つとなっている^{17), 21)-24)}。素子構成の検討には、膜厚方向に沿った磁化の偏角変化を無視する2次元平面磁壁シミュレーションが計算時間の観点から有効である。従来のシミュレーションでは磁壁中心位置 q とそこにおける磁化の回転角 ψ を変数とする連立変分方程式を磁壁の運動方程式として用いている²⁵⁾。このモデル(以下分散定数モデルと呼ぶ)ではVBLの構造を磁化の回転角によって模擬するために計算格子点の間隔を小さくしなければならない。安定に計算を行うためにはそれに比例して時間刻みも小さくする必要があるので、計算量が著しく増大する。このため効率よく素子設計上の指針を得るためには、精密さも必要であるが、より計算速度の速いシミュレーションモデルが望ましい。

本章では計算時間短縮のために、2次元平面磁壁における磁壁の運動と磁壁に沿ったVBLの転送を効率的にシミュレーションするためのモデルとして、VBLに作用する力を集中力として取り扱うシミュレーションモデルを提案する。このモデルにおいてはVBLの構造 ψ は陽に表れず、VBLは1つの磁壁点として取り扱われること及び、VBL間の相互作用を考慮するためのモデルを示す。この相互作用モデルによる計算値をVBL対の分離実験結果と比較し、相互作用モデルの妥当性について述べる。次に、VBLを有する直線状孤立磁壁についてシミュレーションを行い、磁壁及びVBL対の移動速度を理論値と比較することで、モデルの妥当性の確認を行うとともに数値計算における時間刻み及び格子点間隔の適正化を行う。さらにストライプ磁区におけるVBL対の転送シミュレーションを行い、その結果を基に素子を試作して転送実験を行った結果について述べる。

2-2 シミュレーションモデル

2-2-1 垂直ブロッホラインの運動方程式

従来の2次元平面磁壁シミュレーションにおいてはVBLを有する磁壁の運動方程式として付録Aの式(A-10)及び(A-11)で表される磁壁中心位置 q とそこにおける磁化の回転角 ψ を変数とする連立変分方程式を用いた分散定数モデルが用いられている。この分散定数モデルではVBLの構造を磁化の回転角 ψ によって模擬するために磁壁上の計算格子点間隔をVBLの幅に比べ1桁程度小さくする必要がある。このため安定に計算を行うためには時間刻みも格子点間隔に比例して小さくしなければならず、計算量が著しく増大する。そこで、磁壁とVBLに作用する力の関係から導いた運動方程式(以下集中定数モデルと呼ぶ)を用いてシミュレーションを行うことで計算時間の短縮を図った。この集中定数モデルではVBL近傍の磁化の回転角 ψ を磁壁接線方向の位置座標の解析的な関数で近似することにより、VBLに作用する力を磁壁接線方向に積分して集中力として取り扱う。この場合、VBLの構造 $\psi(x)$ はシミュレーションには陽に表れず、VBLは1つの磁壁点として取り扱われる²⁶⁾。

付録Aに概説したように孤立VBLを速度 V で平面磁壁中を移動させるのに必要な力の磁壁接線及び法線方向成分は各々式(A-16)、(A-18)で表される。このときVBLに作用する力を図2-1に示す。VBLの移動方向と垂直な方向にジャイロ力 F_g が作用しており、VBL間には吸引力 F_a 及び交換力 F_{ex} が作用している。式(A-16)、(A-18)において \dot{Y} を磁壁速度 \dot{q} で、 \dot{X} を磁壁に沿ったVBLの速度 V_{BL} で置き換え、外部磁界によって生じる力及び図2-1に示したVBL間の相互作用の項を付加すると、磁壁及びVBLの運動方程式が次の連立方程式として得られる。

$$\frac{4\alpha M}{\gamma Q^{1/2}} V_{BL} = -\frac{2\pi M}{\gamma} \dot{q} B_{1s} + 2\pi \Delta_\theta M H_t b B_{1c} + F_{ex} \quad (2-1)$$

$$\begin{aligned} a \frac{2\alpha M}{\gamma \Delta_\theta} \dot{q} - \frac{2\pi M}{\gamma} V_{BL} B_{1s} + \frac{4\alpha M}{\gamma Q^{1/2}} \dot{q} \\ = 2MH_{eff} a + 2\pi \Delta_\theta M b H_n B_{1c} \end{aligned} \quad (2-2)$$

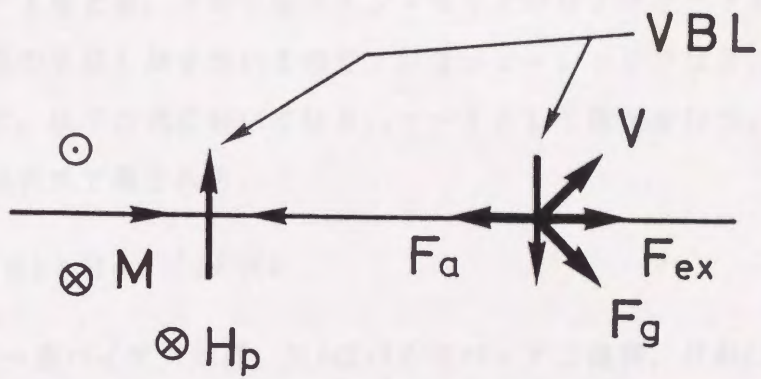


図 2 - 1 V B L に作用する力

上式でMは飽和磁化、 α はダンピング定数、 γ はジャイロ磁気定数、Qは特性因子、 Δ_0 はブロッホ磁壁の磁壁幅パラメータである。また、 H_t 、 H_n はそれぞれ面内磁界の接線及び法線成分、 H_{eff} はバイアス方向の有効磁界、 a は磁壁の長さ(=計算格子点の間隔)、 F_{ex} はVBL間の交換作用による反発力、 B_{1s} はVBLのねじれの符号(図1-3参照)、 B_{1c} はVBLの持つ磁荷の符号であり、 b は次節で述べる補正係数である。 B_{1s} は正のVBLのときは+1、負のVBLのときは-1をとる。また、 B_{1c} も同様にVBLが持つ磁荷が正のときは+1、負のときは-1をとる。ブロッホラインメモリではリプリケートの点から情報の担体として負のVBL対を用いるので、シミュレーションでは $B_{1s} = -1$ としている。そこで、以下の式においては $B_{1s} = -1$ として導出を行う。バイアス方向の有効磁界は次式で表される。

$$H_{eff} = H_b + H_p + H_d + H_w \quad (2-3)$$

上式で H_b は一定バイアス磁界、 H_p はパルスバイアス磁界、 H_d は減磁界である。 H_w は磁壁の湾曲による磁壁表面積の増加により生じる力に等価な磁界であり、磁壁エネルギー $\sigma = 4(AKu)^{1/2}$ (A :交換ステフィネス定数、 K_u :一軸磁気異方性定数)より次式で表される。

$$H_w = \{ \sigma / (2M) \} \nabla^2 q \quad (2-4)$$

実際の磁壁運動においては磁壁の移動を妨げる方向に磁壁に対して抗磁力が働く。本シミュレーションにおいては磁壁抗磁力 H_c は有効磁界を次に示すように補正することで考慮している。

$$\begin{aligned} H_{eff} &= 0 & |H_{eff}| &\leq H_c \\ H_{eff} &= H_{eff} - H_c \text{sgn}(H_{eff}) & |H_{eff}| &> H_c \end{aligned} \quad (2-5)$$

上式の $\text{sgn}(H_{eff})$ は有効磁界の符号を表す。式(2-1)において $B_{1s} = -1$ とすると磁壁接線方向のVBLの速度 V_{BL} は次式のように導くことができる。

$$V_{BL} = \frac{\pi \gamma Q^{1/2}}{2 \alpha} \left(\frac{\dot{q}}{\gamma} + \Delta_0 H_t b B_{1c} + \frac{F_{ex}}{2 \pi M} \right) \quad (2-6)$$

2-2-2 磁壁の運動方程式

集中定数モデルではVBLの構造は陽に表れず1つの磁壁点として取り扱われている。式(2-1)及び(2-2)はこのVBLにおける力の関係式であり磁壁上にとつたVBL以外の計算格子点ではこの関係は成立しない。実際のVBLの構造は磁壁接線方向に広がりを持っており、式(2-2)に示されるVBLの移動に伴って生じるジャイロ力及び磁壁幅収縮に要する力によりVBL近傍の磁壁は移動を妨げられることになる。したがってVBL以外の計算格子点での磁壁の運動方程式を導く際には、磁壁接線方向のVBLの広がりを考慮する必要がある。本モデルでは、各格子点を受けるVBLの影響を、図2-2に示すようにVBLに隣接した格子点へそれぞれVBLからの距離に比例してVBLに作用する集中力を配分することで考慮する。ここでjは格子点の番号を表している。式(2-2)においてVBLの存在によって生じる力は左辺第2項、第3項及び右辺第2項であるから、VBLの影響の割合 C_j よりこの計算格子点に働く反作用力のy成分は $B_{1y} = -1$ とすると次式のようなになる。

$$\begin{aligned} a \frac{2\alpha M}{\gamma \Delta_0} \dot{q} + \frac{2\pi M}{\gamma} V_{BL} C_j + \frac{4\alpha M}{\gamma Q^{1/2}} \dot{q} C_j \\ = 2M H_{eff} a + 2\pi \Delta_0 M b H_n B_{1c} C_j \end{aligned} \quad (2-7)$$

上式に式(2-6)を代入することによりj番目の格子点の磁壁速度が次式で求まる。

$$\begin{aligned} \left\{ 1 + \frac{\Delta_0}{a\alpha} \left(\frac{\pi^2 Q^{1/2}}{2\alpha} + \frac{2\alpha}{Q^{1/2}} \right) C_j \right\} \dot{q} = \mu_w [H_{eff} \\ + C_j \frac{\pi}{a} \left\{ \Delta_0 b H_n B_{1c} - \frac{\pi Q^{1/2}}{2\alpha} \left(\Delta_0 b H_n B_{1c} + \frac{F_{ex}}{2\pi M} \right) \right\}] \end{aligned} \quad (2-8)$$

上式の μ_w はVBLのない磁壁(ソフトウォール)の移動度で $(\gamma \Delta_0) / \alpha$ で表される。

シミュレーションでは式(2-8)で表される磁壁の運動方程式に改良されたDufort-Frankel法を適応している²¹⁾。図2-3に磁壁上にとつた計算格子点を示す。ここで(n-1)は過去点、nは現在点、(n+1)は未来点を表す。Rと

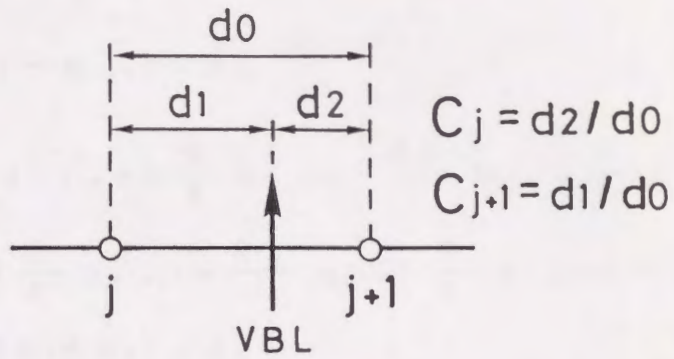


図 2 - 2 VBL の影響の計算格子点への配分

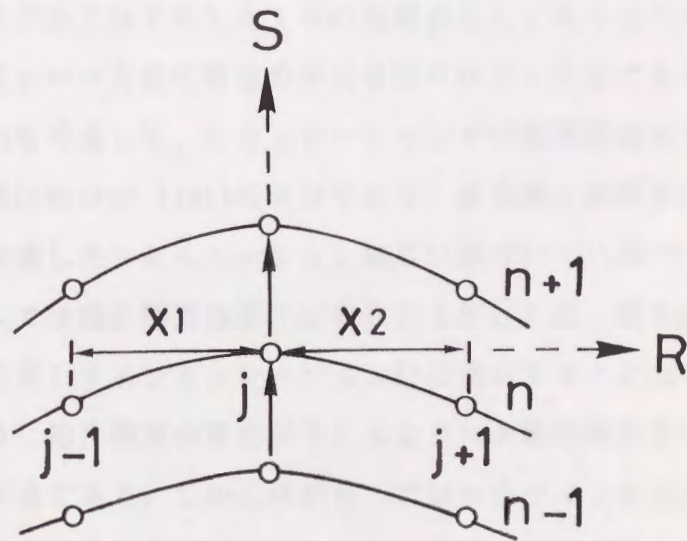


図 2 - 3 過去点 (n-1)、現在点 (n)、未来点 (n+1) における磁壁上の計算格子点

Sはそれぞれ磁壁接線方向及び法線方向である。ここでは、磁壁速度 \dot{q} 及び2次微分項 $\nabla^2 q$ を次のような差分商で近似した。

$$\dot{q} = (q_{j,n+1} - q_{j,n}) / \Delta t \quad (2-9)$$

$$\begin{aligned} \nabla^2 q = & [\{ q_{j-1,n} - (\frac{N}{4} q_{j,n+1} - \frac{N-2}{2} q_{j,n} + \frac{N}{4} q_{j,n-1}) \} / x_1 \\ & - \{ (\frac{N}{4} q_{j,n+1} - \frac{N-2}{2} q_{j,n} + \frac{N}{4} q_{j,n-1}) - q_{j+1,n} \} / x_2] \\ & / \{ (x_1 + x_2) / 2 \} \quad (2-10) \end{aligned}$$

上式で Δt は時間刻み、 x_1 と x_2 はそれぞれの隣接格子点との距離である。通常のDufort-Frankel法ではNの値は2である。しかし、本シミュレーションでは $N = 3$ に選ぶことによって計算上の安定性を大幅に改善している²¹⁾。

高駆動磁界の領域では水平ブロッホラインの成長により磁壁速度は飽和する。しかし集中定数モデルではVBLを1つの磁壁点として取り扱うため、水平ブロッホラインの発生といった磁化構造の変化を取り扱うことはできない。そのような磁壁速度の飽和を考慮して、シミュレーションでは磁壁速度を $\pi \gamma \Delta_0 M$ で制限している。この値はWalker limitの半分であり、磁性膜の膜厚方向について磁化の向きの変化を考慮したシミュレーション結果に基づいている²²⁾。

集中定数モデルでは磁化構造の変化が取り扱えないため、書き込みのように磁化構造の変化を必要とするシミュレーションには適応することはできない。同様に読み出しのように磁化構造の変化が生じるような高駆動磁界を印加するシミュレーションにも不適である。しかしながら、ブロッホラインの転送及び制御においては、通常は磁化構造の変化が生じるような磁界を印加することはなく、これらの低駆動磁界領域でのシミュレーションには有効である。

2-3 垂直ブロッホライン間の相互作用

2-3-1 相互作用のモデル化

(1) 吸引作用

VBL近傍には図2-4に示すような2種類の磁荷が現れる²⁷⁾。このうち磁化の磁壁接線方向成分(x成分)から生じる磁荷は σ -chargeと呼ばれる。VBLはストライプ磁区の磁壁中には必ず偶数本あり、隣接したVBLはそれぞれ逆の極性の σ -chargeを持つ。この σ -chargeからの浮遊磁界によりVBL間に静磁氣的吸引力が働く。それに対して磁化の磁壁法線方向成分(y成分)から生じる磁荷は π -chargeと呼ばれ、この領域で局所的に減磁界エネルギーを増加させ、VBL近傍の磁壁幅を縮める働きをする。吸引力については σ -chargeが支配的であるため、そのモデル化には σ -chargeのみ取り扱った。以下、VBLの持つ σ -chargeを計算する。

ブロッホ磁壁中の磁化の磁壁接線方向成分 M_{x0} は静的な磁壁構造の式から、

$$M_{x0} = \int_{-\infty}^{+\infty} M \sin \theta \, dy = \pi \Delta M \quad (2-11)$$

と表される。VBL近傍では磁壁幅 $\pi \Delta$ は π -chargeによって収縮するため、ここでの平均磁壁幅は $Q \gg 1$ よりVBLの間隔を $\sqrt{2} \pi \Delta$ で近似することにより次式で表される²⁸⁾。

$$\pi \Delta = \pi \Delta_0 (1 + 1/Q)^{-1/2} \quad (2-12)$$

実際の磁性ガーネット膜では表面磁極からの強い浮遊磁界によって膜厚方向にも磁化の方向はねじれている(ツイスト構造)²⁹⁾。このためVBLを有するブロッホ磁壁は図2-5のような3次元構造をとり、 σ -chargeを生じる磁化のx成分は磁性膜表面に近づくにしがたい小さくなる。このためツイスト構造の式から、膜厚方向に単位長さあたりの M_x は次のようになる。

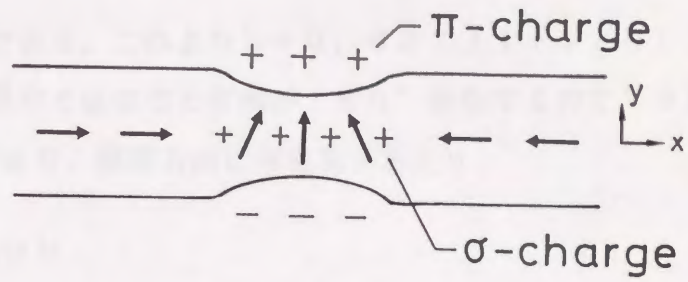


図 2 - 4 V B L 近傍の磁化遷移領域に生じる磁荷

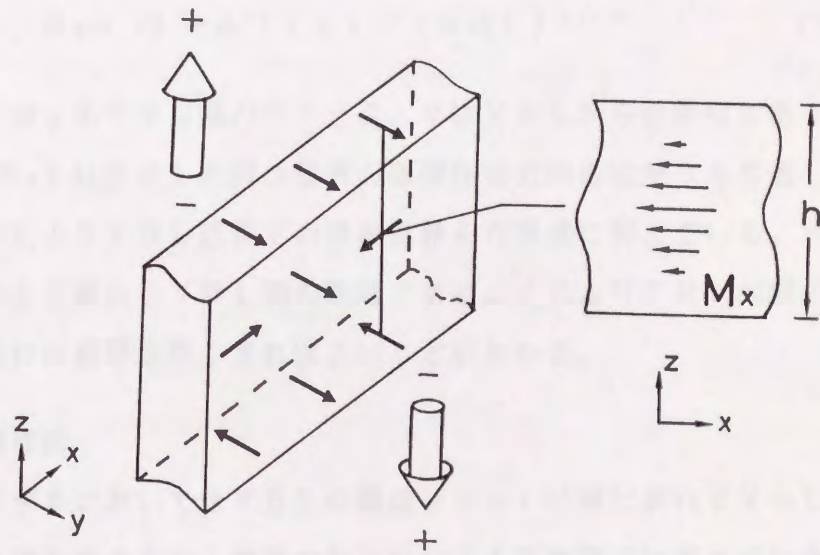


図 2 - 5 表面磁極があるときの V B L を有するブロッホ磁壁

$$M_x = (1/h) M_{x0} \int_0^h \cos \psi \, dz$$

$$= 0.637 \pi \Delta_0 M (1 + 1/Q)^{-1/2} \quad (2-13)$$

上式でhは膜厚である。これより $b = 0.637 (1 + 1/Q)^{-1/2}$ を補正係数とする。VBL近傍では磁化の方向が 180° 回転するのでVBLの持つ σ -chargeは $2M_x$ であり、膜厚方向に単位長さあたり

$$m = 2 \pi \Delta_0 M b \quad (2-14)$$

となる。

ツイスト構造から σ -chargeは膜厚方向の中央付近に集中しているので、上式に膜厚hを掛けた大きさの集中磁荷を磁性膜中央に仮定する。これによりVBLの吸引作用に等価な磁界を次式のように導出した。

$$H_{att} = 2 \pi \Delta_0 M h b \{ \tanh^4(r/R_0) \} / [r \{ r^2 + (h/2)^2 \}^{1/2}]$$

$$\text{但し、} R_0 = \sqrt{2} \pi \Lambda \{ 1 + 1/(2Q) \}^{-1/2} \quad (2-15)$$

上式で Λ はブロッホライン幅パラメータ、rはVBLからの距離である。

$\tanh^4(r/R_0)$ はVBLの持つ磁荷の磁壁接線方向の広がりを考慮した補正項であり、これによりVBL近傍での浮遊磁界を有限値に抑えている。 R_0 はVBLが周期的に並んだ場合のVBL間の距離である。上式よりVBL対間の吸引相互作用を弱めるには膜厚を薄くすればよいことがわかる。

(2) 交換作用

集中定数モデルにおいてはVBLの構造 $\psi(x)$ は陽に表れずVBLは1つの磁壁点として扱われるため、磁化のねじれによる交換作用は基本式に含まれない。このため、Slonczewskiによりqと ψ の関係から導かれた交換力の式³⁾にツイスト構造から導出した補正係数bを掛けた次式により、交換作用を考慮した。

$$F_{ex} = 3.2 A \Lambda^{-1} Q^{-1/2} b^2 \exp(-r/\Lambda) \quad (2-16)$$

この式から交換作用に等価な磁界は次式で表される。

$$H_{ex} = F_{ex} / (2 \pi \Delta_0 M h b) \quad (2-17)$$

(3) 計算結果

まず、計算に仮定した磁性ガーネット膜の材料定数を表2-1に示す。これは次節の実験に用いた標準的な5 μ mバブル用磁性ガーネット膜の材料定数である。図2-6は原点に1本のVBLを仮定し、そのVBLの吸引及び交換相互作用に等価な磁界を各々式(2-15)、(2-17)によって計算した結果である。点線は吸引作用に等価な磁界、破線は交換作用に等価な磁界を表しており、実線はこれらの磁界の合成磁界である。実線のピーク値はVBL対を分離するのに必要な最小面内磁界を意味しており、その値は4.3 Oeである。

2-3-2 垂直ブロッホライン対の分離実験

前節で述べたVBL間の相互作用モデルの妥当性を評価するためにVBL対の分離実験を行った。VBL間の磁化の向きと同方向の面内磁界をストライプ磁区長手接線方向に印加することによりVBL対を分離できる。面内磁界は外部コイルによって発生した。VBL対の分離実験は負のVBLを1対持つ孤立ストライプ磁区において行った。孤立ストライプ磁区の安定化はストライプ磁区を囲むループ状導体電流により行い、パルステイト及びVBL位置の確認にはロッキング法を用いた³⁰⁾。図2-7は20回の繰り返し試行に対する分離確率を表しており、横軸は面内磁界の振幅である。図よりVBL対の分離には4.0 Oe以上必要であることがわかる。これを前節の計算結果(4.3 Oe)と比較すると、両者はよく一致しており相互作用モデルは妥当であるといえる。実験結果において確率の遷移領域がみられるのは面内磁界印加前の磁壁の状態(湾曲など)に起因する静止時のVBL間距離、つまりVBL間の相互作用の大きさの違いによると考えられる。

表2-1 5 μmバブル用ガーネット膜の材料定数

名 称	記号	数 値	単 位
飽和磁束密度	$4\pi M$	195	Gauss
一軸磁気異方性定数	Ku	8230	erg/cm ³
交換ステフィネス定数	A	2.63×10^{-7}	erg/cm
ダンピング定数	α	0.11	
ジャイロ磁気定数	γ	1.83×10^7	(Oe · s) ⁻¹
膜厚	h	4.27	μm
特性長	λ	0.616	μm
特性因子	Q	5.4	
磁壁幅パラメータ	Δ_0	0.0565	μm
ブロッホライン幅パラメータ	Λ	0.132	μm

$$\Delta_0 = (A/Ku)^{1/2}$$

$$\Lambda = \{A / (2\pi M^2)\}^{1/2}$$

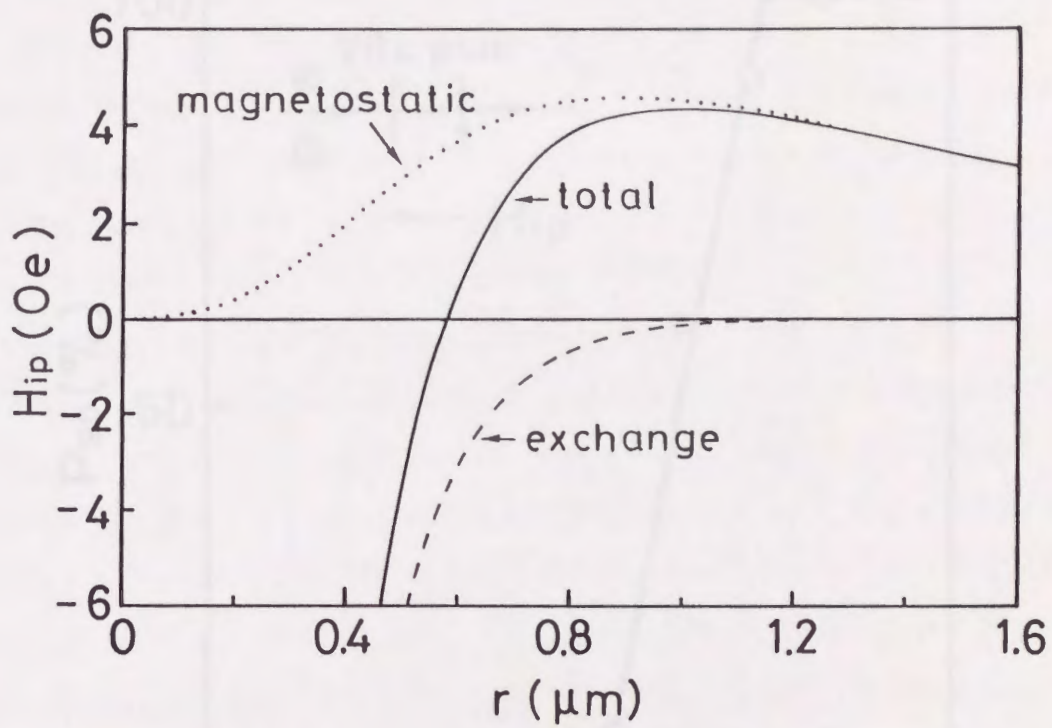


図 2 - 6 孤立 V B L 間の相互作用等価磁界

点線：吸引作用等価磁界
 破線：交換作用等価磁界
 実線：相互作用合成磁界

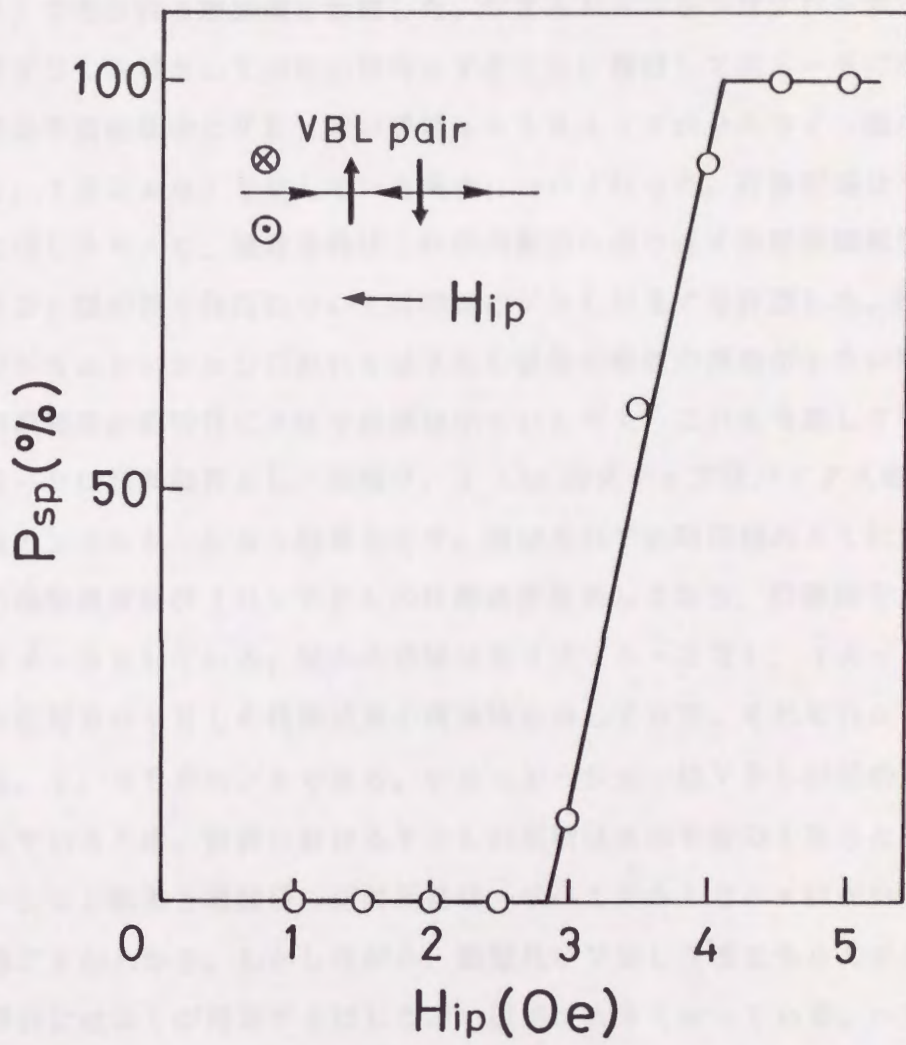


図 2 - 7 外部一様面内磁界による V B L 対の分離確率

2-4 集中定数モデルによるハードウォール動特性のシミュレーション

集中定数モデルの計算精度の確認のために理論値との比較が容易な直線状磁壁に着目してシミュレーションを行い、付録Aで概説した式(A-22)及び(A-23)で表される理論値と比較した。シミュレーションはブロッホラインメモリではVBLを対として情報の担体とすることに着目して図2-8に示されるように孤立平面磁壁中にVBL対が周期 $a = 38 \text{ \AA}$ (ブロッホライン幅パラメータ $\Lambda = 0.132 \mu\text{m}$)で並んでいる場合について行った。計算領域はVBL対の周期と同じ 38 \AA で、境界条件はこれが周期的に繰り返す無限直線磁壁としている。VBL間の相互作用については隣接のVBL対までを計算した。孤立直線状磁壁のシミュレーションにおいてはVBL近傍の磁壁の湾曲が小さい場合、磁壁からの減磁界が動特性に及ぼす影響は小さいと考え、これを考慮していない。

図2-9に駆動磁界として振幅 0.1 Oe のステップ状バイアス磁界を印加した場合のシミュレーション結果を示す。図はそれぞれ時間刻み Δt に対する(a)磁壁の移動速度及び(b)VBLの移動速度を表しており、計算格子点間隔 Δx をパラメータとしている。図中の破線は各々式(A-22)、(A-23)から求めた磁壁及びVBLの移動速度の理論値を表しており、それぞれ 0.0417 m/s 、 1.389 m/s である。シミュレーションはVBLが対の場合について行っているため、計算におけるVBLの周期は a の半分の 19 \AA とした。シミュレーション結果と理論値の相対誤差は、すべての Δt と Δx において1%以内であることがわかる。しかしながら、磁壁及びVBL速度とも Δx が 2 \AA より小さい場合には Δt が増加するにしたがい誤差が大きくなっている。一方、2-2-2節で述べたようにシミュレーションではVBLの影響を隣接の計算格子点に配分している。このため格子点間隔 Δx をVBL幅以上に設定した場合、VBLの影響をVBLの幅を越えて配分することになる。また1つの格子点間に複数個のVBLが入ることになり、この場合格子点にVBLの重みを付け過ぎる。

以上のように計算精度及びVBLの重みの配分を考慮して、格子点間隔 Δx は $0.6 \mu\text{m}$ ($= 4.5 \text{ \AA}$)とした。時間刻み Δt については図2-9(b)に示されるVBLの移動速度のシミュレーション結果より 1 ns とした。この集中定数モデルにおける Δt 、 Δx はともに従来の分散定数モデルの約10倍であり、

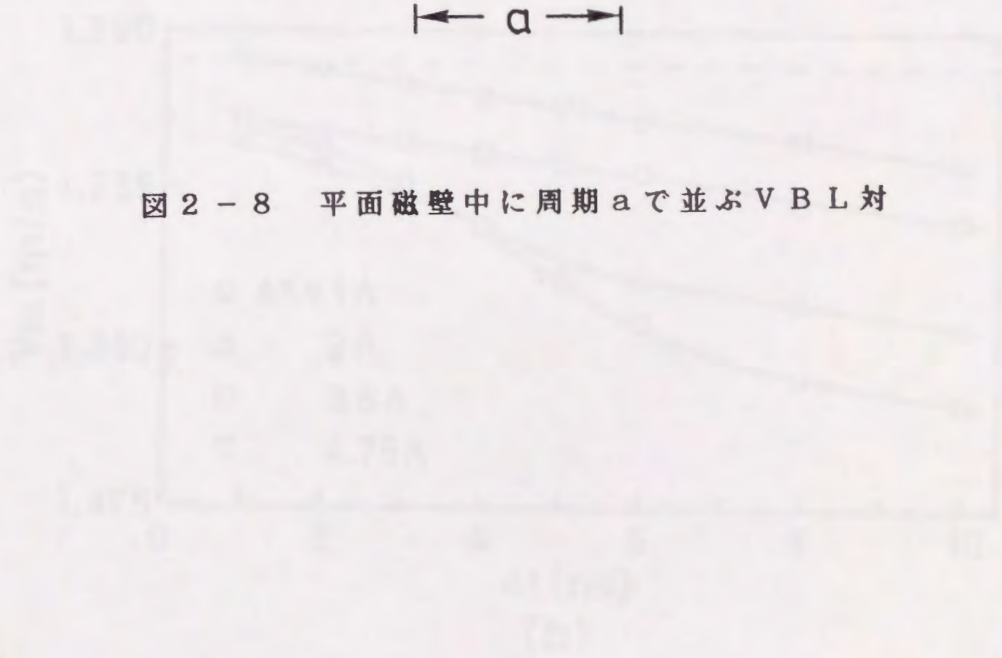
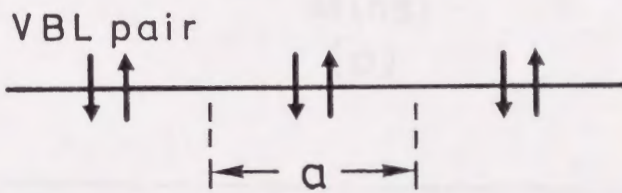
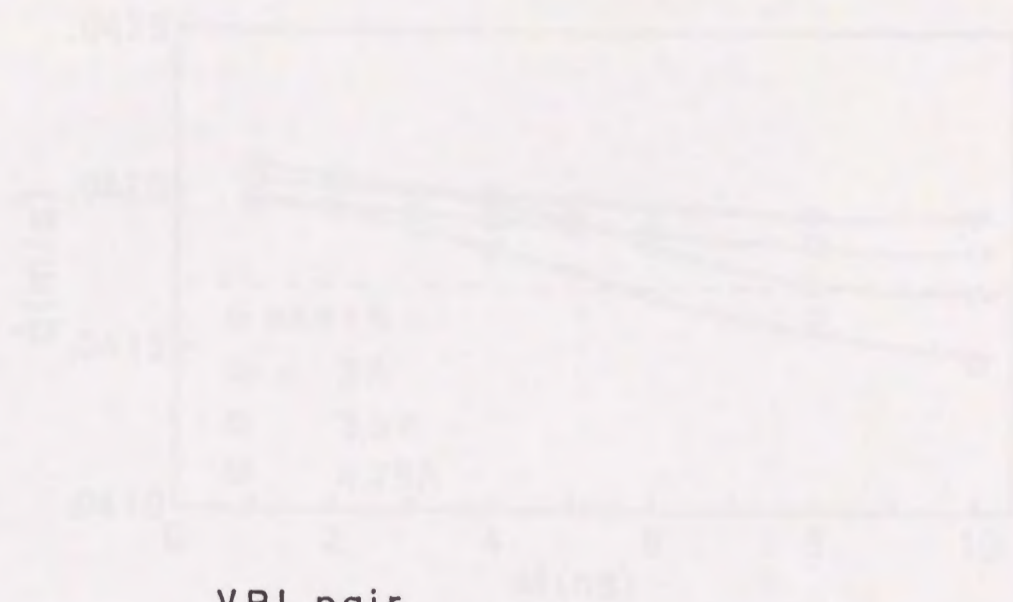


図 2 - 8 平面磁壁中に周期 a で並ぶ V B L 対

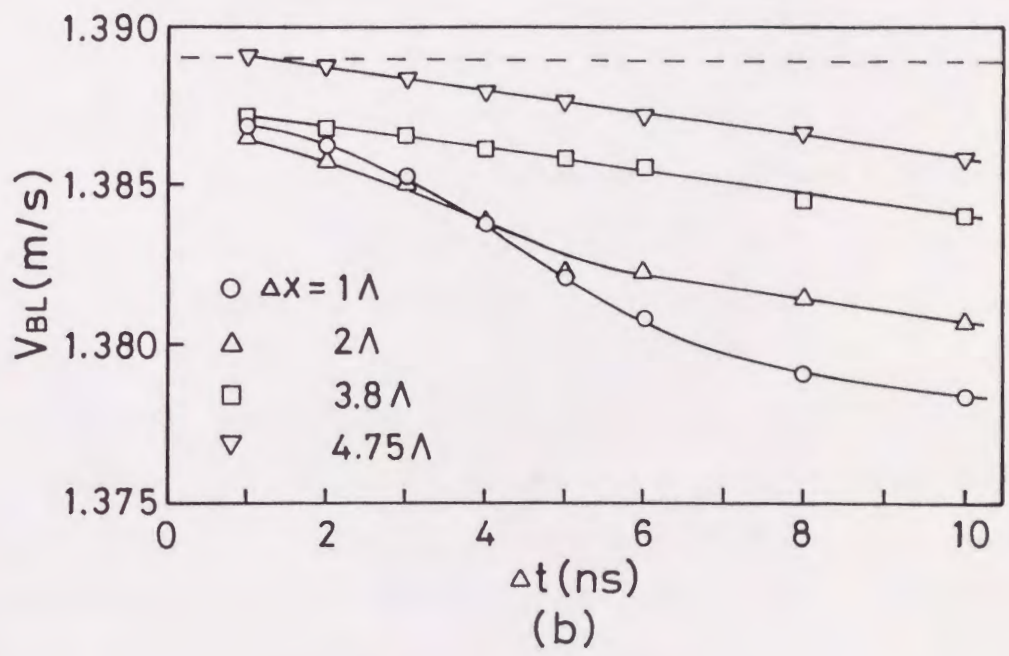
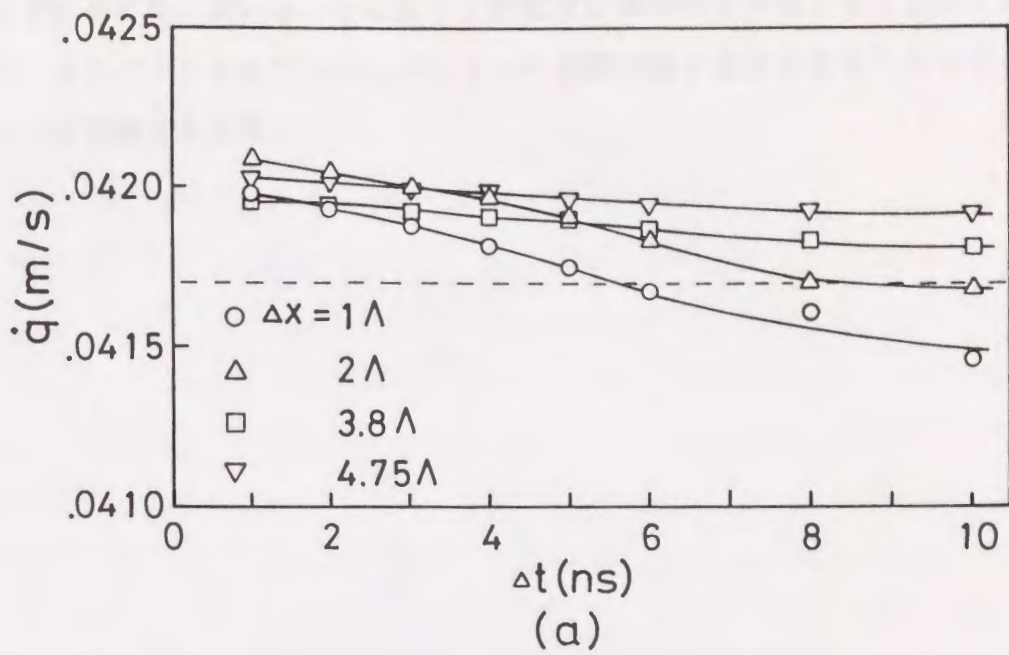


図 2 - 9 ステップ状パルスバイアス磁界印加時の V B L を有する孤立平面磁壁の定常速度に対する時間刻み Δt の影響
 (a) 磁壁の移動速度
 (b) V B L の移動速度
 (破線はそれぞれの理論値を表す)

集中定数モデルを用いることにより3桁程度計算時間を短縮することができた。
これによりパーソナルコンピュータによって実際の素子構成を仮定したシミュレーションが可能となった。

また、この論文では、
「従来の定数モデルでは、素子構成の仮定が非常に重要であり、その仮定が不適切な場合には、計算結果が全く異なる場合がある。本論文では、素子構成の仮定を、実際の素子構成に基づいて行うことで、計算結果の信頼性を向上させた。また、集中定数モデルを用いることで、計算時間を短縮することができた。これにより、パーソナルコンピュータによって実際の素子構成を仮定したシミュレーションが可能となった。」

「また、この論文では、素子構成の仮定が非常に重要であり、その仮定が不適切な場合には、計算結果が全く異なる場合がある。本論文では、素子構成の仮定を、実際の素子構成に基づいて行うことで、計算結果の信頼性を向上させた。また、集中定数モデルを用いることで、計算時間を短縮することができた。これにより、パーソナルコンピュータによって実際の素子構成を仮定したシミュレーションが可能となった。」

「また、この論文では、素子構成の仮定が非常に重要であり、その仮定が不適切な場合には、計算結果が全く異なる場合がある。本論文では、素子構成の仮定を、実際の素子構成に基づいて行うことで、計算結果の信頼性を向上させた。また、集中定数モデルを用いることで、計算時間を短縮することができた。これにより、パーソナルコンピュータによって実際の素子構成を仮定したシミュレーションが可能となった。」

2-5 磁界勾配駆動による垂直ブロッホライン対の転送

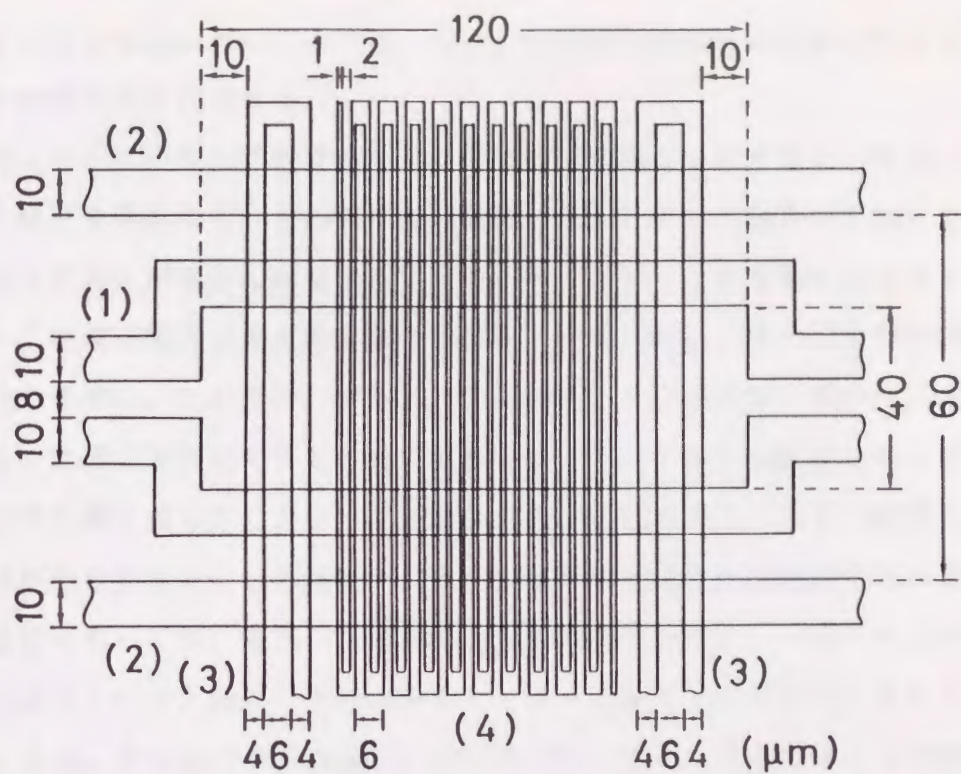
2-5-1 転送シミュレーション

(1) 素子構成

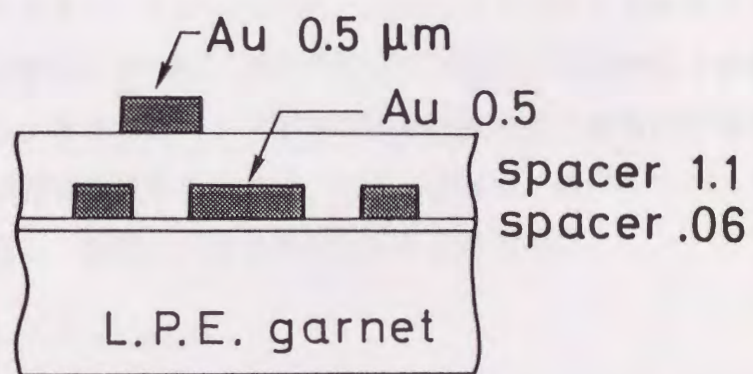
転送路の構成及びVBL対のビット転送条件を検討するうえで、容易に条件を変えられることができるシミュレーションは非常に有効である。集中定数モデルを用いることにより従来のモデルを用いた場合に比較して大幅に計算時間を短縮でき、効率よくシミュレーションを行うことが可能となった。そこで集中定数モデルにより実際の素子を想定したVBL対の転送シミュレーションを行った。図2-10にシミュレーションで仮定した素子の構成図を示す。実用素子ではグルーピング等によるストライプ磁区の安定方法^{8), 9), 31), 32)}が検討されているが、このような方法でストライプ磁区を安定化するとロッキング法による観察が行えず、VBL対の位置の確認が困難となる。このため、本素子ではループ状導体(1)に印加した直流電流により、導体内に孤立ストライプ磁区を安定化する。二線平行導体(2)はロッキング法によるVBL対の位置及びバブルステイトの確認に用いる。また、ヘアピン状導体(3)に直流電流を印加し磁区の両先端部を捕捉することで、高バイアス磁界における転送実験を行えるようにするとともに、転送パルス磁界印加時の磁区先端部におけるVBL対の発生やストライプ磁区の湾曲を防ぐ。

VBL対のビット位置規定はジグザグ状導体(4)に印加した直流電流が作る磁界により行う。導体電流によるポテンシャルウェルの発生方法は、電流値を変えることによりポテンシャルウェルの振幅を容易に制御できるため、初期実験に適しており、実験とシミュレーションの比較が容易である。この導体の幅及び周期はそれぞれ $1\mu\text{m}$ と $3\mu\text{m}$ であり、これにより生じるポテンシャルウェルの周期(ビット周期)は $6\mu\text{m}$ となる。

導体層は下図(断面図)に示すように2層にしており、導体(1)、(2)を1層目に、導体(3)、(4)を2層目に配した。磁性ガーネット膜からそれぞれの導体層までのスペーサ厚は $0.06\mu\text{m}$ 及び $1.1\mu\text{m}$ 、導体厚はともに $0.5\mu\text{m}$ とした。



top view



cross section view

图 2 - 1 0 素子構成

(2) 転送方法

次に転送方法について述べる。VBLの転送には磁壁の移動に伴って生じるジャイロ的な力を利用する。

図2-10のループ状導体(1)にパルス電流を印加すると一様なパルスバイアス磁界を発生する。このような一様なパルスバイアス磁界を印加した場合、ストライプ磁区側壁部の磁壁は互いに逆方向に、新たな安定幅になるまで移動する。ループ状導体電流による安定方法ではストライプ磁区に働く安定力が弱く磁壁が湾曲しやすい。このため、VBL対の有無による磁壁速度の差から、図2-11(a)に示すようにVBL近傍では相手側(図中下側)の磁壁が早く移動し、新たな安定幅に達してしまい、VBL対近傍の磁壁はVBLのない磁壁に比べ移動距離が小さくなる。したがって、ループ状導体電流により安定化されたストライプ磁区においては、ポテンシャルウェル周期が長い場合、一様パルスバイアス磁界によってビット転送に十分な駆動力(ジャイロ力)をVBLに与えることは困難である。さらにパルス振幅の上限は新たなVBLの発生によって制限される。

そこで図2-10の二線平行導体(2)に印加したパルス電流が作る膜厚方向の磁界勾配によりストライプ磁区を並進運動させ、そのとき生じるジャイロ力によってVBL対を転送させる方法を用いる。この転送方法はVBL対の周回転送ができず実用的ではない。しかしながら、図2-11(b)に示すようにストライプ磁区側壁部の磁壁が同方向に移動するため減磁界の増加がなく磁壁の移動距離を大きくとれる。磁界勾配による磁壁の移動距離は平行導体に印加するパルス電流の振幅と幅の積に比例する。また、パルス振幅は一様パルスバイアス磁界の立ち上がりに対応し、駆動力の大きさはこれに比例する。

(3) シミュレーション結果

シミュレーションにおける転送条件を以下に記す。ストライプ磁区安定化用一定バイアス磁界は50 Oeとし、ストライプ磁区長手接線方向にVBL対安定化用として5 Oeの一様面内磁界を想定した。ループ状導体電流は70 mA、ビット位置規定用電流は4 mAとした。このとき発生するポテンシャルウェルの振幅は1 Oeである。磁壁抗磁力は同じ磁性ガーネット膜を用いた試作素子におけるストライプ磁区移動の予備実験結果より0.47 Oeとした。

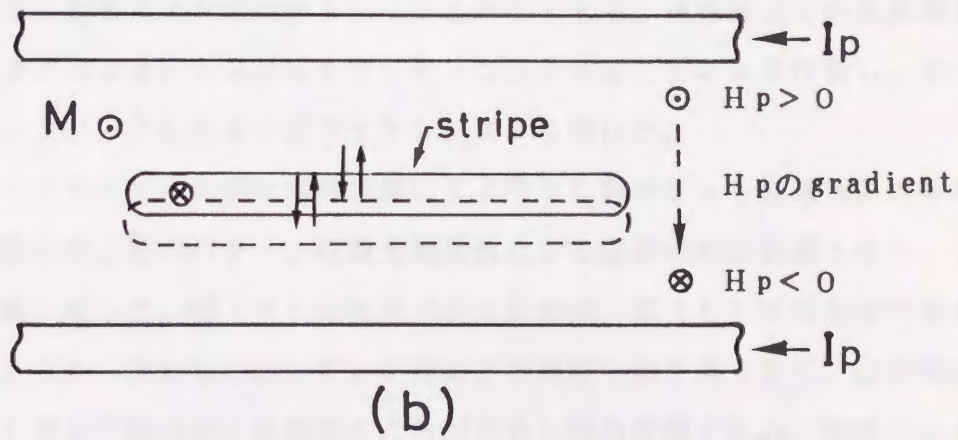
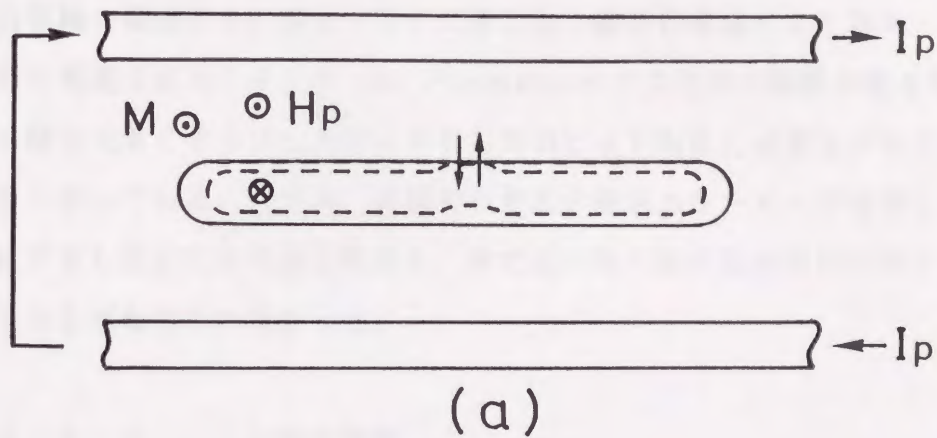


図 2 - 1 1 VBL の転送方法

- (a) 一様パルスバイアス磁界による転送
- (b) バイアス方向の磁界勾配による転送

実線：駆動磁界印加前
 破線：駆動磁界印加中

図2-12にパルス的な磁界勾配による孤立VBL対のビット転送シミュレーションの結果を示す。この図は駆動用磁界勾配を発生するパルス電流の幅に対する振幅マージンを表しており、破線で囲まれた領域が1ビット転送するパルス電流振幅に相当する。図2-10に示した二線平行導体(2)はループ状導体の中心で電流1A当り $2.6 \text{ Oe} / \mu\text{m}$ のバイアス方向の磁界勾配を発生する。パルス幅を大きくするにしたがいVBL対のビット転送に必要なパルス電流振幅が小さくなっている。図中A、Bはそれぞれの転送エラーモードを表しており、AではVBLは2ビット以上転送し、Bではパルス磁界印加前の初期ビット位置からVBLが転送されなかった。

2-5-2 ビット転送実験

前節のシミュレーション結果を基に素子を試作し、VBL対のビット転送実験を行った。各導体の寸法は図2-10と同じである。導体はAuの蒸着膜をイオンミリングによるドライエッチでパターンングすることにより作製し、スペーサにはハードベークしたポジ型フォトレジストを用いた。

図2-13にパルス的な磁界勾配によるVBL対のビット転送実験の写真を示す。中央の長方形のパターンは偏光顕微鏡による観察用の反射膜であり、1層目の導体層に配した。図(a)は転送パルス印加前、図(b)は印加後である。図(a)、(b)はともにロッキング法による観察中の写真であり、図中矢印で示したストライプ磁区のくびれのところがVBL対の位置である。転送パルス印加後(図(b))、VBL対は初期位置(図(a))より2本左側のジグザグ状導体下に移動しており、1ビット転送されているのがわかる。

図2-14に実験結果を示す。図2-12と同様にVBL対が1ビット転送するパルス電流振幅マージンを表しており、横軸はパルス幅である。転送条件はシミュレーションと同じであり、磁界勾配発生のためのパルス電流の立ち上がり時間及び立ち下がり時間はそれぞれ20ns、60nsとした。VBL対のビット転送に必要なパルス磁界振幅はシミュレーションの場合と同様にパルス幅を大きくするにしたがい小さくなっている。パルス幅が2及び3 μs のとき $0.34 \text{ A} \pm 10.5\%$ のパルス振幅マージンを得た。また、パルス振幅が0.15A以下

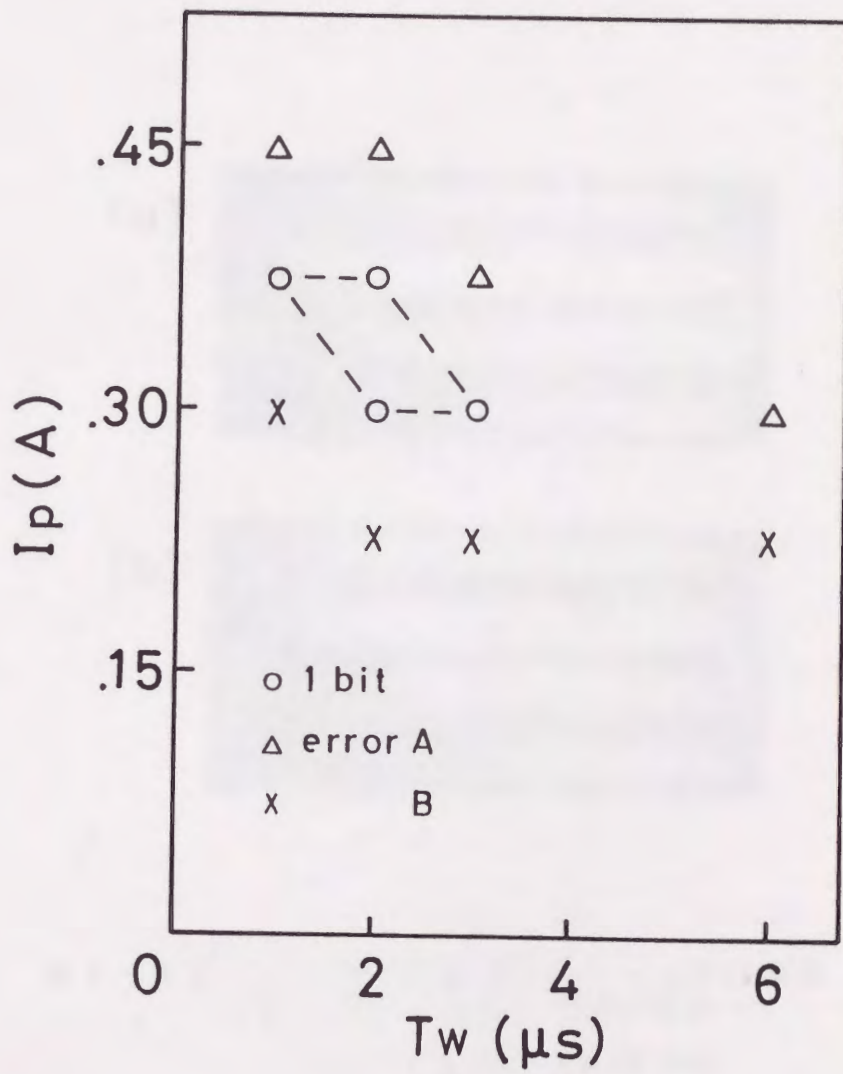


図 2 - 1 2 転送パルス電流の幅に対するビット転送
振幅マージン (シミュレーション)

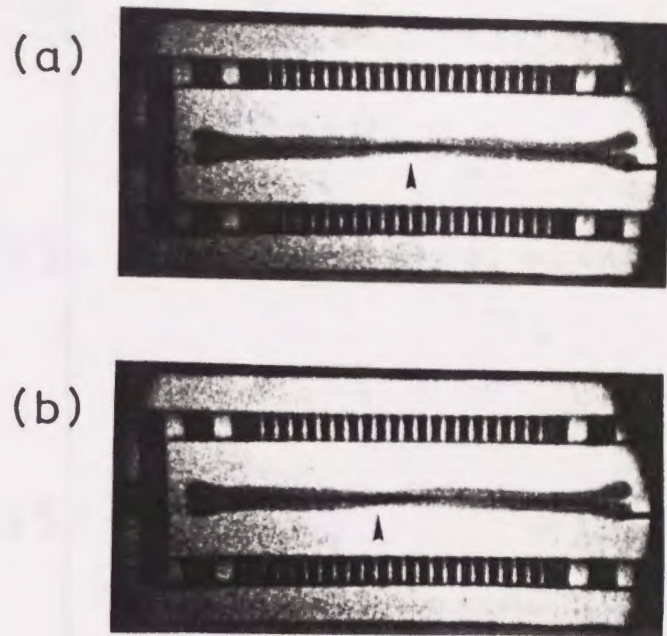


図 2 - 1 3 パルスのな磁界勾配による転送実験
 (ロッキング法による観察写真)

- (a) 転送パルス印加前
- (b) 転送パルス印加後

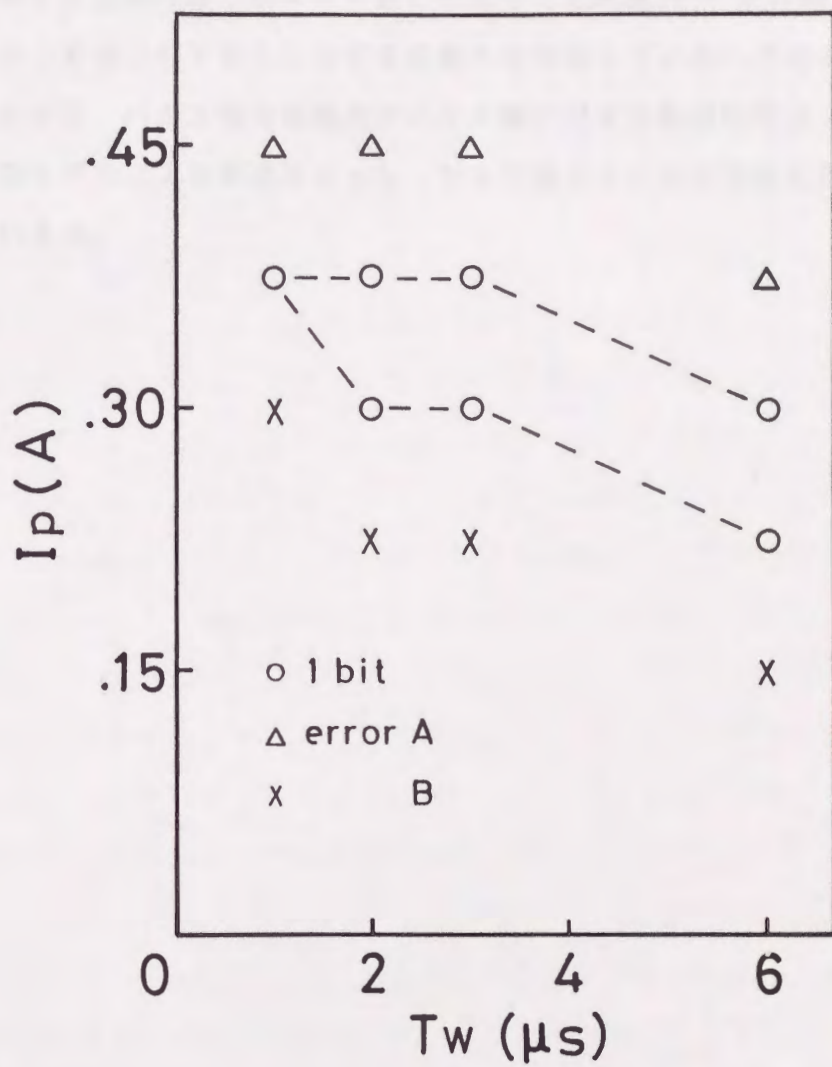


図 2 - 1 4 転送パルス電流の幅に対するビット転送振幅のマージン (実験)

ではパルス幅に依らずストライプ磁区自体が移動しなかった。

シミュレーション結果と実験結果を比較すると転送パルス電流の幅が長くなるにしたがい1ビット転送するパルス電流振幅マージンに差がでている。これは実験においては磁壁のみではなくVBLに対しても抗磁力³³⁾が作用するが、シミュレーションではこのVBLに対する抗磁力を考慮していないためと考えられる。しかしながら、パルス電流振幅及びパルス幅に対する転送特性は一致しており、集中定数モデルによる転送シミュレーションは素子の設計指針を得るのに有効であるといえる。

2-6 結言

VBLを有する2次元平面磁壁シミュレーションにVBLに作用する力を集中力として取り扱った集中定数モデルを用いることにより計算時間を大幅に短縮することができた。このモデルを用いた転送シミュレーションの結果を基に試作した素子において、転送実験を行ったところ、ビット転送に必要なパルス磁界振幅に関し実験結果とシミュレーション結果のよい一致がみられた。

2-2節では、磁壁とVBLに作用する力の関係からVBLを有する磁壁の運動方程式を導き、集中定数モデルを確立した。このモデルではVBLに働く力を磁壁接線方向に積分することにより集中力として取り扱っている。VBLが磁壁に及ぼす影響については、VBLに隣接した磁壁上の計算格子点へそれぞれVBLからの距離に比例してVBLに作用する集中力を配分することで考慮した。これによりVBLを1つの磁壁点として取り扱うことができるようになった。

2-3節では、集中定数モデルにおいてVBL間の相互作用を考慮するために、その定式化を行った。吸引作用はVBLの持つ σ -chargeを膜厚方向中央の集中磁荷で近似し、それが発生する磁界として計算した。このときツイスト構造及び磁壁接線方向の磁荷の広がりによる補正項を考慮している。交換作用はSlonczewskiによる交換力の式にツイスト構造を考慮して補正したより精密な式を用いた。外部面内磁界によるVBL対の分離実験結果(4.0 Oe)が、相互作用の計算値(4.3 Oe)とよく一致することによりモデルの妥当性が確かめられた。

2-4節ではVBLを有する孤立磁壁動特性のシミュレーションを行い、磁壁及びVBLの速度を理論値と比較した。この結果、格子点間隔0.6 μm 、時間刻み1 nsで精度よく計算できることが確認された。このときのシミュレーション値と理論値の相対誤差は1%以内であった。これにより従来の分散定数モデルに比べて3桁程度計算時間を短縮でき、パーソナルコンピュータによって素子構成を仮定した実用的なシミュレーションが可能となった。

2-5節では、集中定数モデルにより実際の素子構成を想定して転送シミュレーションを行った。二線平行導体に印加したパルス電流がつくる磁界勾配によって磁壁を並進運動させ、そのとき生じるジャイロ力によりVBL対の転送を行った。これによりループ状導体電流で安定化されたストライプ磁区側壁部において

孤立VBL対のビット転送マージンを得た。このときビット位置規定は導体電流
が作る磁界により行い、ポテンシャルウェルの周期及び振幅はそれぞれ $6\ \mu\text{m}$ 及
び $1\ \text{Oe}$ であった。その結果を基に試作した素子において転送実験を行い、パル
ス的な磁界勾配による孤立VBL対のビット転送が実現された。実験結果とシミ
ュレーション結果を比較するとパルス幅が長くなるにしたがい両者のパルス振幅
マージンの差が大きくなる。これはシミュレーションではVBLに作用する抗磁
力を考慮してないためと考えられる。しかしながら駆動パルス電流の振幅及びパ
ルス幅に対する転送特性はよく一致しており集中モデルによるシミュレーション
が素子設計に有効であることが確認された。

第3章 垂直ブロッホラインのフィールドアクセス方式転送³⁴⁾

3-1 序言

ブロッホラインメモリにおけるVBL対の転送方法としてはパルスバイアス磁界印加時の磁壁の移動に伴って生じるジャイロ力によりVBL対を転送するフィールドアクセス方式、導体電流が作る進行波面内磁界が及ぼす静磁氣的な力によりVBL対を転送するカレントアクセス方式、パルスバイアス磁界により転送に方向性をつけ導体電流を反転させることで生じる静磁氣的な力により転送するハイブリッド方式などがある^{6), 8)}。カレントアクセス方式については実験によりビット転送が確認されているが^{15), 35)}、消費電力や、メモリの不揮発性、最小セルサイズの観点からフィールドアクセス方式が最も実用デバイスに適しているといえ、特に高密度化が進んだ場合に消費電力の観点から有利である。

VBL間にはSlonczewskiによって指摘されたように静磁氣的吸引力及び交換作用による反発力が働いている³⁾。これによりVBL対の安定距離が決まり、対として情報の担体に用いることができる。しかしながらVBL対間にも吸引力が働いており、これによりマイナー・ループ中の情報列が乱れるおそれがある。このためこれを防ぎ、ビット位置を規定するのに十分なポテンシャルウェルを発生させる必要がある。このような磁気ポテンシャルウェル中の任意の情報列のVBL対を非対称台形波パルスバイアス磁界を印加することで、制御性よくビット転送できることがシミュレーションにより確認されている¹¹⁾。ポテンシャルウェルの振幅及び周期は転送時消費電力とVBL対のビット安定性に密接に関係しており、フィールドアクセス方式においてはVBL対の転送特性に著しい影響を及ぼす。したがって良好な転送特性を得るためにはポテンシャルウェルの振幅及び周期の適正化を要する。しかしながら、ポテンシャルウェル周期についてはまだ、詳細な検討がなされていない。記憶密度の観点からはポテンシャルウェル周期は短いほうがよく、VBL対の良好な転送特性を保ちながら周期を詰めることは記憶密度を上げるための重要な課題の一つである。

また、現在試作に用いている磁性ガーネット膜は磁気バブルメモリ用に開発されたものであり、その材料特性についてブロッホラインメモリ用としてのシミュ

レーションや実験による吟味は行われておらず、どのような特性の材料がブロッホラインメモリに適しているかは明らかになっていない。

本章ではVBL間の相互作用とポテンシャルウェルとを等価的な合成磁界で表すことによりポテンシャルウェル周期の適正化を試みる。次にポテンシャルウェルの発生方法及びその計算方法について述べる。また、具体的な転送路を想定したシミュレーションにより、材料定数について検討を加え、VBLの転送特性の観点からブロッホラインメモリに適する材料特性を明らかにするとともに、高密度化を進めたときの転送特性について述べる。さらにVBL転送用パルスバイアス磁界を発生するための基本的な駆動回路を示し、転送時の消費電力等を見積る。

3-2 ビット周期の適正化

パルスバイアス磁界によってストライプ磁区磁壁中のVBL対の転送を行う際に、ポテンシャルウェルの振幅及び周期の設定は転送特性に著しく影響する。また、ポテンシャルウェル周期はビット密度とも密接に関係しており、VBL対の良好な転送特性を保ちながらポテンシャルウェル周期を詰めることは重要な課題の一つである。VBL対間には吸引及び交換相互作用が働いており、これによる実効的なポテンシャルウェルの乱れはVBLの転送特性に影響する。そこでビット安定性を検討するうえではポテンシャルウェルのみでなくVBL対に働くすべての力を考慮する必要がある。本節ではこのポテンシャルウェル周期についてVBL対間の相互作用とポテンシャルウェルとの合成磁界の波形を基に適正化を行う。VBL間の相互作用は2-3-1節で述べたモデルにより計算した。

シミュレーションに用いた磁性ガーネット膜の材料定数は表2-1に示した標準的な5 μm バブル用磁性ガーネット膜の材料定数であるが、膜厚は2 μm と通常の半分に仮定している。これにより(1)VBL対及びバブル磁区間の静磁氣的相互作用を弱める、(2)ストライプ磁区とバブル磁区がそれぞれ安定なバイアス磁界の差を小さくする、(3)ポテンシャルウェル及び導体電流が作る磁界の磁性ガーネット膜中での膜厚方向の減衰による差を小さくし均一性を高める、といった利点が得られる⁸⁾。

(1) VBL対間の相互作用とポテンシャルウェル

図3-1は原点に1対のVBLを仮定し、そのVBL対からの吸引及び交換相互作用に等価な磁界を計算した結果である。このときVBL対の間隔Sは $\sqrt{2} \pi \Lambda \{1 + 1 / (2Q)\}^{-1/2}$ とした²⁷⁾。ここで Λ はブロッホライン幅パラメータ、 Q は $Ku / 2 \pi M^2$ (Ku : 一軸磁気異方性定数、 M : 飽和磁化)で表される特性因子である。横軸 r はVBL対の中心からの距離を表している。VBL近傍では磁壁中の磁化方向は磁壁に沿って180°回転しており、それによって σ -chargeと呼ばれる磁荷が生じる。 σ -chargeは隣接のVBLでは互いに逆の極性を持つため、 σ -chargeが発生する浮遊磁界によりVBLは互いに吸引される。破線はVBL対が持つそれぞれの σ -chargeが発生する浮遊磁界の合計、つまりVBL対から働く静磁氣的吸引作用に等価な磁界を表している。点線は中心

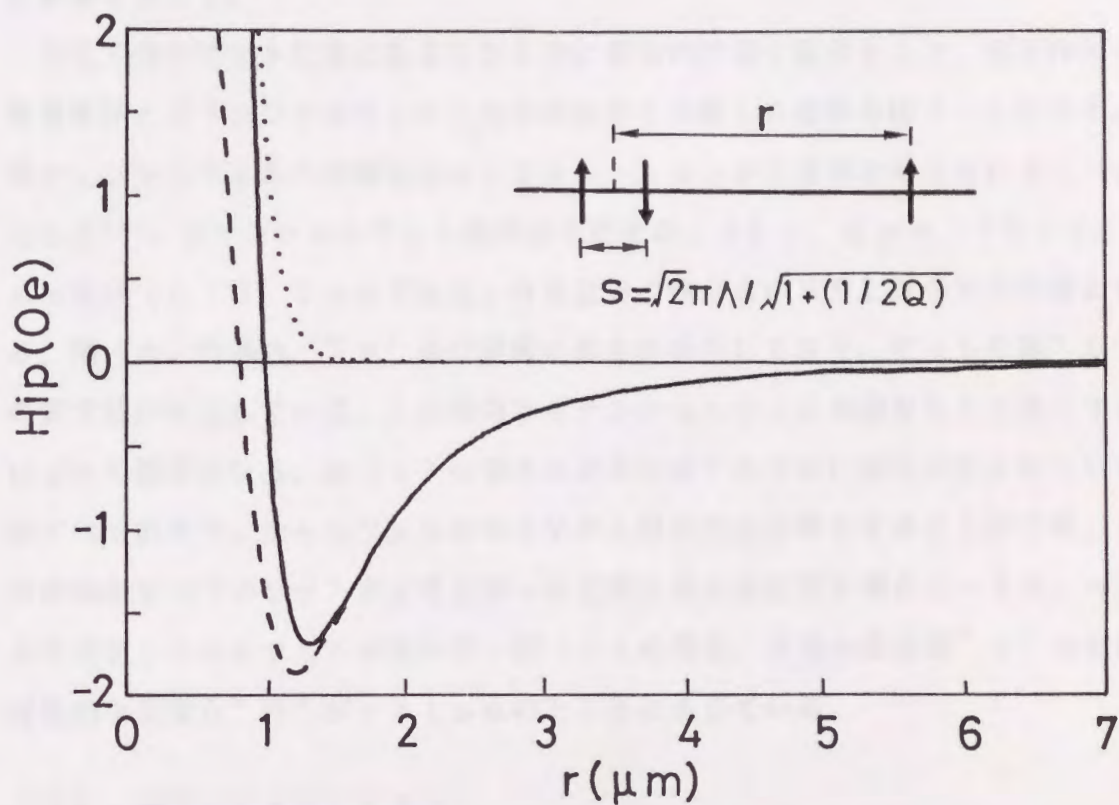


図 3 - 1 V B L 対間の相互作用（吸引び交換作用）等価磁界

破線：吸引作用等価磁界
 点線：交換作用等価磁界
 実線：相互作用合成磁界

においたVBL対のうち図面右側のVBLからの交換作用に等価な磁界であり、実線はこれらの相互作用等価磁界を合成した磁界である。交換作用は距離が離れると急激に減少するのに対して吸引作用は広い範囲にわたって影響を及ぼす。このためVBL対は吸引されクラスタとなる。この吸引及び交換作用によって、特に原点付近の実効的なポテンシャルウェルの波形が乱され、VBL対の転送特性に影響を及ぼす。

そこで他のビット位置にあるVBL対に実効的に働く磁界として、相互作用の等価磁界とポテンシャルウェルとの合成磁界を計算した結果を図3-2に示す。ポテンシャルウェルの振幅は転送シミュレーションから適切と考えられる 1 Oe とした³⁶⁾。ポテンシャルウェル周期はそれぞれ(a) $1.2 \mu\text{m}$ 、(b) $1.5 \mu\text{m}$ 及び(c) $3.0 \mu\text{m}$ である。合成磁界の極小点がVBL対の安定位置となる。図(a)の場合、“a”点の障壁の高さが低下しており、ビット位置“b”の安定性が劣化している。この傾向はポテンシャルウェル周期をさらに短くするにつれて顕著となる。図(b)の場合は原点付近でわずかに波形が乱されているがすべてのポテンシャルウェルの谷をVBL対の安定位置とすることができ、この周期がすべてのビット安定性を保った状態で最も高密度な場合といえる。一方、よりポテンシャルウェル周期が長い図(c)の場合、本来の安定点“c”の他に付加的な安定点“d”が $r = 1 \mu\text{m}$ のところに生じている。

(2) 転送シミュレーション

図3-2(c)の場合について直線磁壁において転送シミュレーションを行ったところ、駆動磁界印加後1つのビット位置に複数個のVBL対が入りクラスタとなるエラーモードがみられた。図3-3にそのシミュレーション結果を示す。シミュレーションは第2章で述べた集中定数モデルにより行っている。境界条件は同一パターンが周期的に繰り返す無限直線磁壁とし、ストライプ磁区両側の磁壁を想定している。実線は磁壁形状を表しており、その内側の一点鎖線はストライプ磁区安定用の磁性膜段差(グルーピング)であり、幅 $3 \mu\text{m}$ 、深さは膜厚に等しいとしている。ストライプ磁区及びグルーピングは同一のものが $12 \mu\text{m}$ 周期で5本並んでいるとして減磁界等を計算した。磁壁に直交している点線はビット位置規定用ポテンシャルウェルを発生するための面内磁化膜を表しており、パターンの直下がVBL対の安定位置となる。面内磁化膜は残留磁束密度 5000

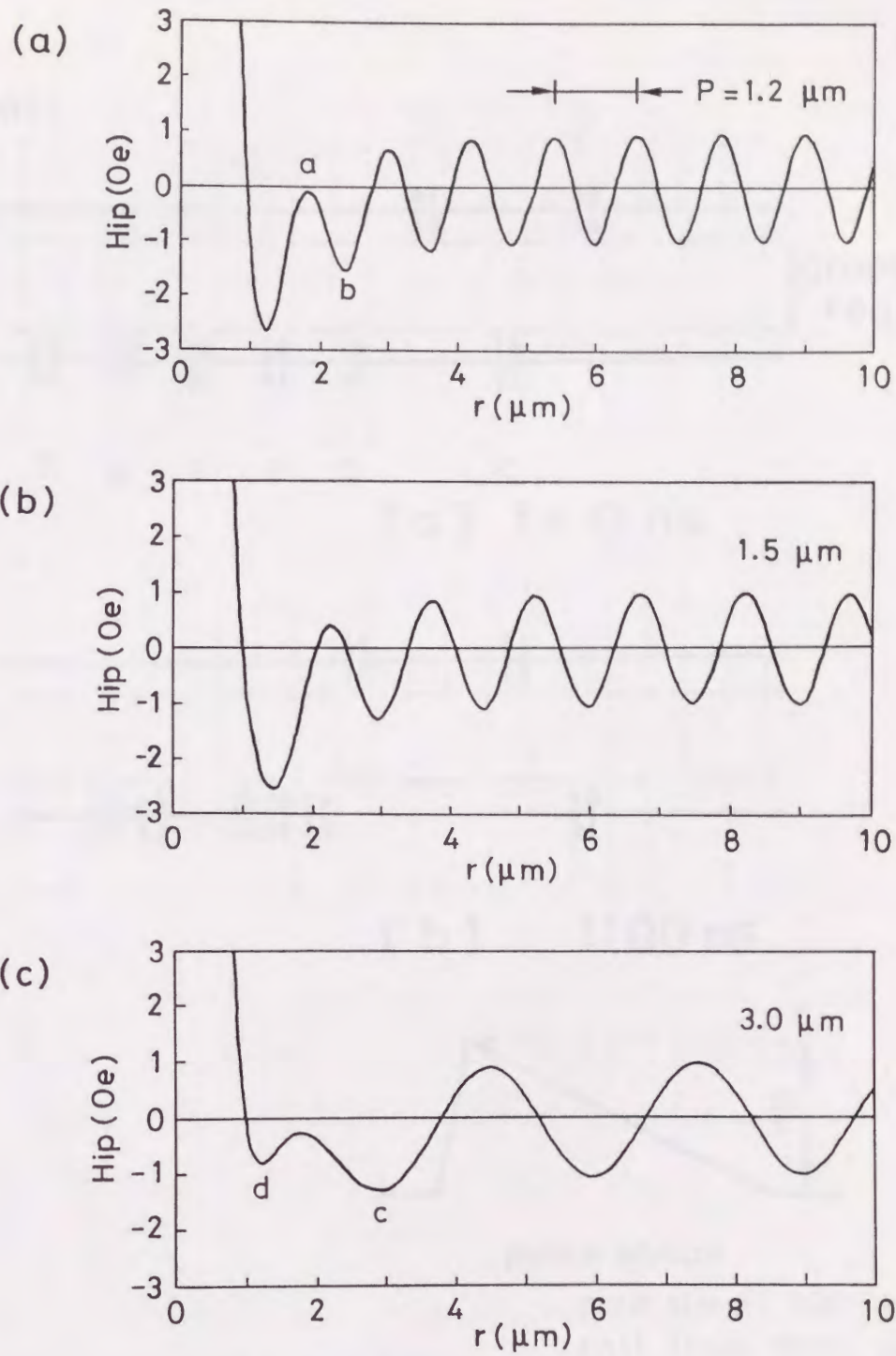
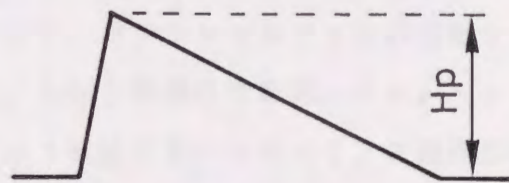
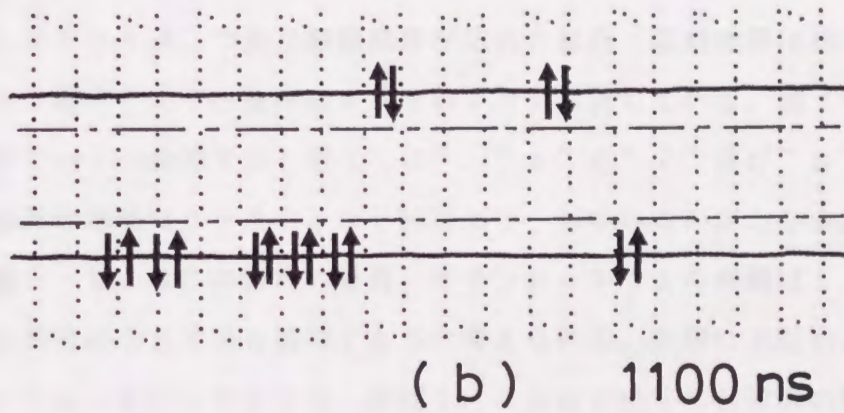
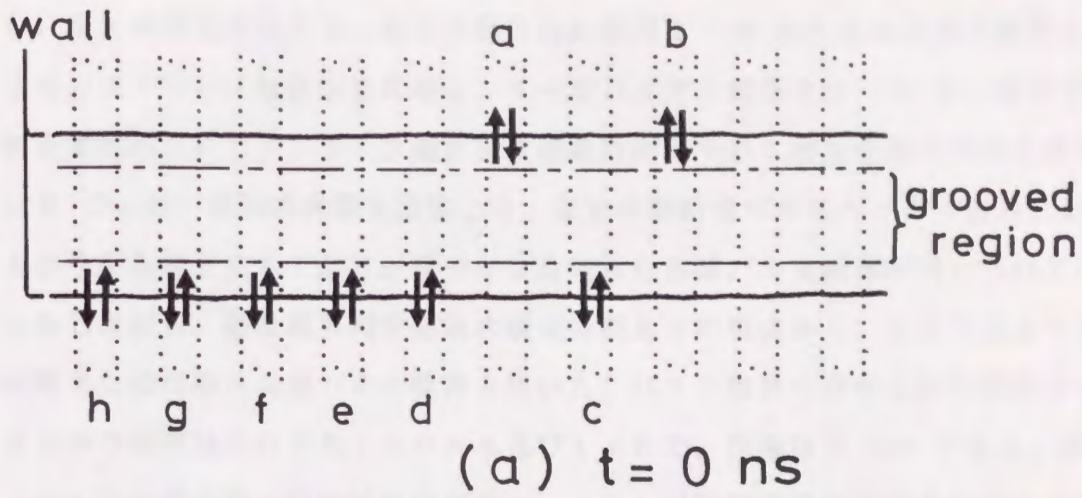


図 3 - 2 VBL 対に働く実効磁界：正弦波状ポテンシャルウェル（振幅 1 Oe）と VBL 対間の相互作用の合成磁界

ポテンシャルウェル周期： (a) $1.2 \mu\text{m}$
 (b) $1.5 \mu\text{m}$
 (c) $3.0 \mu\text{m}$



pulse shape

rise time 100 ns

fall time 1000 ns

図 3 - 3 100%グルーピングにより安定化されたストライプ磁区
磁壁中におけるVBL対の転送シミュレーション結果

(a) 駆動磁界印加前

(b) 駆動磁界印加後 (クラスタ化によるエラー)

Gauss、幅 $1.5 \mu\text{m}$ 、厚さ 50 \AA 、磁性ガーネット膜表面からのスペーサ厚 $0.5 \mu\text{m}$ のものであり、磁壁接線方向に振幅 1 Oe の正弦波状面内磁界を発生する。ストライプ磁区安定化用として一定バイアス磁界 40 Oe を、また VBL 対安定化用としてストライプ磁区長手接線方向に VBL 対間の磁化方向と逆方向に 5 Oe の一様面内磁界を仮定した。従来は駆動用パルスバイアス磁界には立ち上がり急峻で立ち下がり緩やかな非対称台形波パルス磁界が用いられている。しかしながら、駆動磁界発生回路の構成の簡易さの観点から、ここではより発生が容易な非対称三角波パルス磁界を用いた。パルス磁界の立ち上がり時間及び立ち下がり時間はそれぞれ 100 ns 及び $1 \mu\text{s}$ で、振幅は 9 Oe である。図

(a) は初期状態 (駆動磁界印加前)、(b) は駆動磁界が印加され始めてから 1100 ns 後、つまり駆動磁界が切れた直後 (駆動磁界印加後) のシミュレーション結果であり、矢印はそれぞれ VBL を表している。図 (b) では下側の磁壁中でいくつかの VBL 対 ("d"、"e" と "f" 及び "g" と "h") が駆動磁界印加後にクラスタとなり転送エラーしているのがわかる。

図 3-2 よりこの材料の場合、ポテンシャルウェル周期は $1.5 \mu\text{m}$ が密度と転送特性のうえで最も適切であると考えられる。実際に上記のような転送シミュレーションを行ったところ、周期 $1.2 \mu\text{m}$ では VBL 対間の吸引作用による転送エラーのためにビット転送するパルスバイアス振幅マージンは大幅に劣化した。この周期 $1.5 \mu\text{m}$ の場合について、ポテンシャルウェルの振幅を 1 Oe (面内磁化膜の膜厚: 240 \AA) とし、上記と同条件で転送シミュレーションを行った結果、すべての VBL 対が 1 ビット転送するパルスバイアス磁界振幅マージンとして $3.0 \text{ Oe} \pm 8.3\%$ を得た。

以上、ビット周期はポテンシャルウェルと VBL 対間の相互作用に等価な磁界との合成磁界を基に適正化する必要があることを示した。この VBL 対間の相互作用に等価な磁界のピーク位置及び大きさは VBL 対が持つ磁荷の大きさと交換ステフィネス定数により決まるが、これらは磁性ガーネット膜の材料により異なる。したがってマイナー・ループにおいてポテンシャルウェル周期を最適化するには材料定数と整合をとる必要があることがわかった。

3-3 ポテンシャルウェルの発生方法

フィールドアクセス方式ではビット位置規定用ポテンシャルウェルの発生にいくつかの方法がある。ポテンシャルウェルの定量化はその振幅等を最適化し転送路の設計を行う際に有効な指針となる。本節ではポテンシャルウェルの発生方法について述べ、その評価を行う。

(a) 面内磁化膜

図3-4に示すように短軸方向に磁化された短冊状面内磁化膜をストライプ磁区に直交するように周期的に並べると、磁性膜パターン端部に生じる磁荷からの浮遊磁界により磁気ポテンシャルウェルを発生できる⁸⁾。ビット位置規定用ポテンシャルウェルの発生に必要な面内磁化膜の膜厚が非常に薄いことに着目することで、図のようにパターンエッジ部に無限に長い線磁荷が発生する磁界としてポテンシャルウェルを計算することができる。この時、線磁荷の大きさは面内磁化膜の残留磁化 M_r と膜厚 h_m の積となる。また、必要な膜厚が薄いことから面内磁化膜は微細加工するのに適しているといえる。計算結果の一例を図3-5に示す。面内磁化膜の残留磁束密度は5000 Gauss、膜厚は300 Å、周期は1.5 μm、幅は0.75 μmとし、磁性ガーネット膜とのスペーサ厚 t は0.5 μmとした。実線はストライプ磁区长手接線方向の面内成分 H_{ip} を表し、点線は膜厚方向成分 H_z を表す。 H_{ip} 、 H_z は90°位相のずれた振幅のほぼ等しい正弦波であり、面内成分 H_{ip} によってVBL対のビット位置が規定される。図3-6はそれぞれポテンシャルウェル振幅 H_a の(a)面内磁化膜とガーネット膜間のスペーサ厚依存性及び(b)面内磁化膜パターン幅依存性を示しており、他の条件は図3-5と同じとした。ポテンシャルウェルの振幅は図3-5に示すように面内成分 H_{ip} の尖頭値の半分で定義している。スペーサ厚、パターン幅はともにポテンシャルウェルの振幅に影響するが、パターン幅に比べてスペーサ厚の影響は著しく大きい。したがって、素子作製時にはスペーサ厚の均一性に特に注意しなければならない。ポテンシャルウェルの振幅はスペーサ厚及び面内磁化膜の膜厚により制御できる。

短冊状にパターンニングした磁化膜を短軸方向に磁化するとパターンエッジ部で

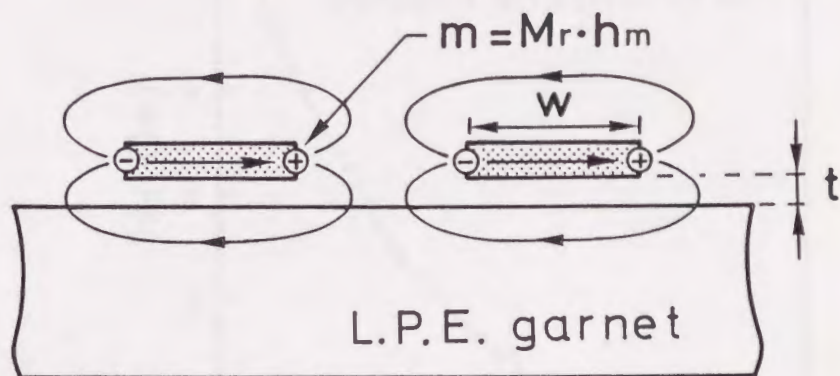


図 3 - 4 面内磁荷膜によるポテンシャルウェルの発生

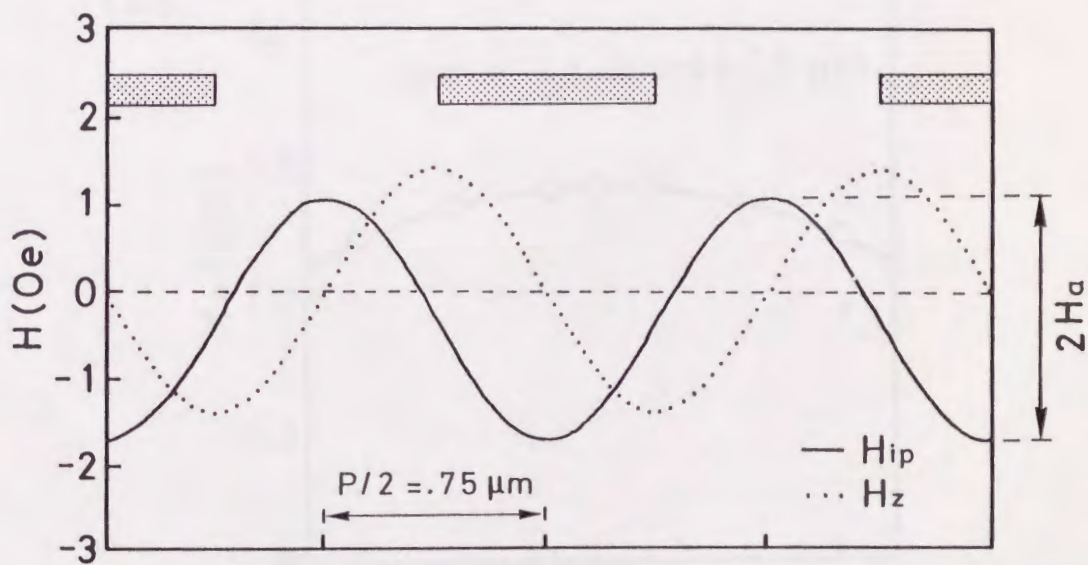


図 3 - 5 面内磁荷膜が発生するポテンシャルウェルの波形
 (残留磁束密度 5000 Gauss、膜厚 300 Å、
 幅: 0.75 μm、周期 1.5 μm、スペーサ厚 0.5 μm)

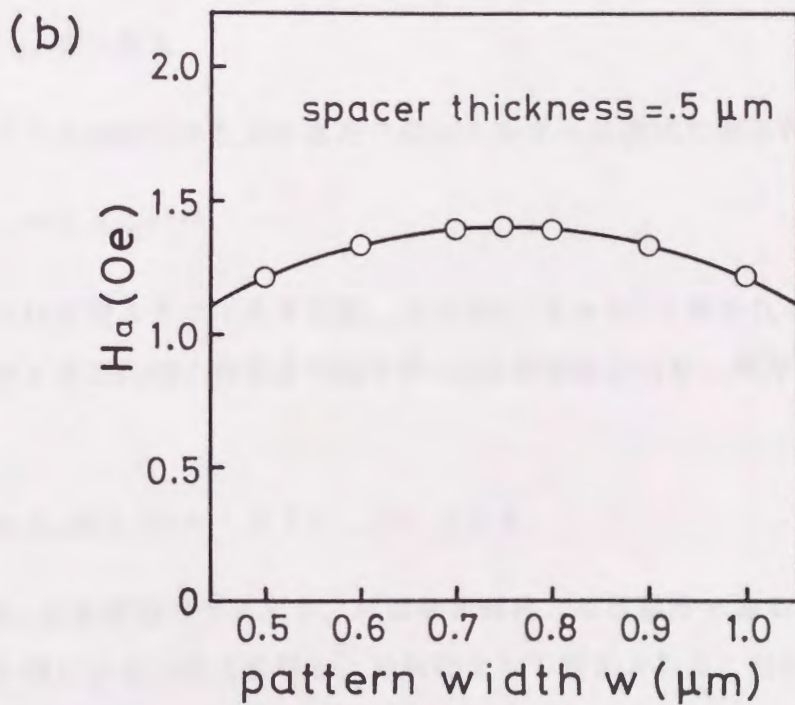
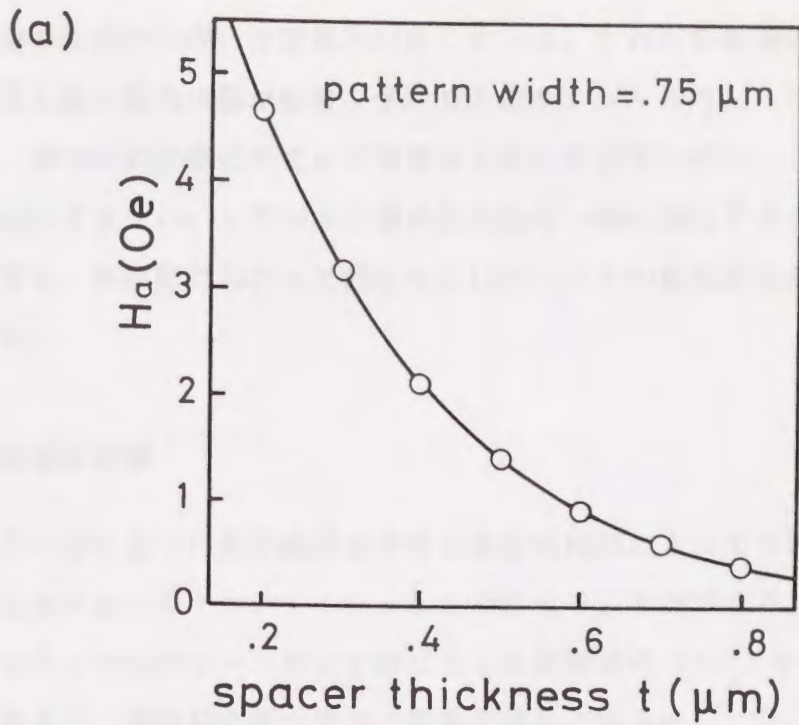


図 3 - 6 面内磁荷膜が発生するポテンシャルウェルの振幅 H_a
 (残留磁化 5000 Gauss 、膜厚 300 \AA 、周期 $1.5 \mu\text{m}$)
 (a) スペーサ厚依存性 (パターン幅: $0.75 \mu\text{m}$)
 (b) パターン幅依存性 (スペーサ厚: $0.5 \mu\text{m}$)

強い減磁界が生じることになる。また、磁性ガーネット膜表面近傍では、ガーネット膜表面の磁極から強い浮遊磁界が生じている。これらの減磁界や浮遊磁界により面内磁化膜の磁化状態が影響を受けるとポテンシャルウェルが一様でなくなる。また、部分的に逆磁区が生じた場合はVBLや磁壁のピニングの原因となり、安定な転送ができない。したがって面内磁化膜は一様に磁化するのに十分に高い保磁力を持ち、長期間にわたって酸化などに対してその磁気特性が安定でなければならない。

(b) 垂直磁化膜

図3-7に示すように高保磁力を有する垂直磁化膜によっても面内磁化膜同様にビット位置規定用ポテンシャルウェルを発生することができる。この場合、ポテンシャルウェルはパターンの上下面に生じる表面磁荷(Mr)から発生する磁界として計算され、面内磁化膜の場合と同様な波形となる。

(c) イオン注入

孤立VBLが持つ単位長さあたりのエネルギーは次式で表される³⁷⁾。

$$\sigma_{bl} = 8 A Q^{-1/2} \quad (3-1)$$

上式でAは交換ステフィネス定数、Qは $Ku/2\pi M^2$ で表される特性因子である。このときVBLに働く等価面内磁界Haは磁壁接線方向をx軸方向とすると次式となる。

$$2\pi\Delta_0 M h H_a = -d(\sigma_{bl} h) / dx \quad (3-2)$$

上式で Δ_0 は磁壁幅パラメータ、Mは飽和磁化、hは膜厚である。特性因子Qはガーネット膜にイオン注入を行い、それによって歪を入れることにより変化させることができる。したがって、図3-8に示すように磁性ガーネット膜に軽いイオン注入を行うことでポテンシャルウェルを発生することができる¹⁶⁾。イオンがガーネット膜の膜厚方向に一様に注入され、これによりQがdQだけ変調しているとすると、イオン注入による等価面内磁界の振幅Haは次式のように導くことがで

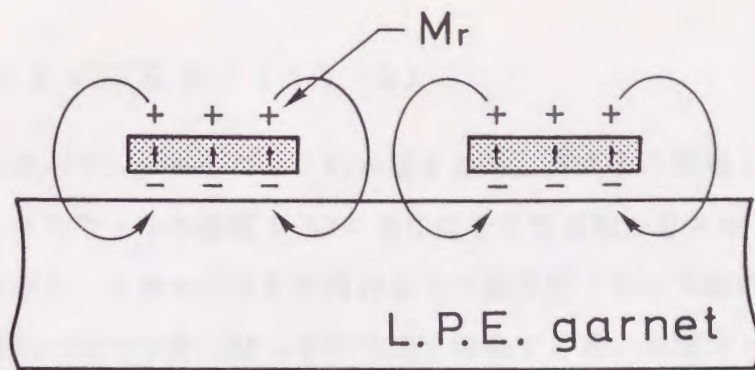


図 3 - 7 垂直磁荷膜によるポテンシャルウェルの発生

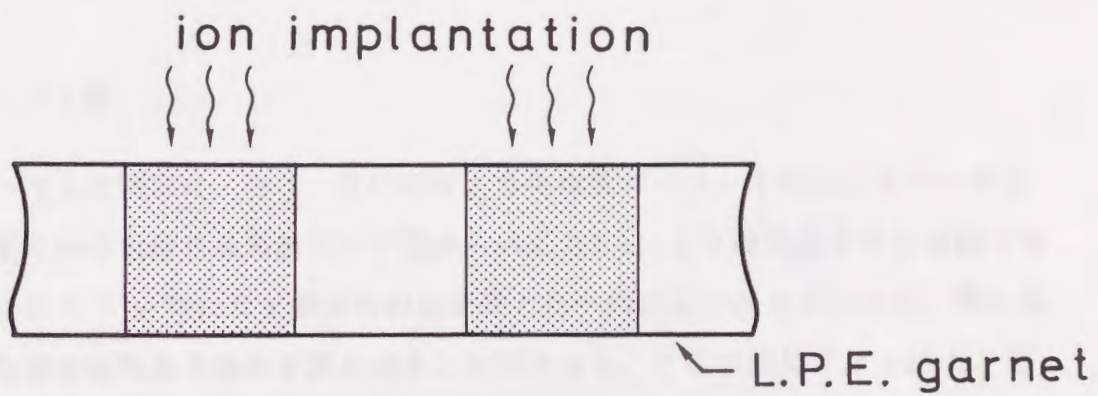


図 3 - 8 イオン注入によるポテンシャルウェルの発生

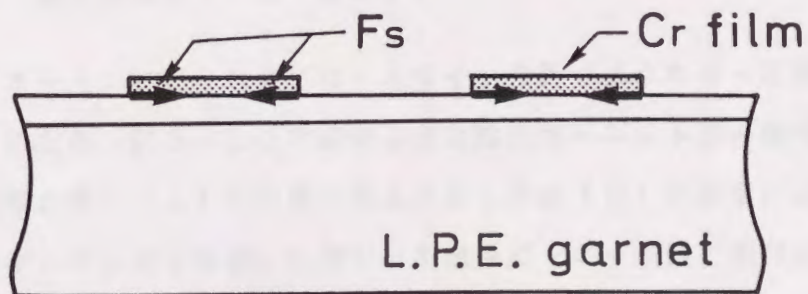


図 3 - 9 Cr 膜によるポテンシャルウェルの発生

きる。

$$H_a = 2 \sqrt{2\pi A} P^{-1} (dQ/Q) \quad (3-3)$$

上式でPはポテンシャルウェルの周期である。上式より周期1.5 μm の場合、ポテンシャルウェルの振幅1 Oe 当りQを6%変調させればよいことがわかる。しかしながら、5 μm バブル材料のように磁性ガーネット膜の膜厚が厚いときは膜厚方向に一様にイオン注入を行うのは困難である。磁性ガーネット膜の表面付近に局所的に強くイオン注入をし過ぎた場合、VBL対にブロッホポイント³⁸⁾が入りやすくなり情報の担体であるVBL対の安定性(消滅)が問題となる。ガーネット膜の膜厚がイオン注入を膜厚方向に均一に行えるほど薄い、例えば0.5 μm バブル材料の場合にはポテンシャルウェルの発生方法として有効である。

(d) Cr膜

イオン注入と同様に、図3-9に示すような磁性ガーネット膜上にスペーサを介して配された短冊状金属膜エッチ部からの応力Fsにより磁気異方性を変調することができる¹⁶⁾。特にCr膜は他の金属膜と比べ内部応力が大きいため、薄い膜で大きな磁歪磁気異方性の変調を得ることができる。この方法はイオン注入を用いる方法に比べ素子の作製が非常に簡便である。短冊状Cr膜より生じるビット位置規定用ポテンシャルウェルの計算方法等については第4章で述べる。

(e) 磁性膜段差(グルーピング)

式(3-1)で表されるブロッホラインの持つエネルギーは膜厚に比例している。このため、図3-10に示すように磁性ガーネット膜の膜厚に変調がある場合、膜厚の薄い(A)の位置にあるVBL対は(B)の位置にあるVBL対よりエネルギーが小さくなる。したがって磁性ガーネット膜に溝状の段差を形成し膜厚変調を行うことによってビット位置規定ができる。深さdhの滑らかなグルーピングを形成したときのポテンシャルウェルの振幅Haは

$$H_a = 4 \sqrt{2\pi A} P^{-1} (dh/h) \quad (3-4)$$

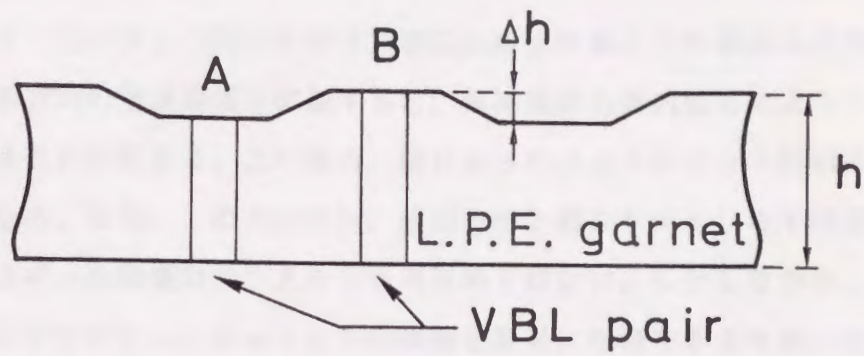


図 3 - 1 0 磁性膜段差によるポテンシャルウェルの発生

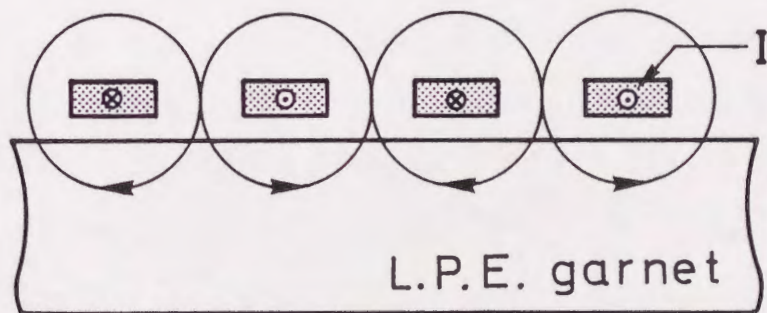


図 3 - 1 1 導体電流によるポテンシャルウェルの発生

と導かれる。上式より周期が $1.5\mu\text{m}$ の場合、ポテンシャルウェルの振幅 $10e$ 当り磁性ガーネット膜の膜厚の3%のグルーピングを形成すればよいことがわかる。

(f) 導体電流

図3-11に示すようにストライプ磁区に直交するように配された直線状導体に交互に逆方向の直流電流を印加すると、電流磁界の面内成分によりビット位置を規定することができる。この場合、図に示されるようにビット周期は導体周期の2倍となる。また、この方法では、他の方法と異なりメモリを不揮発性とすることができず、消費電力のうえからも実用的ではない。しかしながら、電流値を変化することでポテンシャルウェルの振幅を容易に制御できるため、ポテンシャルウェル振幅の適正化等の初期実験には極めて有効であり、シミュレーションとの比較が容易である。

3-4 フィールドアクセス方式による垂直ブロッホラインの転送特性

3-4-1 5 μm バブル材料におけるシミュレーション

本節ではフィールドアクセス方式によるVBL対の転送特性のうえからシミュレーションにより磁性ガーネット膜の材料特性について検討した結果について述べる。このような検討を行ううえでは容易に材料定数を変えることができるシミュレーションは特に有効である。シミュレーションは3-2節で述べたストライプ磁区側壁部を想定した直線状磁壁について行った。種々の条件が転送特性に与える影響を検討するうえでは、磁壁の動きが複雑なストライプ磁区端部より、単純な直線状磁壁のほうが適している。

図3-12にポテンシャルウェル振幅 H_a を0.5及び1.0 Oeとしたときのダンピング定数 α のパルスバイアス磁界振幅マージンに対する影響を示す。実線($H_a=0.5$ Oe)及び破線($H_a=1.0$ Oe)はともにそれぞれの振幅のポテンシャルウェル中を図3-13(a)に示される情報列のVBL対がすべて1ビット転送するパルスバイアス磁界振幅の上限及び下限を示しており、この間の領域がビット転送が行えるパルス振幅範囲となる。転送条件は3-2節で述べたビット周期1.5 μm の時の転送シミュレーションと同様である。但し、ポテンシャルウェル振幅が0.5 Oeの場合、ウェル振幅を調整するために面内磁化膜の膜厚は1 Oeの場合の半分の120 Åとした。図より α が増加するにつれてすべてのVBL対が1ビット転送するパルスバイアス磁界振幅マージンは広がっており、 $\alpha=0.1$ のとき2.75 Oe \pm 18%であったのが、 $\alpha=0.2$ のときは4.25 Oe \pm 23% ($H_a=0.5$ Oe)に改善されているのがわかる。しかし、マージンの下限については α が大きくなるにしたがって上昇しており、より大きな振幅のパルスバイアス磁界がビット転送に必要となっている。

ジャイロ磁気定数 γ についても転送シミュレーションを用いて検討を加えたが、この場合には γ の影響は見られなかった。ポテンシャルウェル振幅が0.5 Oeより小さいときはビット安定性が劣化するためにVBL対がクラスタになり易く、パルスバイアス磁界振幅マージンは著しく劣化した。

図3-13に代表的なエラーモードを示す。図(a)は駆動磁界印加前の初期

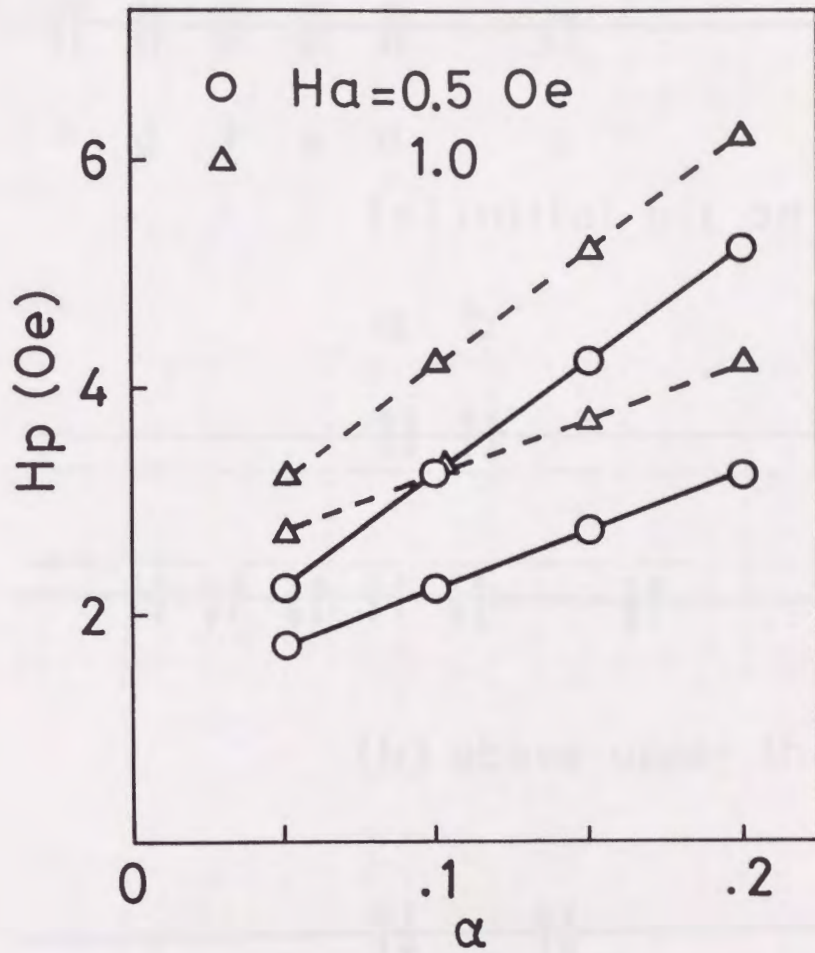
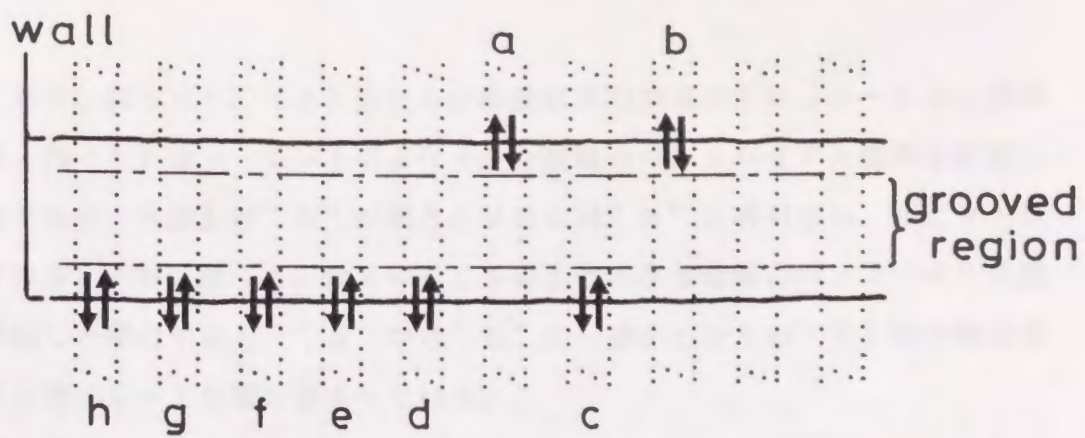
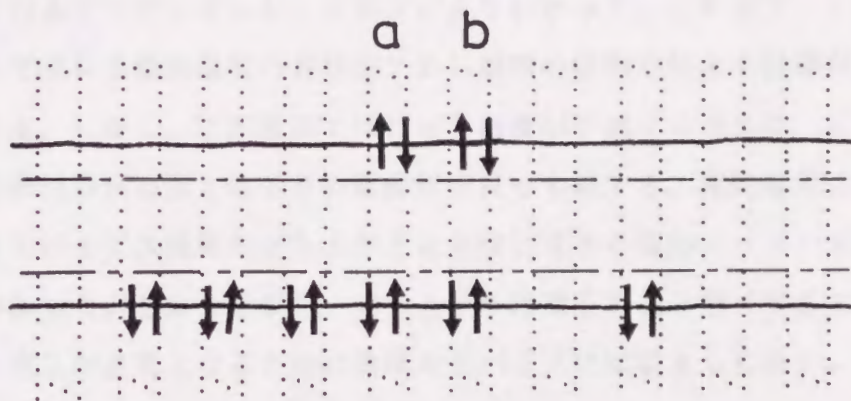


図 3 - 1 2 5 μ mバブル材料におけるV B L 転送のパルス磁界振幅
 マージンに対するダンピング定数 α の影響

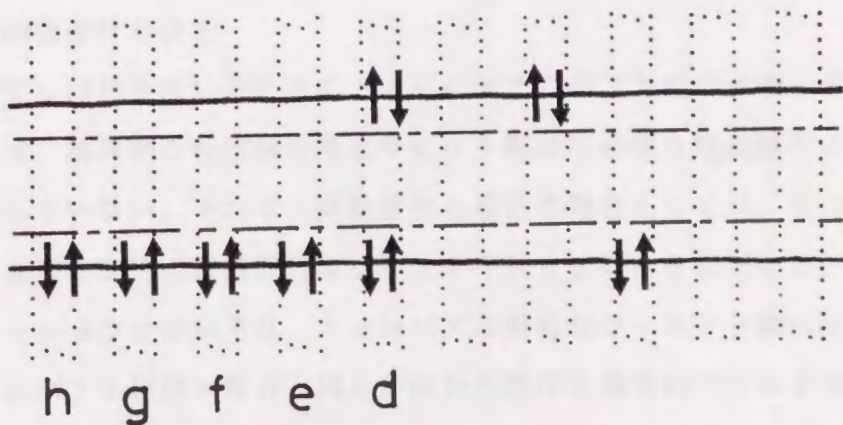
ポテンシャルウェル振幅：実線 0.5 Oe
 破線 1.0 Oe



(a) initial bit pattern



(b) above upper threshold



(c) below lower threshold

図 3 - 1 3 転送エラーモード

- (a) 初期状態
- (b) マージン上限
- (c) マージン下限

状態であり、図 (b)、(c) はともに駆動磁界印加後のシミュレーション結果である。図 (b) はマージン上限より大きな振幅のパルスバイアス磁界を印加した場合であり、VBL 対 "b" が前方の VBL 対 "a" に吸引され、2 ビット転送している。一方、図 (c) はマージン下限より小さな振幅のパルスバイアス磁界を印加した場合であり、"d" から "h" の一連のビットの VBL 対が転送せず初期状態のビット位置に留まっている。

また、ポテンシャルウェル周期を変えずにビット周期を長くする、すなわちポテンシャルウェルの 2 周期毎をビット位置とすると駆動磁界振幅マージンの下限が改善されることがシミュレーションによりわかった。これはデータパターンの差によって生じる磁壁速度の差及び VBL 対間の吸引力による影響が低減できるためである。しかし、この方法ではビット密度が半減するうえに、ビット転送に 2 個の駆動磁界が必要となるため駆動周波数も半減する。駆動磁界の波形についてはパルスバイアス磁界の立ち上がりを急峻にすると転送マージンが改善されることがわかった。しかしながら、立ち上がり時間をあまり短くすると駆動回路でより高い電圧が必要となるために実際のデバイスには望ましくない。

3-4-2 0.5 μm バブル材料におけるシミュレーション

(1) 転送条件の設定

微小バブル材料を用いたときのフィールドアクセス方式による VBL 対の転送については、具体的な転送路の構成やビット転送に必要な駆動磁界の振幅等は明らかにされていない。そこで、高密度化を進めた場合として 0.5 μm バブル材料における VBL 対の転送特性をシミュレーションにより検討した。表 3-1 にシミュレーションに用いた 0.5 μm バブル用磁性ガーネット膜の材料定数を示す。5 μm バブル材料の場合と同じ理由から膜厚は通常のパブル材料の半分とした。シミュレーションを行う前に 0.5 μm バブル材料におけるポテンシャルウェル振幅及びビット転送に要するパルスバイアス磁界振幅について 5 μm バブル材料の場合を基に以下に示す関係よりスケージングを行った³⁹⁾。

まず、VBL 対間に作用する静磁氣的吸引力について考える。隣接ビット位置の VBL 対間においては図 3-2 (b) に示されるように交換作用による反発力

表3-1 0.5 μm バブル用ガーネット膜の材料定数

名 称	記号	数 値	単 位
飽和磁束密度	$4\pi M$	1434	Gauss
一軸磁気異方性定数	Ku	163840	erg/cm ³
交換ステフィネス定数	A	4.0×10^{-7}	erg/cm
膜厚	h	0.2	μm
特性長	λ	0.0625	μm
特性因子	Q	2.0	
磁壁幅パラメータ	Δ_0	0.0156	μm
ブロッホライン幅パラメータ	Λ	0.022	μm

が増大するためVBL対が吸引されることはなく、ここでのビット安定性は問題ない。そこで、図3-14に示すように、吸引力によってビット安定性が最も劣化する2周期離れたビット位置にVBL対がある場合について検討を行う。ポテンシャルウェル周期をPとすると、図よりポテンシャルウェルからの最大復元力を受けるときのVBL対間の距離Lは1.5Pとなる。VBLが持つ磁荷は2-3-1節で述べた補正係数bを掛けることで $2\pi\Delta_0Mhb$ の集中磁荷として近似的に表され、VBL対の安定距離Sを $\sqrt{2}\pi\Lambda$ で近似することによりVBL対が他のVBL対から受ける吸引力は、

$$\begin{aligned} F_a &= (2\pi\Delta_0Mhb)^2 \left\{ 1/(L-S)^2 - 1/L^2 \right. \\ &\quad \left. - 1/L^2 + 1/(L+S)^2 \right\} \\ &\approx (2\pi\Delta_0Mhb)^2 (6S^2/L^4) \\ &= 32/27 (\pi^3 b^2) (A/Q^2) (\lambda^2 h^2/P^4) \end{aligned} \quad (3-5)$$

となる。上式で λ は特性長である。

このとき振幅 H_a の正弦波状ポテンシャルウェルからVBL対が受ける復元力はポテンシャルウェル形状を最大勾配位置で直線近似することにより、

$$\begin{aligned} F_r &= 2\pi\Delta_0MbhS(2\pi/P)H_a \\ &= 2\pi^{5/2}b(A^{1/2}/Q)(\lambda h/P)H_a \end{aligned} \quad (3-6)$$

となる。

振幅 H_p の駆動磁界が印加されたとき、VBL対が受けるジャイロ力は、VBL対が対であることから、付録Aで概説した式(A-16)の右辺第1項で表される孤立VBL対が受けるジャイロ力を2倍し、次式で表される。

$$\begin{aligned} F_g &= 2(2\pi M/\gamma)(\alpha\gamma\Delta_0H_p)h \\ &= 2\sqrt{2\pi}\{\alpha(A/Q)^{1/2}\}hH_p \end{aligned} \quad (3-7)$$

上式で α はダンピング定数である。ここでは、VBL近傍の磁壁速度として式(A-24)で表されるハードウォールの移動速度を仮定している。

ポテンシャルウェルは、VBL対のビット安定性から、VBL対間に作用する吸引力による情報列の乱れ(クラスタ化)を防ぐのに十分な振幅に設定しなけれ

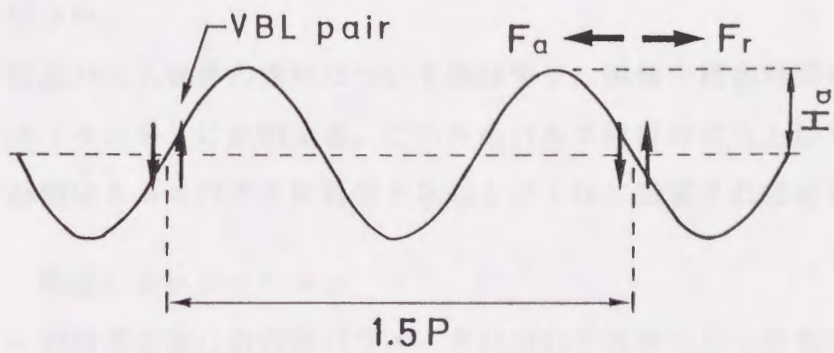


図 3 - 1 4 ポテンシャルウェル中の V B L 対に作用する力

ばならない。一方、VBL対を次のビット位置に転送するためにはポテンシャルウェルを乗り越えるようなジャイロ力を駆動磁界によりVBL対に与える必要がある。したがって、安定に転送を行うためには $F_a < F_r < F_g$ の条件を満たすように H_a 、 H_p を設定すればよい⁴⁰⁾。簡単化のために $0.5 \mu\text{m}$ バブル材料の A 、 Q 、 α は $5 \mu\text{m}$ バブル材料と同じであるとし、 l 、 h 、 P は $5 \mu\text{m}$ バブル材料の $1/10$ であるとする。このとき $0.5 \mu\text{m}$ バブル材料における F_a は $5 \mu\text{m}$ バブル材料と同じになる。 F_r 、 F_g については先に示した関係を $5 \mu\text{m}$ バブル材料と同じ比率で保つには H_a 及び H_p をそれぞれ $5 \mu\text{m}$ バブル材料のときの 10 倍に設定すればよい。

次に転送パルス磁界の波形について検討する。磁壁の緩和時間は次節で示すように $1/(4\pi M)$ に比例する。このためパルス磁界の立ち上がり時間及び立ち下がり時間は $5 \mu\text{m}$ バブル材料のときの $1/10$ に設定すればよい。

(2) 転送シミュレーション

(1)の結果を基に各設計パラメータについてスケーリングを行い、 $0.5 \mu\text{m}$ バブル材料における転送シミュレーションを行った。このとき $5 \mu\text{m}$ バブル材料の場合と同様にダンピング定数 α とジャイロ磁気定数 γ をパラメータとした。面内磁化膜は残留磁束密度 5000 Gauss 、パターン周期 $0.25 \mu\text{m}$ 、幅 $0.125 \mu\text{m}$ 、厚さ 27 \AA 、磁性ガーネット膜とのスペーサ厚 $0.05 \mu\text{m}$ であり、振幅 4 Oe のポテンシャルウェルを発生する。ストライプ磁区の周期は $1.2 \mu\text{m}$ 、一定バイアス磁界及び一様面内磁界はそれぞれ 250 Oe 及び 35 Oe とした。またパルスバイアス磁界は $5 \mu\text{m}$ バブル材料の場合と同様に非対称三角波を用いており、立ち上がり時間 40 ns 、立ち下がり時間 500 ns とした。シミュレーション結果より、このような波形を持つパルスバイアス磁界を印加することでビット転送が可能であることがわかった。これは磁壁が 500 ns 以内で十分に緩和することを意味しており、VBL対をデューティ 50% で約 1 MHz 駆動できる可能性があるといえる。図3-15にジャイロ磁気定数 γ を 1.2×10^7 及び $1.8 \times 10^7 (\text{Oe} \cdot \text{s})^{-1}$ としたときのダンピング定数 α のパルスバイアス磁界振幅マージンに対する影響を示す。実線($\gamma = 1.2 \times 10^7 (\text{Oe} \cdot \text{s})^{-1}$)と破線($\gamma = 1.8 \times 10^7 (\text{Oe} \cdot \text{s})^{-1}$)はビット転

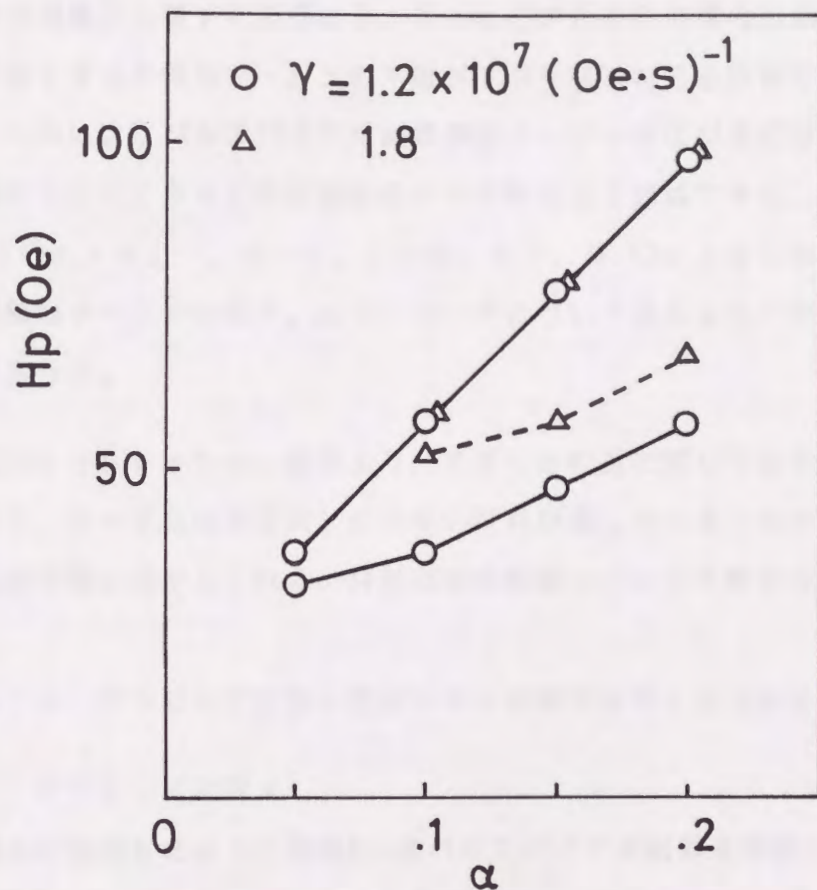


図 3 - 1 5 0.5 μm バブル材料における V B L 転送のパルス磁界
 振幅マージンに対するダンピング定数 α の影響

ジャイロ磁気定数 γ : 実線 $1.2 \times 10^7 \text{ (Oe}\cdot\text{s)}^{-1}$
 破線 $1.8 \times 10^7 \text{ (Oe}\cdot\text{s)}^{-1}$

送する駆動磁界振幅の上限及び下限を示している。VBL対のビット転送には5 μm バブル材料のときの約10倍のパルスバイアス磁界振幅が必要であった。ダンピング定数 α については、0.5 μm バブル材料の場合も5 μm バブル材料の場合と同様、 α が増加するにしたがいマージンが改善されている。

ジャイロ磁気定数 γ の影響は0.5 μm バブル材料の場合は顕著に現れており、 γ を小さくすると転送マージンの下限が下がり転送特性を改善できることがわかった。これによりパルスバイアス磁界振幅マージンが広がるだけでなく、駆動磁界振幅を小さくできるため駆動回路での消費電力を低減できる。 $\gamma = 1.2 \times 10^7 (\text{Oe} \cdot \text{s})^{-1}$ 、 $\alpha = 0.1$ の時、 $47.5 \text{ Oe} \pm 21\%$ のパルスバイアス磁界振幅マージンを得た。エラーモードについては5 μm バブル材料の場合と同様であった。

以上のシミュレーション結果より、VBLの転送に関してはダンピング定数 α が大きく、ジャイロ磁気定数 γ が小さい材料が適していることがわかった。次節では転送特性に対するこれらの材料定数の影響について考察する。

3-4-3 ダンピング定数 α 及びジャイロ磁気定数 γ についての検討

(1) ダンピング定数 α

付録Aに概説したように振幅 H_p のパルスバイアス磁界を印加したときのVBLのない磁壁(ソフトウォール)の移動速度 V_{soft} は式(A-12)より次式で表される。

$$V_{\text{soft}} = (\gamma \Delta_0 / \alpha) H_p \quad (\text{A-12})$$

それに対してVBL近傍の磁壁(ハードウォール)の移動速度は V_{hard} は式(A-24)より、

$$V_{\text{hard}} = \alpha \gamma \Delta_0 H_p \quad (\text{A-24})$$

と表される。したがって式(A-12)及び(A-24)より、VBLのある部分とない部分の磁壁ではその移動速度の比は次式のようなになる。

$$V_{\text{soft}} / V_{\text{hard}} = 1 / \alpha^2 \quad (\text{3-8})$$

式(A-24)より α の増加にしたがいハードウォールの移動速度が増加し、その結果、VBLに作用するジャイロ力が増大する。また、ソフトウォールとハードウォールの移動速度の比は式(3-8)からわかるように α が大きくなるにしたがい小さくなる。このためデータパターンの違いから生じる磁壁移動速度の差が緩和される。以上の理由によってダンピング定数 α を大きくすると転送特性が改善される⁴⁰⁾。

(2) ジャイロ磁気定数 γ

次にジャイロ磁気定数 γ についての検討を行う。簡単化のために図3-16に示すようにグルーピングがなくそれぞれの磁区幅が等しい状態(消磁状態)において、VBL近傍の磁壁(ハードウォール)の緩和時間を導出する。バイアス磁界 H_p を印加した場合の磁壁の動特性は磁壁位置を y とすると次式で表される⁴¹⁾。

$$m_D \ddot{y} + \beta \dot{y} + k y = 2 M H_p \quad (3-9)$$

上式の $m_D = (1 + \alpha^2) / (2 \pi \gamma^2 \Delta_0)$ は"döring mass"と呼ばれ磁壁の質量に相当する。また、 β 及び k はそれぞれ磁壁の定常速度及び磁壁が受ける実効磁界の変化を考慮した係数である。左辺第1項は微小項であるので無視すると、上式の時定数 τ 、すなわち磁壁の緩和時間は次のようになる。

$$\tau = \beta / k \quad (3-10)$$

ここでは、VBL近傍の磁壁の移動速度としてハードウォールの移動速度を仮定すると、式(A-24)より定常状態における磁壁速度は、

$$\dot{y} = 2 M H_p / \beta = \alpha \gamma \Delta_0 H_p \quad (3-11)$$

であり、上式より β は次式で表される。

$$\beta = 2 M / (\alpha \gamma \Delta_0) \quad (3-12)$$

次に、 k を求める。消磁状態における磁区幅を W とし、バイアス磁界 H_p 印加後の磁壁安定位置までの移動距離を Δy とする。磁壁からの減磁界は等価電流法により磁壁に沿って流れる電流密度 $2 M$ (emu/cm)の仮想電流が作る磁界として計算で

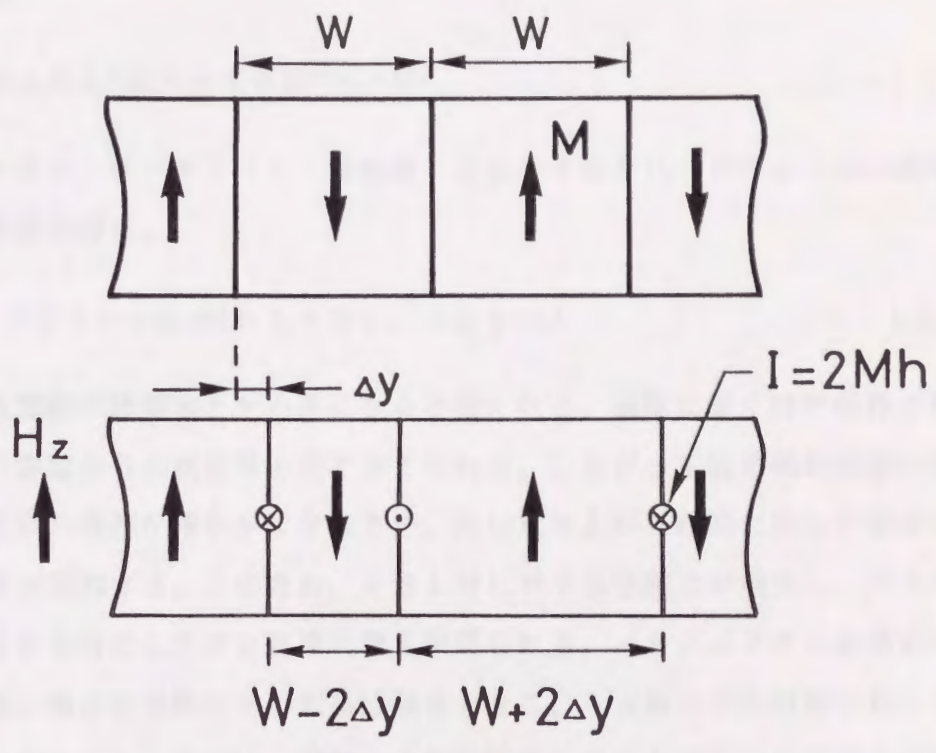


図 3 - 1 6 バイアス磁界 H_p 印加前後における磁壁位置

きる⁴²⁾。この等価電流をさらに $2Mh$ の線電流で近似することにより、このときの減磁界の変化分 ΔHb は次式で求まる。

$$\begin{aligned}\Delta Hb &= 2Mh \left\{ 1 / (W - 2\Delta y) - 1 / (W + 2\Delta y) \right\} \\ &\approx 2Mh (4\Delta y / W^2)\end{aligned}\quad (3-13)$$

これより k は

$$k = 2M\Delta Hb / \Delta y = 16M^2h / W^2 \quad (3-14)$$

となり、 $h = 8\lambda$ 、 $W = 8\lambda$ (λ : 特性長)と仮定するとハードウォールの緩和時間として次式を得る。

$$\tau = W^2 / (8\alpha\gamma\Delta_0Mh) = 2Q / (\alpha\gamma M) \quad (3-15)$$

上式より磁壁緩和時間は γ が小さくなると長くなる。磁壁に働く有効磁界は駆動磁界と他の磁壁からの減磁界の差で与えられる。したがって磁壁緩和時間が長い場合、減磁界の増加が緩やかになるため、同じ立ち上がり時間に対して磁壁に働く有効磁界が増加する。このため、VBL対に対する駆動力が増大し、パルスの立ち上がりを急峻にしたと同様の効果が得られる。パルスバイアス磁界の立ち上がりが緩い場合には特にその効果は顕著となる。5 μ mバブル材料において γ の影響がみられなかったのは、印加した駆動磁界の立ち上がりが磁壁緩和時間に対して十分に急峻であったためである。

3-5 駆動磁界発生用磁気及び電子回路

VBLの転送では立ち上がりが急峻で、立ち下がりが緩やかな非対称パルスバイアス磁界により転送に方向性をつける。シミュレーション結果から非対称三角波パルス磁界によりVBLを安定に転送できることがわかった。図3-17に非対称三角波パルス磁界を発生させる基本的な磁気及び電子回路を示す。磁気回路は磁界の均一性をよくするために対称性を考慮して三脚フェライトコアを用いる。コア中央の脚は素子を入れるギャップ（面積： $20 \times 20 \text{ mm}^2$ 、間隔：1.5 mm）を持ち、その両側の脚は一定バイアス磁界を発生する永久磁石を入れるギャップ（面積： $10 \times 10 \text{ mm}^2$ 、間隔：0.5 mm）を有している。転送パルス磁界発生用には2巻のコイルを用いる。このコイルの自己インダクタンスLは $1.0 \mu\text{H}$ であり、1 A当り12.6 Oeの磁界を発生する。したがって振幅 H_p の転送パルス磁界を発生する電流振幅 I_p は次式で求まる。

$$I_p = H_p / 12.6 \quad [\text{A}] \quad (3-16)$$

電子回路はコイル、抵抗、ダイオード及びパルス発生器で構成できる。パルスの立ち下がり時にはコイルに蓄えられたエネルギーがダイオードを通して抵抗で消費され、その立ち下がり時間は抵抗値をRとすると回路の時定数 L/R で決まる。振幅 I_p 、立ち上がり時間 T_r の転送パルス電流を発生させるためには次式で表される電圧 V_p が必要となる。

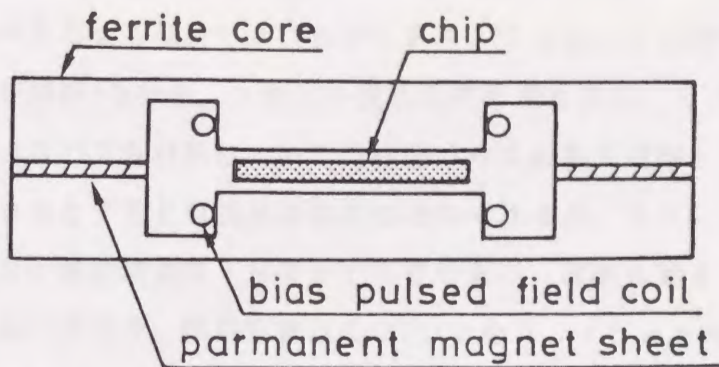
$$V_p = L I_p / T_r \quad [\text{V}] \quad (3-17)$$

VBL対転送時の駆動回路における消費電力 P_w は駆動周波数を f とすると

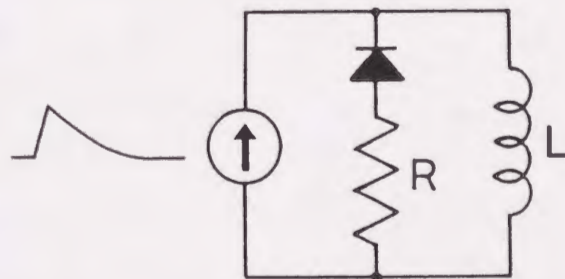
$$P_w = (1/2) L I_p^2 f \quad [\text{W}] \quad (3-18)$$

である。

式(3-16)～(3-18)によって $5 \mu\text{m}$ 及び $0.5 \mu\text{m}$ バブル材料における各値を計算した結果を表3-2にまとめる。 $5 \mu\text{m}$ バブル材料については3-4節のシミュレーション結果を基に振幅5 Oe、立ち上がり時間100 nsの転送パルス磁界がビット転送に必要であるとすると電流及び電圧はそれぞれ



(a)



(b)

図 3 - 1 7 V B L 駆動用パルスバイアス磁界発生回路

- (a) 磁気回路
- (b) 電子回路

表 3 - 2 駆動回路における電流、電圧振幅及び消費電力

material	Hp(Oe)	Tr(ns)	Ip(A)	Vp(V)	Power(W)
5 μm	5	100	.4	4	.04 (500 kHz)
.5 μm	50	40	4	100	8 (1 MHz)

0.4 A、4 Vとなる。また、VBLの転送時の駆動回路における消費電力は駆動周波数500 kHzの場合で40 mWである。5 μ mバブル材料を用いた場合、記憶容量は16 Mbitとなり、1ビット当りの消費電力は2.5 nW程度と見積られる。0.5 μ mバブル材料については転送パルス磁界を振幅50 Oe、立ち上がり時間40 nsとすると電流及び電圧はそれぞれ4 A、100 Vとなる。このときの消費電力は駆動周波数1 MHzで8 Wであり、改善を要する。0.5 μ mバブル材料を用いた場合、記憶容量は1 Gbitとなり、1ビット当りの消費電力は8 nW程度と見積られる。

3-6 結言

本章では、計算機シミュレーションを中心にビット位置規定用ポテンシャルウェルの周期や発生方法及び磁性ガーネット膜の材料特性について検討を加え、フィールドアクセス方式における転送路の設計及びVBLの転送特性の改善のうえで以下に要約するような有益な知見を得た。

3-2節では、ポテンシャルウェル周期についてシミュレーションにより検討を加えた。VBL対間に働く相互作用（吸引及び交換作用）によってVBL対近傍のポテンシャルウェルの波形が乱されることを示した。このためVBL間の相互作用に等価な磁界とポテンシャルウェルとの合成磁界の波形を基に、ポテンシャルウェル周期の適正化を行う必要があることを明らかにした。VBL間の相互作用は磁性ガーネット膜の材料定数に依存することから、ポテンシャルウェル周期は材料定数と整合をとる必要があることがわかった。この材料の場合、適正なポテンシャルウェル周期は $1.5\ \mu\text{m}$ であった。

3-3節では、ポテンシャルウェルの発生方法とそのとき生じるポテンシャルウェルの計算方法について述べた。面内磁化膜パターンの発生するポテンシャルウェルは線磁荷が発生する磁界として計算でき、その結果、ポテンシャルウェルの振幅は面内磁化膜の膜厚及び磁性ガーネット膜とのスペーサ厚により制御できることを示した。また垂直磁化膜によっても同様なポテンシャルウェルが得られ、ポテンシャルウェルは垂直磁化膜の上下面の面磁荷が発生する磁界で計算できることを述べた。孤立VBLの持つエネルギーの式よりイオン注入及び磁性膜段差から生じるポテンシャルウェルの計算式を導出した。その結果、それぞれ特性因子の6%の変調及び膜厚の3%の段差によりVBL対のビット位置規定に用いる振幅 $1\ \text{Oe}$ のポテンシャルウェル（周期 $1.5\ \mu\text{m}$ ）を発生できることがわかった。また、Cr膜及び導体電流によるポテンシャルウェルの発生方法について述べた。

3-4節では、具体的な転送路を仮定してストライプ磁区側壁部におけるVBL対の転送シミュレーションを $5\ \mu\text{m}$ 及び $0.5\ \mu\text{m}$ バブル材料について行った。 $5\ \mu\text{m}$ バブル材料において非対称三角波パルスバイアス磁界（立ち上がり時間 $100\ \text{ns}$ 、立ち下がり時間 $1\ \mu\text{s}$ ）によってVBL対を安定にビット転送でき

ることを示し、 $4.25 \text{ Oe} \pm 23\%$ のパルス磁界振幅マージンを得た。 $0.5 \mu\text{m}$ バブル材料においては転送条件の設定に際して VBL に作用する力の関係式から $5 \mu\text{m}$ バブル材料の値を基にスケーリングを行い、高密度化を進めたときの転送に関する設計指針を得た。周期 $0.25 \mu\text{m}$ 、振幅 4 Oe のポテンシャルウェルにおいて、 $5 \mu\text{m}$ バブル材料のときの約 10 倍の振幅を持つ三角波パルス磁界（立ち上がり時間 40 ns 、立ち下がり時間 500 ns ）によって VBL 対を安定にビット転送できることを示し、 $47.5 \text{ Oe} \pm 21\%$ のパルス磁界振幅マージンを得た。磁性ガーネット膜の材料特性について検討を加えた結果、ダンピング定数 α を増加しジャイロ磁気定数 γ を小さくすると、VBL に作用する駆動力が増加することにより VBL 対の転送特性が改善されることがわかった。

3-5 節では、VBL 対の転送に必要な非対称三角波パルスバイアス磁界を発生させるための基本的な磁気及び電子回路を示した。さらにこの回路を用いた場合のパルス磁界の発生に必要な電流、電圧振幅及び転送時の消費電力を見積った。その結果、消費電力は $5 \mu\text{m}$ バブル材料においては 40 mW （駆動周波数： 500 kHz ）、 $0.5 \mu\text{m}$ バブル材料においては 8 W （駆動周波数： 1 MHz ）となった。実用素子としては電子及び磁気回路等の改善により更に消費電力を低減する必要がある。

第4章 Cr膜ビットパターンにおける垂直ブロッホラインの転送特性⁴³⁾

4-1 序言

フィールドアクセス方式におけるビット位置規定方法の一つとして磁歪磁気異方性の変調を利用する方法がある。3-3節で述べたように、この磁歪磁気異方性の発生方法として磁性ガーネット膜中にイオン注入を行う方法の他に、短冊状にパターンニングしたCr膜エッジ部から生じる応力を利用する方法が提案されている¹⁶⁾。フィールドアクセス方式による転送では短冊状CoPt膜パターンによりビット位置を規定された素子においてビット転送が確認されている⁴⁴⁾。しかしながら磁性膜パターンをビット位置規定に用いる方法においてはパターンの微細化を進めた場合、磁性膜パターンエッジ部の磁荷から生じる減磁界のために一様に磁化するのが困難となる。これに対して磁歪磁気異方性の変調によるビット位置規定は、減磁界の問題がないため、特に高密度化を進めたときには有効なポテンシャルウェルの発生方法の一つであるといえる。

ビット位置規定に用いるにはそれがVBLに対して発生するポテンシャルウェルの振幅及び周期を適正化する必要がある。しかしながら、Cr膜パターンによって生じる磁歪磁気異方性の変調が発生するポテンシャルウェルについては定量的評価はなされておらず、ポテンシャルウェルの波形は明らかになっていない。また、磁歪磁気異方性の変調がVBLに対して発生するポテンシャルウェルを明らかにすることは、VBL対の転送路の設計指針を得るだけでなく、ゲート動作の導体パターンがVBLの移動に対して与える影響を検討するうえでも有効である。

本章ではまずCr膜パターンより生じる磁歪磁気異方性の変調がVBL対に対して発生するポテンシャルウェルを解析するためのシミュレーションモデルを提案する。また、このシミュレーションによるポテンシャルウェルの解析結果について述べる。次に、ビット位置規定用Cr膜パターンを有する試作素子においてパルスバイアス磁界による孤立VBL対のビット転送実験を行った結果について述べ、Cr膜ビットパターンにおけるVBL対の転送特性について検討する。

4-2 ビット位置規定用ポテンシャルウェルの解析

4-2-1 解析モデル

本節ではCr膜が発生するVBLに対するポテンシャルウェルの解析を行う。このためCr膜パターンが磁性ガーネット膜に及ぼす応力の分布を計算する⁴⁵⁾。図4-1は計算に用いたモデル図である。磁性ガーネット膜上にスペーサを介して短冊状にパターンニングされたCr膜を周期的に配している。このCr膜パターンはy方向に無限に長いとする。Cr膜パターンから作用する力はエッジ部に集中することから、この力を次式で表されるy方向に一様な線応力Fsとする。各線応力Fsはそれぞれパターンの両エッジ部でx方向に逆向きに作用する力となる。

$$F_s = -\sigma_m t \quad (4-1)$$

上式でtはCr膜の膜厚、 σ_m はCr膜の面応力である。スペーサ、磁性膜及び基板の弾性定数が等しいと仮定することにより、磁性膜中の応力の分布は2次元の弾性問題としてDishmannにより解かれている⁴⁵⁾。

$$\begin{aligned} \sigma_{xx} &= - (2 F_s / \pi) (x^3 / r^4) \\ \sigma_{zz} &= - (2 F_s / \pi) (x z^2 / r^4) \\ \sigma_{yy} &= \nu (\sigma_{xx} + \sigma_{zz}) \\ \sigma_{xz} &= - (2 F_s / \pi) (x^2 z / r^4) \\ r &= (x^2 + z^2)^{1/2} \end{aligned} \quad (4-2)$$

上式でx、y及びzはxyz座標系における位置、 σ は線応力Fsにより生じる各応力成分を表しており、 ν はポアソン比である。この応力により生じる磁歪磁気異方性はCr膜パターンの長手方向(y軸)と $[0\bar{1}1]$ 軸とのなす角を ϕ とすると磁歪定数 λ_{100} 、 λ_{111} から次式で導かれている。

$$\begin{aligned} K_{xx} &= -3/2 \lambda_{111} \sigma_{xx} - 3/2 (\lambda_{100} - \lambda_{111}) [1/6 (\sigma_{xx} - \sigma_{yy}) \\ &\quad - (1/3) \sqrt{2} \sigma_{xz} \cos 3\phi] \\ K_{yy} &= -3/2 \lambda_{111} \sigma_{yy} - 3/2 (\lambda_{100} - \lambda_{111}) [-1/6 (\sigma_{xx} - \sigma_{yy}) \\ &\quad + (1/3) \sqrt{2} \sigma_{xz} \cos 3\phi] \end{aligned}$$

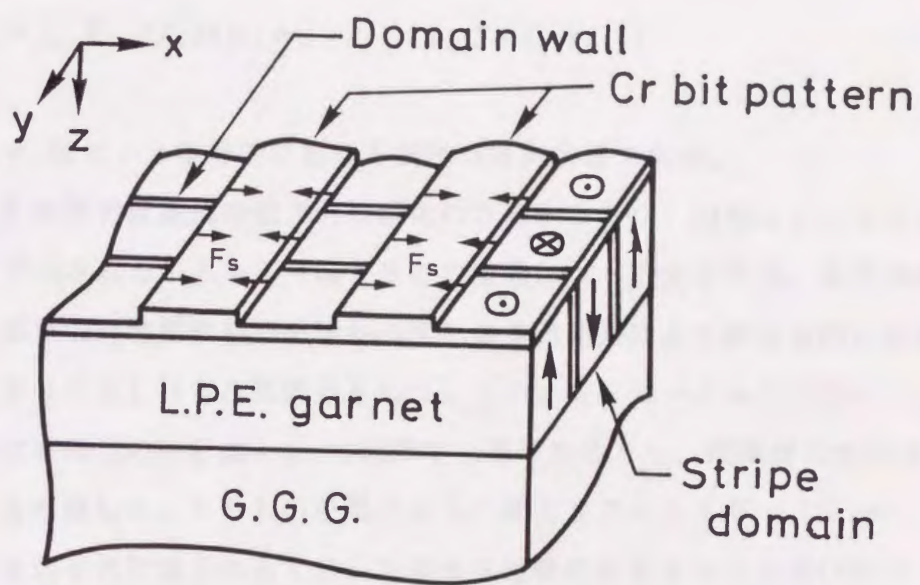


図 4 - 1 Cr 膜パターンが発生する
ポテンシャルウェル解析のモデル図

$$\begin{aligned}
K_{zz} &= -3/2 \lambda_{111} \sigma_{zz} \\
K_{xy} &= -3/2 (\lambda_{100} - \lambda_{111}) [(1/3) \sqrt{2} \sigma_{xz} \sin 3\phi] \quad (4-3) \\
K_{yz} &= -3/2 (\lambda_{100} - \lambda_{111}) [(1/3) \sqrt{2}] (\sigma_{xx} - \sigma_{yy}) \sin 3\phi \\
K_{xz} &= -3/2 \lambda_{111} \sigma_{xz} - 3/2 (\lambda_{100} - \lambda_{111}) [2/3 \sigma_{xz} \\
&\quad - (1/3) \sqrt{2}] (\sigma_{xx} - \sigma_{yy}) \cos 3\phi]
\end{aligned}$$

上式の磁歪磁気異方性の変調により生じるエネルギーは次式で表される。

$$E = \sum_{i,j} K_{ij}(x,z) \alpha_i \alpha_j \quad (i, j = x, y, z) \quad (4-4)$$

上式の α_i は $x y z$ 座標系における磁化の方向余弦である。

VBL近傍では磁壁接線方向に磁化の方向が 180° 回転しているため式(4-4)で表されるエネルギーはVBLの位置によって変化する。実際の磁性ガーネット膜では磁性膜表面の磁極から生じる浮遊磁界により膜面方向にも磁化がねじれておりVBLは3次元構造をもつ。このシミュレーションにおいては磁壁法線方向には磁化の向きは $\pi \Delta_0$ の範囲で一様であるとし、磁壁面における磁化の方向変化を考慮した。VBLの位置によって変化するエネルギー(E_{pot})は、上式によりそれぞれ計算されるVBLを有する磁壁のエネルギー($E(VBL)$)からVBLのない磁壁(ブロッホ磁壁)のエネルギー($E(Bloch)$)を差し引いて次式で定義し、VBL対の中心位置で代表する。

$$E_{pot} = (E(VBL) - E(Bloch)) \pi \Delta_0 \quad (4-5)$$

応力及び磁化の向きはともに膜厚方向に変化している。そのため単位長さあたりのポテンシャルエネルギーは、磁性膜を膜厚方向に分割し各層での応力及び磁化の方向余弦から求めたその層のエネルギー $E_{pot}(z)$ より、次式で計算する。

$$E_{pot} = (1/h) \Delta z \sum_z E_{pot}(z) \quad (4-6)$$

上式で Δz は数値計算における膜厚方向の空間的な刻み幅である。各層の磁化の方向は磁性膜表面の磁極からの浮遊磁界を考慮した分散定数モデルによる解析結果を用いた²²⁾。磁気異方性に変調がある場合には磁化構造がその変調により変化

するが、解析においてはこの磁化構造の変化は無視している。Cr膜パターンにより生じる磁歪磁気異方性の変調は磁性ガーネット膜が本来持つ一軸磁気異方性定数 K_u と比較すると、次節で述べる解析条件においては最も変調の大きい磁性ガーネット膜表面付近では約20%、磁性膜中央では5%以下であった。ポテンシャルエネルギー E_{pot} に等価な磁界は次式で表される。

$$H_{pot} = E_{pot} / (2\pi\Delta_0 M) \quad (4-7)$$

4-2-2 解析結果

前節の式による短冊状Cr膜が発生するポテンシャルウェルの解析結果について述べる。シミュレーションに用いた磁性ガーネット膜の材料定数を表4-1に示す。 λ_{100} 及び λ_{111} は磁性ガーネット膜の組成比からの計算値を用いた⁴⁶⁾。面応力 σ_m はニュートンリング法⁴⁷⁾による応力の測定結果より 1.0×10^{10} dyn/cm²とした。図4-2はポテンシャルウェルのCr膜パターン方向依存性であり、磁性ガーネット膜の結晶方位を考慮してパターンの方向を30°おきに変えている⁴⁸⁾。図中の軸方向はCr膜パターンの長手方向を表している。Cr膜パターンは周期12 μ m、幅6 μ m、膜厚0.05 μ mとし、磁性ガーネット膜とのスペーサ厚は0.05 μ mとした。ポテンシャルウェルの波形は、この場合、周期が長いため矩形波に近くなっているが、周期を短くするとほぼ正弦波状になることを確認した。このポテンシャルエネルギーの極小点がVBL対の安定位置となる。したがってCr膜パターンのギャップがVBL対の安定位置となり、ポテンシャルウェル周期はCr膜パターン周期に等しい。磁性ガーネット膜の3回対称異方性のためCr膜パターンの方向によりポテンシャルウェルの波形は異なっており、Cr膜パターンを $[\bar{1}\bar{1}2]$ 、 $[1\bar{2}\bar{1}]$ 方向に配すると対称な波形が得られることがわかる。パターンを $[0\bar{1}1]$ 、 $[1\bar{1}0]$ 方向に配した場合はポテンシャルウェルの波形は対称にならないがビット安定性は問題ない。ストライプ磁区端部では直線部に比べて磁壁の動きが複雑であり同一パルスに対するVBLの転送特性が直線部とは異なる。このときCr膜パターンをストライプ磁区端部で磁壁法線方向に配してビット位置とすることでストライプ磁区端部と直線部でのVBL転送について整合をとることが可能といえる。

表4-1 材料定数 (5 μmバブル用ガーネット膜)

組成: $Y_{1.75}Sm_{0.17}Lu_{0.17}Ca_{0.91}(FeGe)_5O_{12}$

名 称	記号	数 値	単 位
飽和磁束密度	$4\pi M$	182	Gauss
一軸磁気異方性定数	Ku	7960	erg/cm ³
交換ステフィネス定数	A	1.73×10^{-7}	erg/cm
膜厚	h	4.12	μm
特性長	λ	0.563	μm
ストライプ磁区幅	w	4.71	μm
コラプス磁界	Hco	84.0	Oe
磁歪定数	λ_{100}	0.12×10^{-6}	
	λ_{111}	-1.55×10^{-6}	

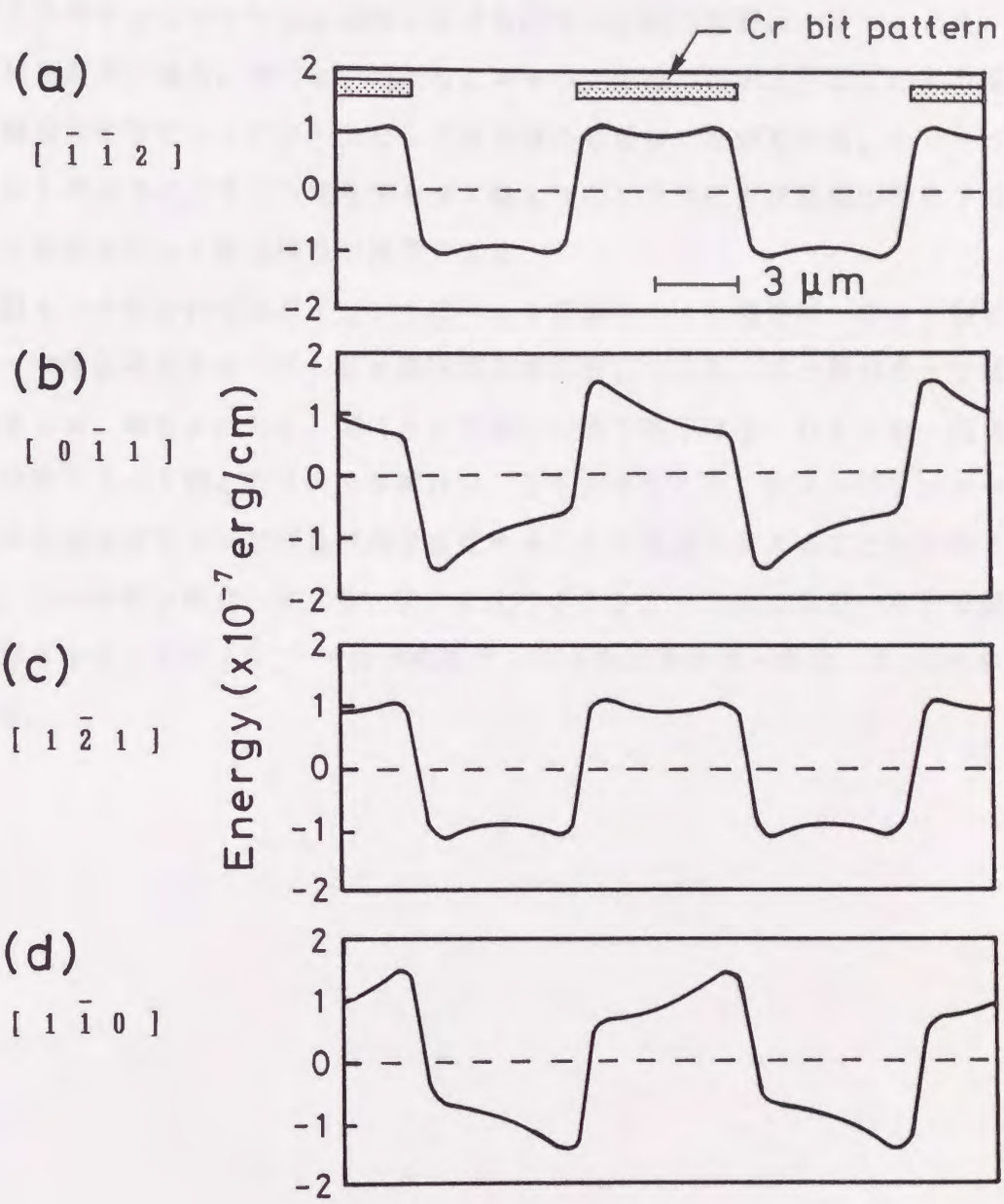


図 4 - 2 ポテンシャルウェルの Cr 膜パターン方向依存性

図4-3は周期を $12\mu\text{m}$ としてCr膜パターン幅をそれぞれ(a) $2\mu\text{m}$ 、(b) $6\mu\text{m}$ 及び(c) $10\mu\text{m}$ としたときの解析結果である。パターンの方向は $[\bar{1}\bar{1}2]$ 方向とし、他の解析条件は図4-2の解析における値と同じである。図よりポテンシャルウェル振幅に対するパターン幅の影響は小さい。また、ビット周期が長い場合、図(a)のようにギャップ部分が長いとVBLの安定位置が不確定となりビットパターンとしては不適當であることがわかる。したがって図(c)のようにパターン幅をギャップ幅より広くすれば安定位置が確定するため、より良好なビット転送特性が期待できる。

図4-4はそれぞれポテンシャルウェル振幅の(a)磁性ガーネット膜とのスペーサ厚依存性及び(b)Cr膜厚依存性を示している。Cr膜パターンは周期 $12\mu\text{m}$ 、幅 $6\mu\text{m}$ とし、図(a)ではCr膜の膜厚は $0.05\mu\text{m}$ 、図(b)ではガーネット膜とのスペーサ厚は $0.05\mu\text{m}$ とした。図よりポテンシャルウェルの振幅はスペーサ厚及び膜厚を変えることで適正化できることがわかる。また、この材料の場合、式(4-7)によりポテンシャルエネルギーを等価磁界に換算すると、 $1 \times 10^{-7} \text{ erg/cm}$ のポテンシャルエネルギーが 6.5 Oe に相当する。

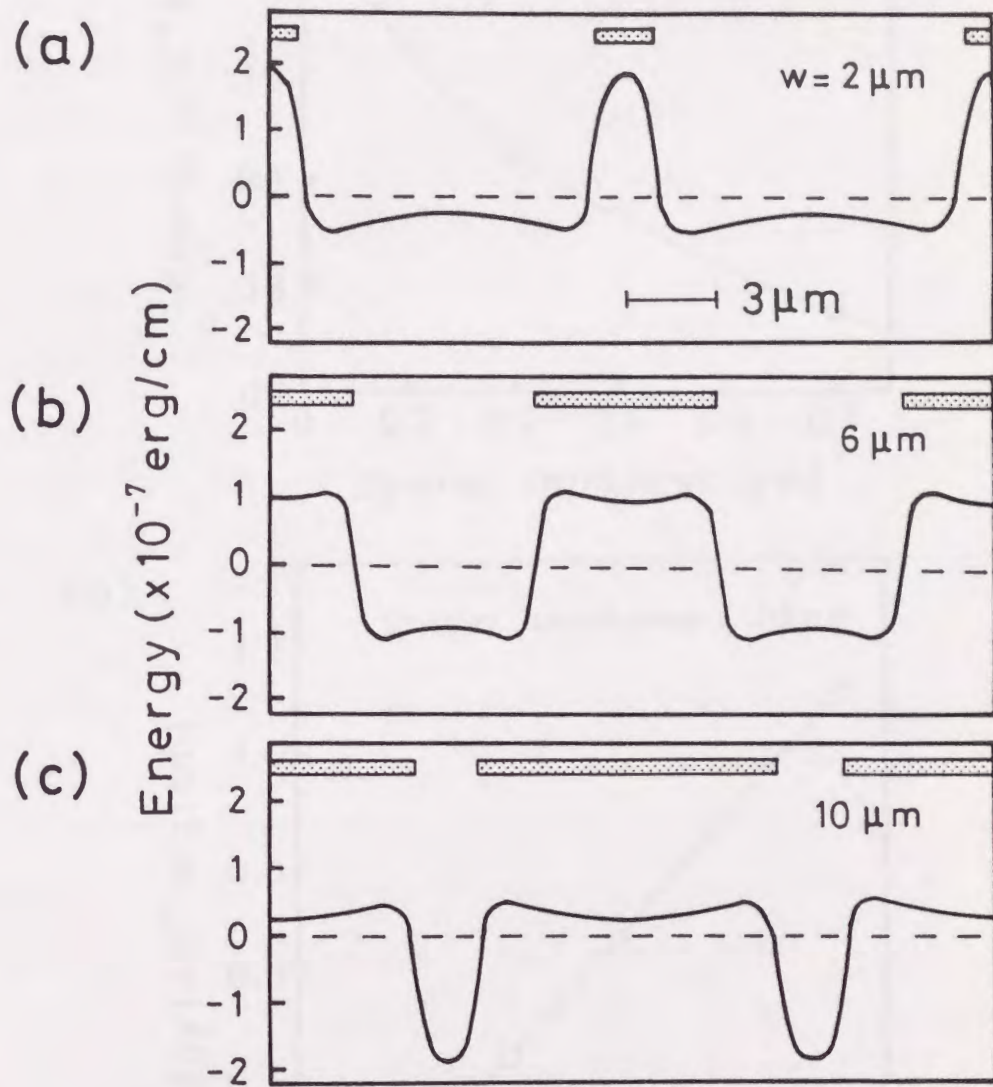


図 4-3 ポテンシャルウェルの Cr 膜パターン幅依存性

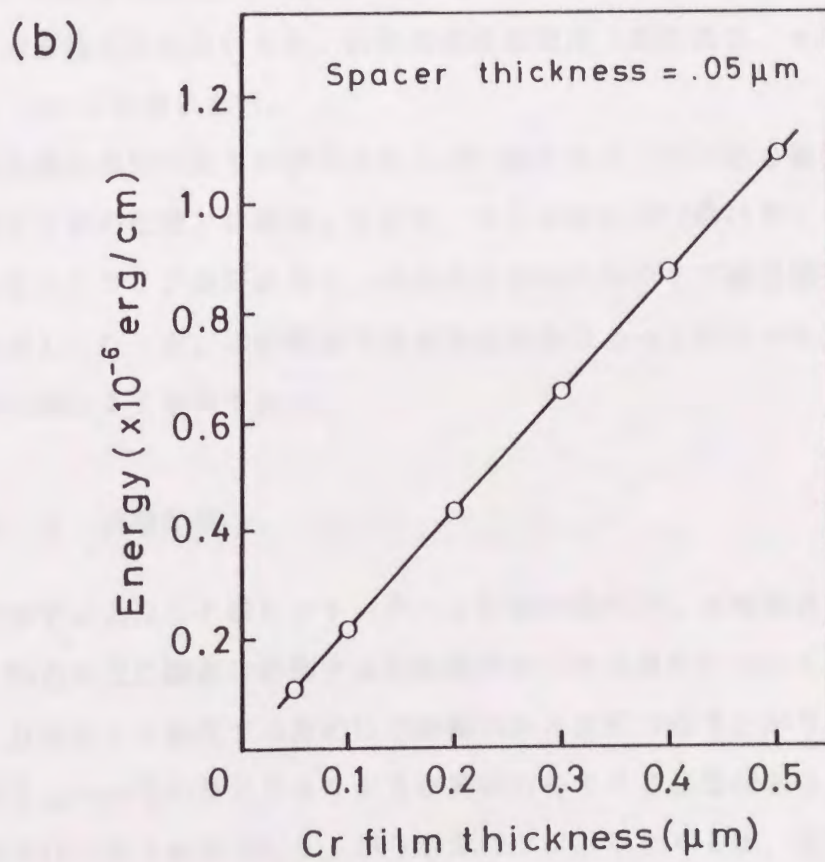
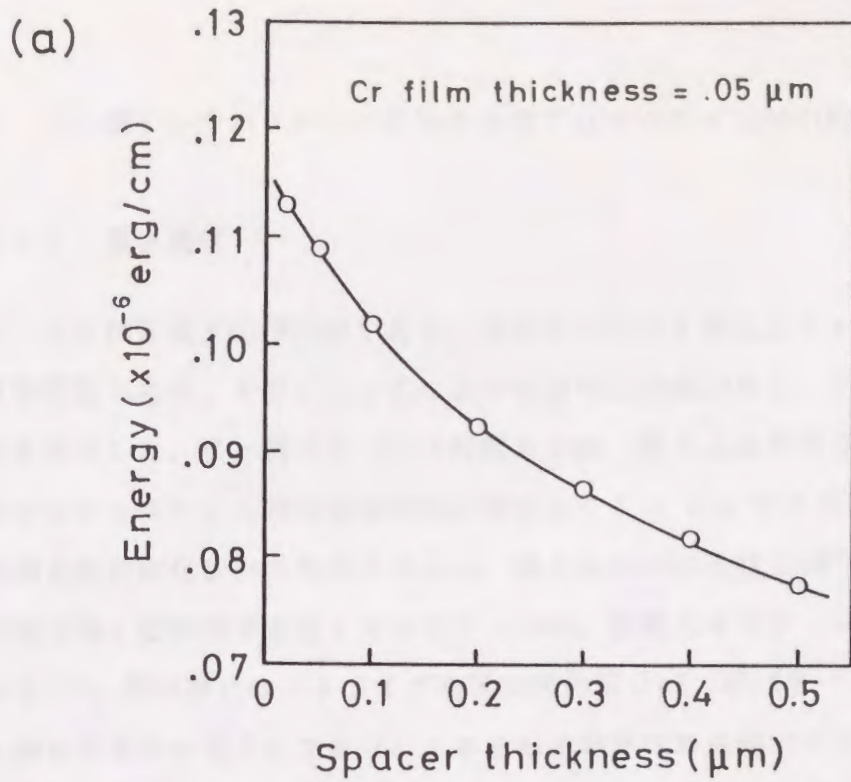


図 4 - 4 Cr 膜パターンが発生するポテンシャルウェル振幅

(a) スペース厚依存性

(b) Cr 膜厚依存性

4-3 Cr膜ビットパターンにおける垂直ブロッホライン対の転送特性実験

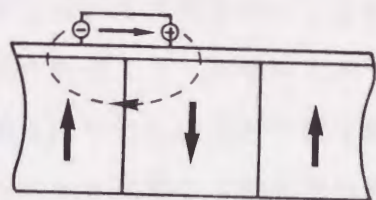
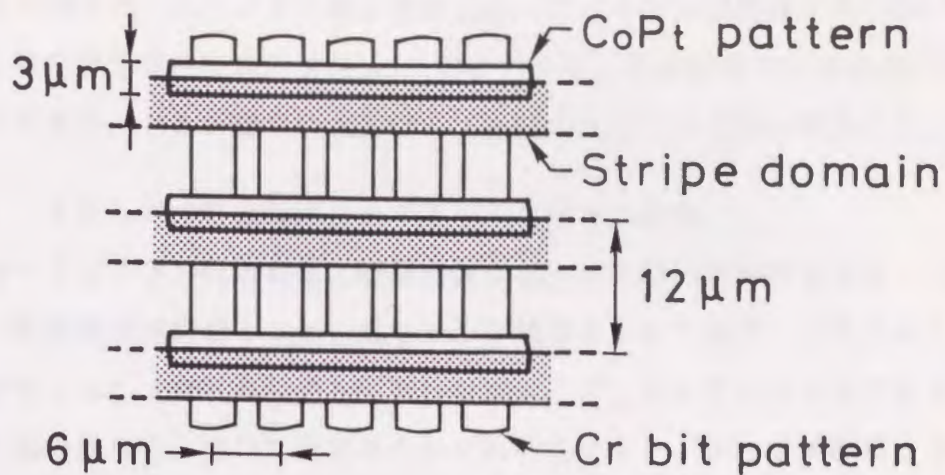
4-3-1 素子構成

図4-5は試作素子の構成図である。磁性ガーネット膜上にCr膜を0.12 μm 直接蒸着した後、ドライエッチにより短冊状に表面から0.08 μm の深さの段差を形成した。Cr膜パターンは周期6 μm 、幅4 μm であり、それが発生するポテンシャルウェルの振幅は前節の解析より13 Oeである。ストライプ磁区は短軸方向に磁化された周期12 μm 、幅3 μm の短冊状CoPt膜パターン(面内磁化膜:飽和磁束密度12900 Gauss、保磁力680 Oe)で安定化されている¹²⁾。導体層にはストライプ磁区安定化用CoPt膜パターンを囲むように2重に渦巻状導体が配されており、1本を転送磁界印加に他方をVBL観察に用いる。このように安定化されたストライプ磁区においてはVBLの観察にはロッキング法を適用できないため、高周波磁壁振動法(周波数2.4 MHz、振幅5.4 Oe)を用いた⁸⁾。

転送実験は磁壁の動きが滑らかなCoPt膜のギャップにある磁壁(図中ストライプ磁区下側の磁壁)に着目しており、21本のCoPt膜パターンによって安定化されたストライプ磁区のうち、中央の5本のストライプ磁区磁壁中の孤立VBL対に対して行った。この範囲では渦巻状導体によって印加されるパルスバイアス磁界の差は1%以内である。

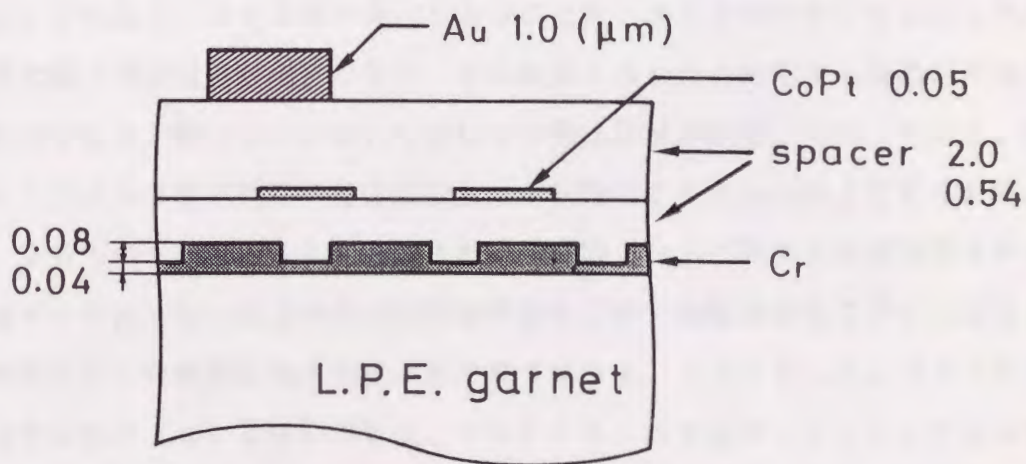
4-3-2 実験結果

試作素子によりCr膜ビットパターンにおけるVBL対の転送特性を検討する。まず、転送特性に顕著に影響する駆動磁界のパルス波形について最適化を行う。VBL対をビット転送するためには駆動パルス磁界の立ち上がりにおいてポテンシャルウェルからの復元力より大きな駆動力を与える必要がある。VBL対に働く駆動力はパルス磁界の立ち上がりが急峻なほど増加するが、駆動磁界発生回路での消費電力が大きくなる。また、パルス磁界の立ち下がりにおいては転送したVBL対が初期位置に逆戻りしないようにVBLに働く駆動力がポテンシャルウェルの復元力より小さくなるようにしなければならない。転送条件として特に記



top view

面内磁化膜によるストライプ
磁区安定化のモデル図



cross section view

図 4 - 5 素子構成

述がない場合は、ストライプ磁区安定化用一定バイアス磁界は10 Oeであり、VBL対安定化用一様面内磁界は5 Oeである。駆動磁界には台形波パルス磁界を用いており、パルス磁界はストライプ磁区のコラプス方向に印加した。

(1) VBL対の転送特性に対するパルス波形の影響

図4-6にVBL転送特性の駆動磁界立ち上がり時間依存性を示す。パルス波形は一定磁界印加時間 $1\mu\text{s}$ 、立ち下がり時間 $2\mu\text{s}$ であり、立ち上がり時間はそれぞれ(a)40ns、(b)200ns及び(c)500nsである。縦軸は10回の繰り返し試行に対するそれぞれの転送モードが占める確率、横軸は駆動磁界振幅を表している。領域1はビット転送する確率であり、領域1の横軸方向の広がりパルス磁界のビット転送振幅マージンに相当するといえる。他の領域の合計が転送エラーの確率であり、領域2は2ビット転送、領域3は転送しない、領域4はVBLの消滅や発生等によるエラーの割合を示している。図(b)では図(a)と比較して低駆動磁界側(図中左側)でVBLが転送しないエラー(領域3)が増加している。また、VBL対のビット転送(領域1)が現れる最小磁界振幅も図(a)に比べ図(b)では大きくなっており、立ち上がり時間が200nsのときは40nsに比べてVBL対が転送しにくくなっているのがわかる。これは3-4-3節で述べたように立ち上がりを緩やかにするにしたいが磁壁に働く有効磁界が小さくなり、その結果VBL対に作用する駆動力が低下するためである。図(c)においてはビット転送領域が顕著に劣化している。図(c)のような転送特性の劣化は立ち上がり時間500ns以上で見られた。また、立ち上がり時間100nsの実験結果は図(a)と同様の転送特性を示した。

図4-7にVBL転送特性の駆動磁界立ち下がり時間依存性を示す。立ち上がり時間及び一定磁界印加時間はそれぞれ40ns、 $1\mu\text{s}$ とした。立ち下がり時間はそれぞれ(a)2000ns、(b)750ns及び(c)500nsである。図(a)と比較して図(b)では高駆動磁界において転送しないエラーが増加している。さらに図(c)ではすべての駆動磁界振幅について転送しないエラーが増加し転送特性が著しく劣化している。これは駆動磁界の立ち下がり時にVBL対が初期ビット位置に逆戻りしたためである。パルス磁界の立ち下がり時間を一定にして振幅を大きくするとパルス磁界の立ち下がりにおいてはその傾きは

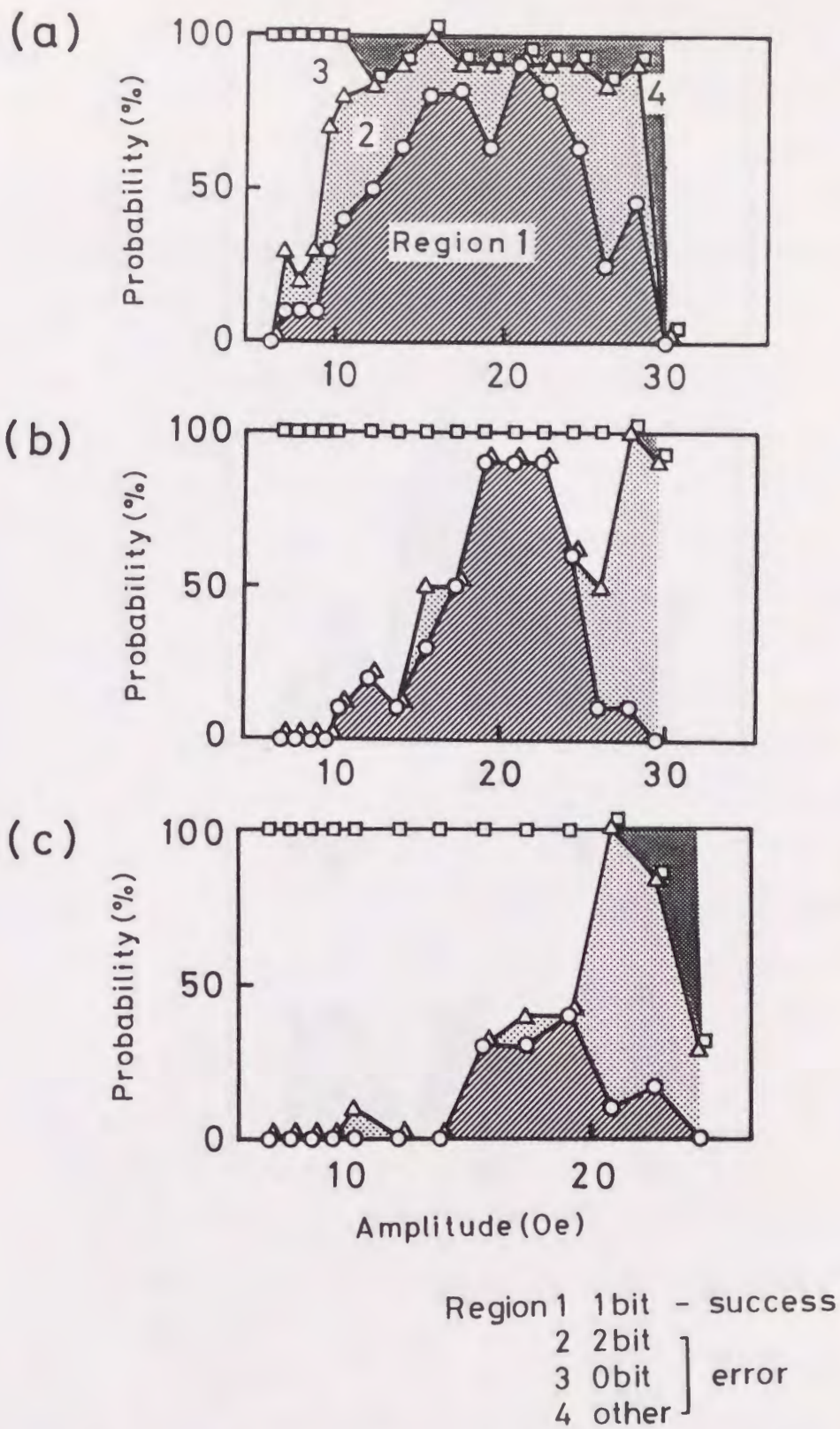
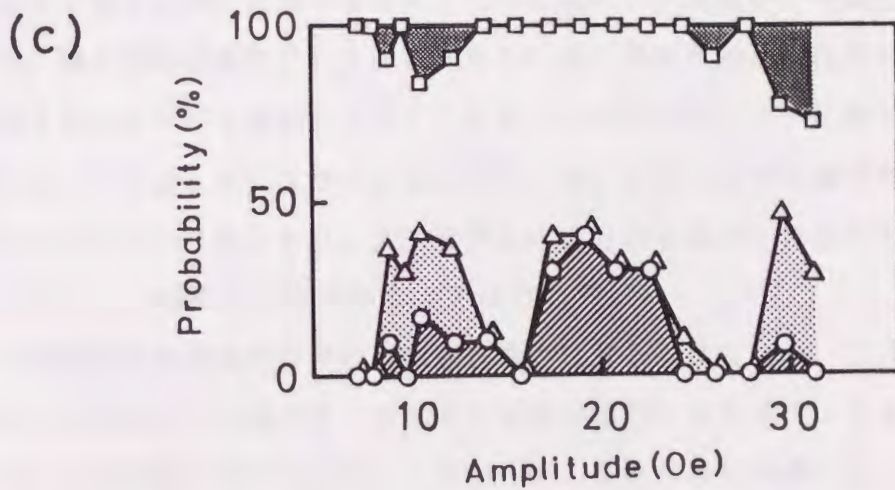
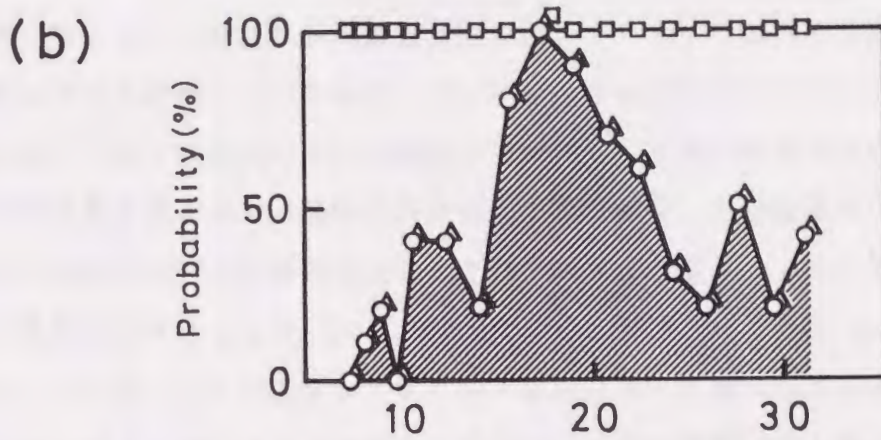
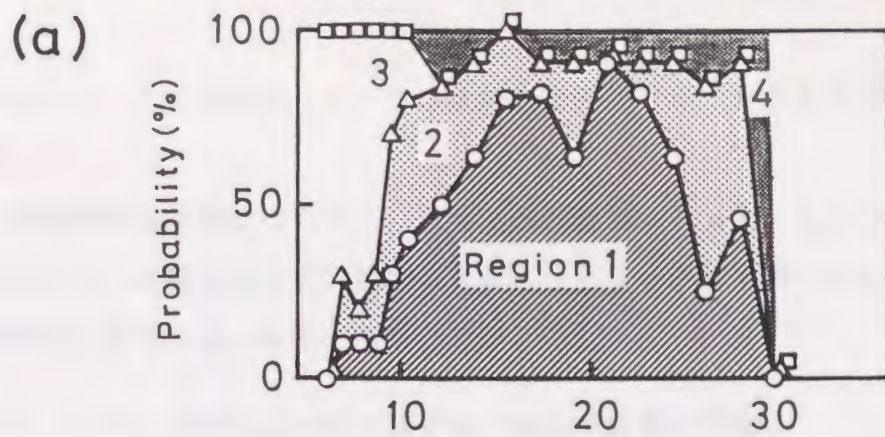


図 4 - 6 V B L 転送特性の駆動磁界立ち上がり時間依存性

- (a) 40 ns
- (b) 200 ns
- (c) 500 ns



Region 1 1bit - success
 2 2bit
 3 0bit
 4 other } error

図 4 - 7 V B L 転送特性の駆動磁界立ち上がり時間依存性

- (a) 2000 ns
- (b) 750 ns
- (c) 500 ns

急峻となる。このため図 (b) では高駆動磁界側でのみ V B L の逆戻りが生じている。

一定磁界印加時間についても、立ち上がり時間 40 ns 、立ち下がり時間 $2 \mu \text{ s}$ のパルス磁界を用いて同様に転送特性に対する影響を調べたが、この場合、転送特性に顕著な違いはみられなかった。

(2) V B L 対の転送特性に対する一様面内磁界の影響

次にストライプ磁区長手接線方向に印加している一様面内磁界が V B L の転送特性に及ぼす影響について検討した。この一様面内磁界は V B L の対としての安定性及び V B L の転送に際して磁化の回転に対して働く拘束力に影響する。図 4-8 に実験結果を示す。駆動磁界は立ち上がり時間、一定磁界印加時間及び立ち下がり時間を前述の実験結果によりそれぞれ 40 ns 、 $1 \mu \text{ s}$ 、 $2 \mu \text{ s}$ とした。面内磁界は各々 (a) 0 Oe 、(b) 5 Oe 及び (c) 30 Oe である。図 (a) では図 (b) と比較して 2 ビット転送エラーが増加しているが、これは面内磁界を零としたことによる V B L の対としての不安定さのためと考えられる。一方、面内磁界の増加にしたがい V B L に働く静磁氣的相互作用による拘束力が増加するため V B L は転送しにくくなる。このため図 (c) においては低駆動磁界において転送しないエラーが増加している。このような転送特性の劣化は 20 Oe 以上においてみられた。面内磁界の印加方向を逆にした場合も同様な転送特性が得られ、同様に 20 Oe 以上で劣化した。

この実験では実用的な V B L の転送特性は得られなかった。これは素子作製プロセスにおける Cr 膜パターンからの応力の緩和によるポテンシャルウェルの不均一が主な原因と考えられる。したがって、転送特性を改善するには応力の制御及び均一性の改善が必要となる。これには磁歪磁気異方性の誘導にイオン注入を用いる方法が考えられる。

4-3-3 ポテンシャルウェルの評価

転送実験結果からポテンシャルウェルの解析値の妥当性を検討するため、3-4-2 節で行ったような V B L に作用する力の関係を求める。実験は孤立 V B L 対について行っているため吸引力は作用しないが、ビット安定性の確認のため式

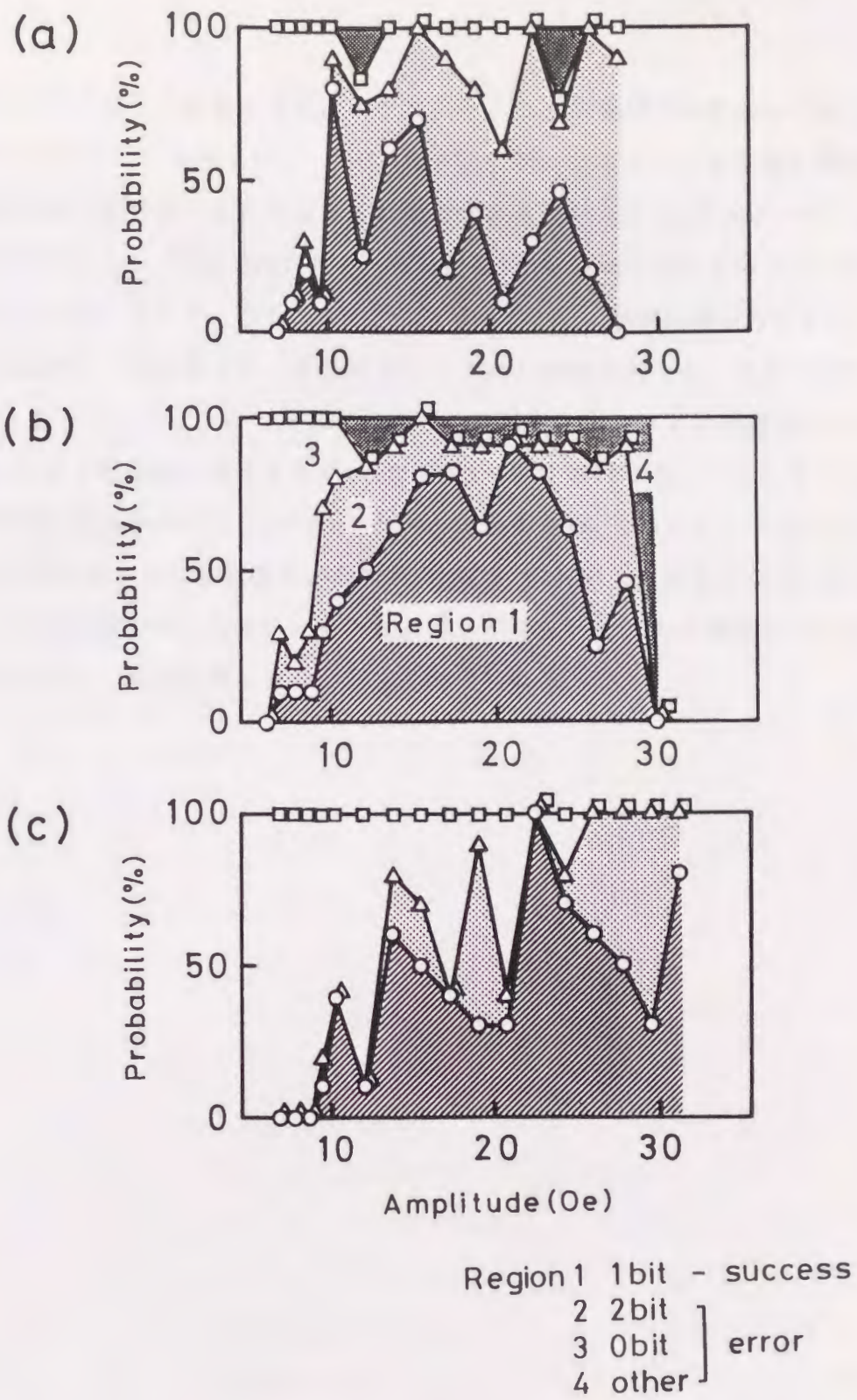


図 4 - 8 V B L 転送特性の一様面内磁界振幅依存性

- (a) 0 Oe
 (b) 5 Oe
 (c) 30 Oe

(3-5)により計算すると、ポテンシャルウェル周期 P は $6\ \mu\text{m}$ であるから吸引力 F_a は $2.52 \times 10^{-10}\ \text{dyn}$ となる。ポテンシャルウェルを同じ振幅 H_a 及び周期をもつ正弦波で仮定するとそれから受ける復元力 F_r は式(3-6)より $5.50 \times 10^{-8} H_a\ \text{dyn}$ である。駆動磁界 H_p を印加したときのジャイロ力 F_g は式(3-7)より $3.50 \times 10^{-8} H_p\ \text{dyn}$ となる。解析結果より $H_a = 13\ \text{Oe}$ であるから、復元力($7.20 \times 10^{-7}\ \text{dyn}$)は吸引力($2.52 \times 10^{-10}\ \text{dyn}$)に比べ十分大きく、VBL対のビット安定性については問題ないことがわかる。そこで転送時に作用する F_r 及び F_g について検討する。VBL対が次のビット位置に転送するには $F_r < F_g$ でなければならない。 $H_a = 13\ \text{Oe}$ より $F_r < F_g$ であるためには駆動磁界の振幅 H_p は $21\ \text{Oe}$ 以上が必要となる。図4-6(a)の実験結果より高いビット転送確率が得られるパルス振幅がこの近傍であることから、解析結果は妥当であると考えられる。

4-4 結言

本章ではCr膜パターンからの磁歪磁気異方性の変調がVBL対に対して発生するポテンシャルウェルをシミュレーションにより解析するとともに、Cr膜ビットパターンを有する試作素子における転送実験によりVBL対の転送特性について検討し、以下のような知見を得た。

4-2節では短冊状Cr膜パターンが発生するVBL対に対するポテンシャルウェルについて解析を行った。ポテンシャルウェルは磁性体内の応力による磁歪磁気異方性の変調により生じるエネルギーを、VBLを有する磁壁とVBLのない磁壁について求め、その磁化構造の違いより生じるエネルギーの差で定義した。これによりCr膜パターンが発生するポテンシャルウェルの波形及びVBL対の安定位置が明らかになり、ポテンシャルウェル周期がパターン周期に等しいことがわかった。磁性ガーネット膜の結晶構造に起因するポテンシャルウェルのCr膜パターン方向依存性については解析結果より、長手方向を $[\bar{1}\bar{1}2]$ 及び $[1\bar{2}1]$ に配したとき対称な波形が得られることを示した。また、ポテンシャルウェル振幅はCr膜パターンの膜厚及び磁性ガーネット膜とのスペーサ厚によって適正化できことを示した。

4-3節では周期 $6\mu\text{m}$ 、幅 $4\mu\text{m}$ のCr膜ビットパターンを有する試作素子においてフィールドアクセス方式によるVBL対のビット転送実験を行い、短冊状CoPt膜パターンで安定化されたストライプ磁区側壁部の孤立VBL対についてビット転送を実現した。これによりCr膜パターンによって生じる磁歪磁気異方性の変調がビット位置規定に有効であることを確認した。このときのポテンシャルウェル振幅の解析値は 13Oe であった。さらにVBL対のビット転送特性について転送パルス波形及び一様面内磁界の影響を検討した。その結果、VBL対のビット転送には立ち上がり時間 100ns 以下、立ち下がり時間 1000ns 以上の波形の駆動磁界が適していることがわかった。一定磁界印加時間についてはほとんど影響なかった。また、一様面内磁界が 20Oe 以上になると磁化の回転に対して働く拘束力が増加するために転送特性が劣化し、その印加方向を反対にした時も同様であることがわかった。ポテンシャルウェルの解析値の妥当性を評価するために転送時にVBLに作用する力の関係について検討した。その

結果、ポテンシャルウェルを正弦波で仮定したとき転送に必要な磁界振幅は 21 Oe であった。実験において高いビット転送確率を示す磁界振幅がその近傍であることから解析値の妥当性が確認された。

第5章 結論

本研究では、VBLを有する2次元平面磁壁のシミュレーションモデルを確立するとともに、次世代の大容量固体磁性メモリとして期待されるブロッホラインメモリの実現に向け、計算機によるシミュレーションを中心に実験と併せてフィールドアクセス方式における転送路の構成及び転送条件について検討を行った。以下に本研究で得られた主な結果を述べる。

第1章では本研究の意義と目的、並びに本論文の構成について述べた。また、ブロッホラインメモリの意義とその素子構成について簡単に述べた。

第2章ではVBLを有する2次元平面磁壁のシミュレーションモデルとして集中定数モデルを提案し、これにより計算時間を著しく短縮できることを示した。さらにこのモデルによる転送シミュレーションを行い、その結果を基に試作した素子における転送実験結果について述べた。本章で得られた結果を以下に示す。

(1) VBLに作用する力を集中力として取り扱うシミュレーションモデル(集中定数モデル)を提案した。このときVBLは1つの磁壁点として取り扱われるため、VBL間の相互作用を考慮するための定式化を行った。外部面内磁界によるVBL対の分離実験の結果が、計算値とよく一致することにより相互作用モデルの妥当性を確認した。

(2) 理論値との比較が容易な孤立直線磁壁について行ったシミュレーション結果より数値計算における格子点間隔及び時間刻みの適正化を行い、格子点間隔 $0.6\mu\text{m}$ 、時間刻み 1ns で精度よく計算できることを確認した。この結果、従来の分散定数モデルに比べて3桁程度計算時間を短縮できた。

(3) 試作素子においてパルス的な磁界勾配により直線磁壁での孤立VBL対のビット転送が実現された。実験における電流振幅及びパルス幅に対する転送特性はシミュレーション結果と一致しており、集中定数モデルによる転送シミュレーションが素子設計に有効であることが確認された。

第3章では、フィールドアクセス方式によるVBLの転送特性の改善のうえから、シミュレーションによりビット周期及び磁性ガーネット膜の材料特性について検討を行った。また、具体的な転送路構成の設計指針としてポテンシャルウェルの発生方法やその計算方法、及び基本的な駆動磁界発生回路を示した。本章で

得られた結果を以下に示す。

(1) VBL間の相互作用に等価な磁界とポテンシャルウェルとの合成磁界の波形から、相互作用によりVBL対近傍のポテンシャルウェルの波形が乱されることを示し、ポテンシャルウェル周期の適正化を行う必要があることを明らかにした。VBL間の相互作用は磁性ガーネット膜の材料定数に依存することから、ポテンシャルウェルの周期は材料定数と整合をとる必要があることがわかった。

(2) 面内磁化膜、垂直磁化膜、イオン注入、Cr膜、磁性膜段差及び導体電流により生じるポテンシャルウェルの計算方法等を示し、具体的な転送路の構成の設計指針を得た。

(3) VBLに作用する力の関係式から微小バブル材料における転送に関する設計指針を得た。0.5 μm バブル材料において、周期0.25 μm 、振幅4 Oeのポテンシャルウェル中を三角波パルス磁界（立ち上がり時間40 ns、立ち下がり時間500 ns）によりVBL対を安定にビット転送できること及び47.5 Oe \pm 21%のパルスバイアス磁界振幅マージンを確認した。

(4) 磁性ガーネット膜の材料特性について検討を加えた結果、ダンピング定数 α を増加しジャイロ磁気定数 γ を小さくすると、VBLに働く駆動力が増加することによりVBL対の転送特性が改善されることがわかった。

(5) シミュレーションにより非対称三角波パルスバイアス磁界によってVBL対をビット転送できることを確認し、駆動磁界発生の基本磁気及び電子回路を示した。この回路を用いた場合の消費電力は5 μm バブル材料においては40 mW（駆動周波数：500 kHz）、0.5 μm バブル材料においては8 W（駆動周波数：1 MHz）であった。

第4章では、Cr膜パターンからの磁歪磁気異方性の変調がVBL対に対して発生するポテンシャルウェルの波形についてシミュレーションにより検討した。さらにCr膜ビットパターンを有する試作素子においてビット転送実験を行い、VBLの転送特性について吟味した。

(1) シミュレーションによりCr膜パターンから生じるポテンシャルウェルの解析を行い、その波形を明らかにした。これによりポテンシャルウェル周期はパターン周期に等しく、振幅はCr膜パターンの膜厚及び磁性ガーネット膜とのスペーサ厚によって適正化できことを示した。また、Cr膜パターン長手方向を

$[\bar{1}\bar{1}2]$ 、 $[1\bar{2}1]$ 方向に配すると対称な波形のポテンシャルウェルが得られることを示した。

(2) 周期 $6\mu\text{m}$ 、幅 $4\mu\text{m}$ の Cr 膜ビットパターンを有する試作素子において非対称台形波によりビット転送を実現し、磁歪磁気異方性の変調がビット位置規定に有効であることを確認した。さらに VBL 対のビット転送特性について検討を行い、VBL 対のビット転送には立ち上がり時間 100ns 以下、立ち下がり時間 1000ns 以上の波形のパルス磁界が適していることがわかった。一定磁界印加時間についてはほとんど影響なかった。

(3) ポテンシャルウェルの解析値の妥当性を評価するために転送時に VBL に作用する力から転送に必要な磁界振幅を計算した。その結果、実験において高いビット転送確率を示す磁界振幅がその近傍であることからポテンシャルウェルの解析値の妥当性が確認された。

以上まとめたように本研究ではフィールドアクセス方式による VBL 対の転送においてシミュレーションを中心にビット位置規定方法及び周期等について検討を加え、具体的な転送路の構成や転送条件に対する指針を得た。また、Cr 膜パターンを有した素子においては実験的にビット転送を実現した。

今後の課題は、周回転送及び任意の情報列の転送を含めたフィールドアクセス方式による VBL 対の転送において実用的な特性を得ることである。さらにはブロッホラインメモリの実現に向けて、ゲート部と併せたメモリの総合動作の実験的検証を行うことである。

謝辞

本研究の遂行並びに本論文をまとめるにあたり終始懇切な御指導と御鞭撻を賜りました九州大学工学部電気工学教室 谷口研二教授、松山公秀助教授に深く感謝の意を表します。また、本論文をまとめるにあたり有益な御助言と御教示を頂きました九州大学工学部電気工学教室 前田三男教授、同電子工学教室 平川一美教授、同電気工学教室 橋本公夫名誉教授に深く感謝致します。

本研究を遂行するにあたり有益な御討論と御協力を頂きました当時九州大学大学院博士課程学生 藤田塩地博士、鈴木徹氏、並びに多大な御協力を頂きました九州大学工学部電気工学教室 千田功技官に深く感謝致します。また、データ収集に協力して頂いた当時九州大学大学院修士課程学生 重信正大氏、藤本和久氏、中村和之氏、大和順一氏を始めとし、数々の御協力を頂いた電気工学教室第2講座の各位に心より感謝致します。

最後に本研究を遂行するにあたり終始懇切に御指導して頂きました九州大学工学部電気工学教室 故小西進教授に深く感謝するとともに哀悼の意を表します。

付録A 磁壁及び垂直ブロッホラインの動特性⁴⁹⁾

A-1 磁化及び磁壁の運動方程式

図A-1のように磁壁面がx-z面にあり、駆動磁界 H_p が磁化容易軸であるz軸方向に加えられたとする。磁化 M の方向は図で示される θ 、 ϕ で表す。この磁化 M は駆動磁界 H_p からトルク T を受け右ねじの法則にしたがって H_p のまわりを歳差運動する。この運動を記述する微分方程式として次に示すLandau-Lifshitz-Gilbertの式が知られている⁵⁰⁾。

$$\dot{M} = -\gamma T + (\alpha/M)(M \times \dot{M}) \quad (A-1)$$

上式で \dot{M} は M の時間微分を表す。 γ はジャイロ磁気定数($\gamma > 0$)、 α はダンピング定数であり、第1項はジャイロ力、第2項は制動力を表している。 T は単位体積辺りの自由エネルギー密度を E とすると極座標系を用いて次式で表される。

$$T = -(\delta E / \delta \theta) \hat{\phi} + (1 / \sin \theta) (\delta E / \delta \phi) \hat{\theta} \quad (A-2)$$

上式の $\hat{\theta}$ 、 $\hat{\phi}$ はそれぞれの方向の単位ベクトルを表す。 $\delta E / \delta \theta$ 、 $\delta E / \delta \phi$ は変分導関数と呼ばれ、次式で定義される。

$$(\delta E / \delta \theta) = \partial E / \partial \theta - \nabla (\partial E / \partial \nabla \theta) \quad (A-3)$$

式(A-2)を式(A-1)に代入し、各成分に分けると次の2式を得る。

$$\dot{\theta} = -\{\gamma / (M \sin \theta)\} (\delta E / \delta \phi) - \alpha \sin \theta \dot{\phi} \quad (A-4)$$

$$\dot{\phi} = \{\gamma / (M \sin \theta)\} (\delta E / \delta \theta) + \alpha (1 / \sin \theta) \dot{\theta} \quad (A-5)$$

以下、 θ 、 ϕ の膜厚方向(z軸方向)の変化を無視した2次元平面磁壁を考える。この場合、駆動磁界 H_p 及び面内磁界 H_{ip} が作用しているときの単位体積当りの自由エネルギー密度 E は次のようになる。

$$\begin{aligned} E = A \{ (\partial \theta / \partial y)^2 + \sin^2 \theta (\partial \phi / \partial x)^2 \} + K u \sin^2 \theta \\ + 2 \pi M^2 \sin^2 \theta \sin^2 \phi - M H_{ip} \cos(\phi - \phi_H) \sin \theta \\ - M H_p \cos \theta \end{aligned} \quad (A-6)$$

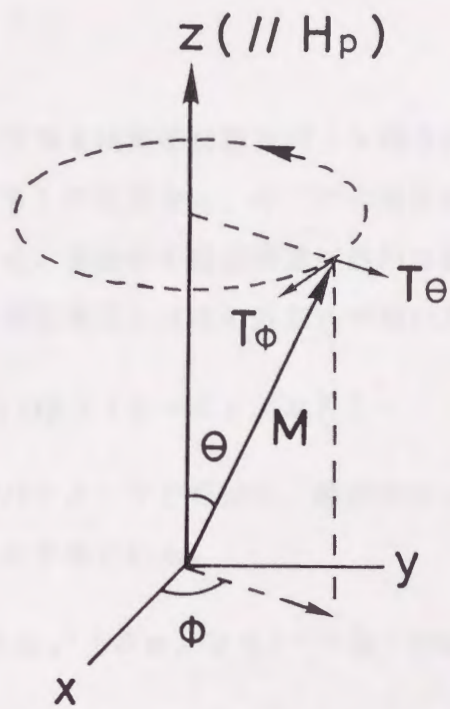


図 A - 1 駆動磁界 H_p のまわりでの磁化 M の歳差運動

上式で A は交換ステフィネス定数、 K_u は一軸磁気異方性定数、 ϕ_H は面内磁界の方向である。上式の右辺第1項は交換エネルギー、第2項は一軸異方性エネルギー、第3項は磁化が磁壁面から傾くことにより生じる減磁界エネルギー、第4項及び第5項はそれぞれ面内及び駆動磁界によるゼーマンエネルギーである。単位面積当りの磁壁のエネルギーは、式(A-6)で表される E を用いて

$$\sigma = \int_{-\infty}^{+\infty} E \, dy \quad (\text{A-7})$$

である。磁化の傾き角 θ は磁壁法線方向 (y 軸方向) には一様であるとし、磁壁の中央 ($\theta = \pi/2$) の位置を q 、そこでの磁化の磁壁接線方向 (x 軸方向) からの角度を ψ とする。運動中の磁壁構造が静的な磁壁構造を維持すると仮定することにより動的な磁壁構造には次の近似式が用いられる。

$$\theta = 2 \tan^{-1} [\exp \{ (y - q) / \Delta \}] \quad (\text{A-8})$$

上式の Δ は磁壁幅パラメータと呼ばれ、磁壁内のエネルギーの和が最小になる条件から求まり、次式で表される。

$$\Delta = \Delta_0 \{ 1 + \Delta_0^2 (\partial \psi / \partial x)^2 + Q^{-1} \sin^2 \psi \}^{-1/2} \quad (\text{A-9})$$

上式で Δ_0 は $(A/K_u)^{1/2}$ で表されるブロッホ磁壁 ($\psi = 0$) の磁壁幅パラメータである。式(A-6)を式(A-4)、(A-5)に代入し磁壁法線方向に積分することにより

$$\dot{q} = \{ \gamma / (2M) \} (\delta \sigma / \delta \psi) + \alpha \Delta \dot{\psi} \quad (\text{A-10})$$

$$\dot{\psi} = - \{ \gamma / (2M) \} (\delta \sigma / \delta q) - \alpha \Delta^{-1} \dot{q} \quad (\text{A-11})$$

で表される q と ψ を2変数とした連立変分方程式が得られる。この関係式は Slonczewski の式と呼ばれ²⁵⁾、磁壁の運動を考える場合の基本式となる。

式(A-11)より、 q 及び ψ が磁壁接線方向に一様な1次元磁壁の定常運動が次式で導かれる。

$$\dot{q} = (\gamma \Delta_0 / \alpha) H_p \quad (\text{A-12})$$

A-2 垂直ブロッホラインを有する磁壁の移動速度

ここではVBLを有する磁壁の動特性についてSlonczewski³⁾の解析にしたがい説明する。まず、図A-2のように孤立したVBLを速度 $\mathbf{V} = (\dot{X}, \dot{Y})$ で平面磁壁中を移動させるのに必要な力を求める。ここで、 (X, Y) はVBLの中心の座標である。解析的な磁壁及びVBLの構造はそれぞれ次式で与えられる。

$$\ln \{ \tan(\theta/2) \} = (y - Y) / \Delta \quad (\text{A-13})$$

$$\ln \{ \tan(\psi/2) \} = (x - X) / \Lambda \quad (\text{A-14})$$

上式の Λ はブロッホライン幅パラメータと呼ばれ、 $\Lambda = \{ A / (2\pi M^2) \}^{1/2}$ である。ここでVBLを有する長さ a の磁壁の表面エネルギー W の変分を考えると

$$\delta W = \int_{-a/2}^{+a/2} dx \{ (\delta\sigma / \delta\psi) \delta\psi + (\delta\sigma / \delta q) \delta q \} \quad (\text{A-15})$$

であり、被積分項の第1項より、この磁壁が速度 \mathbf{V} で移動する際に生じる反作用力の x 成分が次式で得られる。

$$\begin{aligned} \delta W / \delta X &= (2M / \gamma) \int_{-a/2}^{+a/2} (\dot{Y} + \alpha \Delta \Lambda^{-1} \dot{X} \sin\psi) (-\Lambda^{-1} \sin\psi) dx \\ &= -(2\pi M / \gamma) \dot{Y} - \{ 4\alpha M / (\gamma Q^{1/2}) \} \dot{X} \end{aligned} \quad (\text{A-16})$$

上式で Q は特性因子と呼ばれ、垂直磁化膜においては $Q = Ku / (2\pi M^2) \gg 1$ であることから、ここでは Δ を Δ_0 で近似した次式が用いられている。

$$\Delta \Lambda^{-1} \simeq \Delta_0 \Lambda^{-1} = Q^{1/2} \quad (\text{A-17})$$

式(A-16)の右辺第1項は磁壁の移動に伴いVBLに働くジャイロ力、第2項は制動力を表す。同様に、式(A-15)の被積分項の第2項より反作用力の y 成分が次式で得られる。

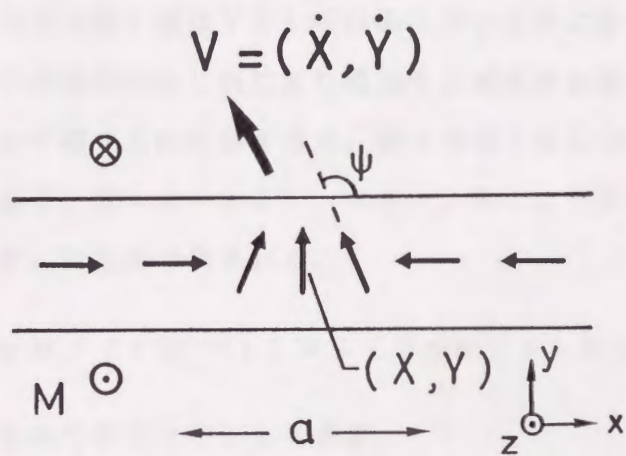


図 A - 2 平面磁壁中を速度 $V = (\dot{X}, \dot{Y})$ で移動する V B L

$$\begin{aligned} \delta W / \delta Y &= (2M/\gamma) \int_{-a/2}^{+a/2} (\dot{X} \Lambda^{-1} \sin \psi - \alpha \Delta^{-1} \dot{Y}) dx \\ &= (2\pi M/\gamma) \dot{X} - \{4\alpha M/(\gamma Q^{1/2})\} \dot{Y} \\ &\quad - a \{2\alpha M/(\gamma \Delta_0)\} \dot{Y} \end{aligned} \quad (A-18)$$

上式では Δ^{-1} を次のように近似している。

$$\Delta^{-1} \simeq \Delta_0^{-1} (1 + Q^{-1} \sin^2 \psi) \quad (A-19)$$

式(A-18)の右辺第1項はVBLの移動に伴い磁壁に働くジャイロ力、第2項はVBL近傍での磁化のねじれにより増加する減磁界を減少させるためにVBL近傍で磁壁幅が収縮するのに要する力、第3項はVBLの存在に関係なく磁壁に働く制動力である。式(A-16)、(A-18)より速度Vで運動中のVBLに働く制動力 F_{BL} は次式で表される。

$$F_{BL} = \{4\alpha M/(\gamma Q^{1/2})\} V + (2\pi M/\gamma) k \times V \quad (A-20)$$

上式のkは膜厚方向の単位ベクトルを表す。

次に平面磁壁中にVBLが周期aで並んでいる場合の磁壁の移動速度を求める。z軸方向に一様な駆動磁界Hpが印加されたときの磁壁の移動距離を δY とすると、長さaの磁壁のエネルギーの変分 δW は、

$$\delta W = -2M H_p a \delta Y \quad (A-21)$$

である。この場合、VBLが磁壁に沿って移動しても磁壁のエネルギーは変化せず、式(A-16)より次のような磁壁とVBLの速度の関係式が導かれる。

$$\dot{X} = -(\pi Q^{1/2}) / (2\alpha) \dot{Y} \quad (A-22)$$

これは磁壁が速度 \dot{Y} で移動するとき、VBLが速度 \dot{X} で磁壁中を横滑りすることを意味する。このときの磁壁の移動速度は式(A-18)、(A-21)及び(A-22)より次式で得られる。

$$\dot{Y} \simeq (\gamma \Delta_0 / \alpha) H_p \{1 + \pi^2 \Lambda / (2\alpha^2 a)\}^{-1} \quad (A-23)$$

ここで、式(A-18)の第2項は微小量として無視した。上式より、VBLの配列周期 a が短くなるにつれて磁壁の移動速度が減少することがわかる。配列周期 a がVBL間の安定距離 $\pi^2 \Lambda$ 程度になると磁壁の移動速度は次式で表される。

$$\begin{aligned} \dot{Y} &\approx \{ \alpha \gamma \Delta_0 / (1 + \alpha^2) \} H p \\ &\approx \alpha \gamma \Delta_0 H p \end{aligned} \quad (A-24)$$

参考文献

- 1) A. H. Bobeck: Bell Syst. Tech. J., 46, 1901(1967).
- 2) W. J. Tabor, A. H. Bobeck, G. P. Vella-Coleriro, and A. Rosencwaig:
Bell Syst. Tech. J., 51, 1427(1972).
- 3) J. C. Slonczewski: J. Appl. Phys., 45, 2705(1974).
- 4) A. A. Thiele: J. Appl. Phys., 45, 377(1974).
- 5) R. Wolfe and J. C. North: Bell Syst. Tech. J., 51, 1436(1972).
- 6) S. Konishi: IEEE Trans. Magn., MAG-19, 1838(1983).
- 7) O. Voegeli, B. A. Cahoun and L. L. Rosier: AIP Conf. Proc., 24, 617
(1975).
- 8) T. Suzuki, H. Asada, K. Matsuyama, E. Fujita, Y. Saegusa,
K. Morikawa, K. Fujimoto, M. Shigenobu, K. Nakashi, T. Takamatsu,
Y. Hidaka and S. Konishi: IEEE Trans. Magn., MAG-22, 785(1986).
- 9) D. Klein, J. Engemann: J. Appl. Phys., 57, 4071(1985).
- 10) Y. Hidaka, K. Matsuyama and S. Konishi: IEEE Trans. Magn., MAG-19,
1841(1983).
- 11) S. Konishi, K. Matsuyama, I. Chida, S. Kubota and M. Ohbo: IEEE
Trans. Magn, MAG-20, 1129(1984)
- 12) K. Matsuyama, K. Nakamura, H. Asada, T. Suzuki, K. Fujimoto and
S. Konishi: J. Appl. Phys., 63(8), 15, 3171(1988).
- 13) J. C. Wu and F. B. Humphrey: IEEE Trans. Magn., MAG-21, 1773(1985).
- 14) Y. Hidaka: Appl. Phys. Lett., 48, 121(1986).
- 15) 丸山、鈴木: 日本応用磁気学会誌, 12, 602(1988).
- 16) Y. Hidaka and H. Matsutera: IEEE Trans. Magn., MAG-20, 1135(1984).
- 17) K. Matsuyama, H. Asada and S. Konishi: IEEE Trans. Magn., MAG-21,
1770(1985).
- 18) A. H. Bobeck, S. L. Blank, A. D. Butherus, F. J. CiaK and W. Strauss
: Bell Syst. Tech. J., 58, 1453(1979).

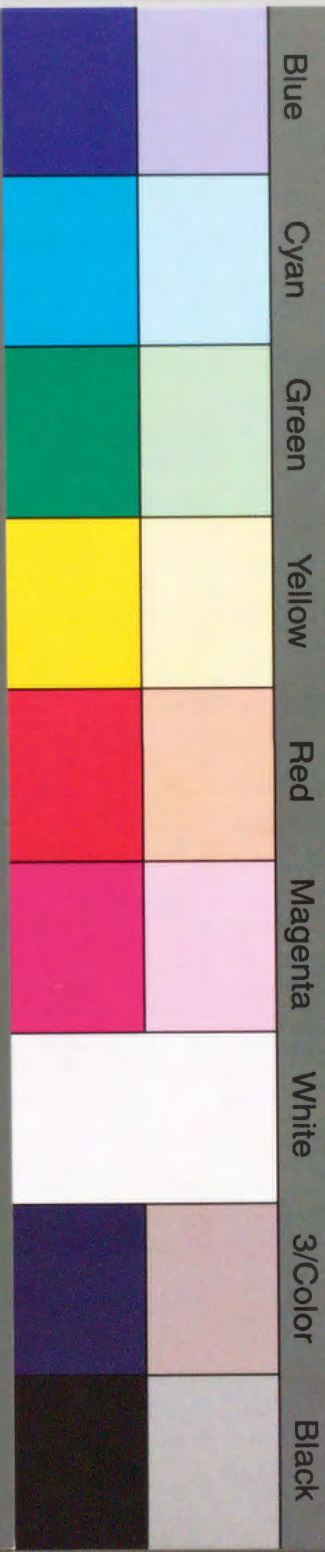
- 19) K. Matsuyama, K. Chikamatsu, S. Tanaka and T. Suzuki: IEEE Trans. Magn., vol.25, 4248(1989).
- 20) H. Asada, R. Kido, I. Hirayama and K. Matsuyama: Memoirs of the Faculty of Engng. of Kyushu Univ., vol.48, No.4, 303(1988).
- 21) K. Matsuyama and S. Konishi: IEEE Trans. Magn., MAG-20, 1141(1984).
- 22) E. Fujita, H. Kawahara, T. Sakata and S. Konishi: IEEE Trans. Magn., MAG-20, 1144(1984).
- 23) G. Ronan, K. Matsuyama, E. Fujita, M. Ohbo, S. Kubota and S. Konishi : IEEE Trans. Magn., MAG-21, 2680(1985).
- 24) E. Fujita and S. Konishi: Jap. J. Appl. Phys., Vol.45, 1493(1987).
- 25) J. C. Slonczewski: Int. J. Magnetism, 2, 85(1972).
- 26) N. Hayashi and Y. Nakatani: IEEE Trans. Magn., MAG-21, 1767(1985).
- 27) A. Hubert: AIP Conf. Proc., 18, 178(1974).
- 28) A. P. Malozemoff and J. C. Slonczewski: "Magnetic Domain Walls in Bubble Materials", Applied Solid State Science, Academic Press New York, 91(1979).
- 29) J. C. Slonczewski: J. Appl. Phys., 44, 1759(1973).
- 30) S. Konishi, K. Matsuyama and K. Narita: Jpn. J. Appl. Phys., 18, 1855(1979).
- 31) L. Arnaud, A. Thiavile, D. Klein and J. Engemann: IEEE Trans. Magn., MAG-22, 799(1986).
- 32) L. Arnaud and J. Gouzerh: IEEE Trans. Magn., MAG-23, 2329(1987).
- 33) G. Ronan, J. Theile, H. Krause and J. Engemann: IEEE Trans. Magn., MAG-23, 2332(1987).
- 34) H. Asada, M. Shigenobu, K. Nakamura, N. Yoshimatsu and S. Konishi: IEEE Trans. Magn., MAG-23, 2326(1987).
- 35) H. Matsutera, Y. Hidaka and H. Gokan: IEEE Trans. Magn., MAG-22, 793(1986).
- 36) 浅田、松山、小西: 昭和60年度電子通信学会総合全国大会論文集、1-246 (1985).

- 37) A. P. Malozemoff and J. C. Slonczewski: "Magnetic Domain Walls in Bubble Materials", Applied Solid State Science, Academic Press New York, 86(1979).
- 38) J. C. Slonczewski: AIP Conf. Proc., 24, 613(1974).
- 39) 浅田、小西: 昭和61年度電気関係学会九州支部連合大会講演論文集、347(1986).
- 40) G. Ronan, W. Clegg and S. Konishi: Journal De Physique, Colloque C6, supplement au no 9, Tome 46, 137(1985).
- 41) A. P. Malozemoff and J. C. Slonczewski: "Magnetic Domain Walls in Bubble Materials", Applied Solid State Science, Academic Press New York, 133(1979).
- 42) T. H. O'Dell: "MAGNETIC BUBBLES", Macmillan Press Ltd., 27(1974).
- 43) 大和、池田、浅田、松山: 第14回日本応用磁気学会学術講演概要集、249(1990).
- 44) Y. Maruyama, T. Ikeda, K. Fujimoto and R. Suzuki: IEEE Trans. Magn., Vol.24, 3027(1988).
- 45) J. M. Dishman, R. D. Pierce and B. J. Roman: J. Appl. Phys., 45, 4076(1974).
- 46) R. L. White: IEEE Trans. Magn., MAG-9, 608(1973).
- 47) J. D. Finegan and R. W. Hoffman: J. Appl. Phys., 30, 597(1950).
- 48) A. H. Eschenfelder: "Magnetic Bubble Technology", Solid-State Science 14, Springer-Verlag Berlin Heidenberg, 130(1980).
- 49) A. P. Malozemoff and J. C. Slonczewski: "Magnetic Domain Walls in Bubble Materials", Applied Solid State Science, Academic Press New York, 77(1979).
- 50) T. L. Gilbert: Phys. Rev., 100, 1243(1955).

inches 1 2 3 4 5 6 7 8
cm 1 2 3 4 5 6 7 8 9 10 11 12 13 14 15 16 17 18 19

Kodak Color Control Patches

© Kodak, 2007 TM: Kodak



Kodak Gray Scale



© Kodak, 2007 TM: Kodak

A 1 2 3 4 5 6 **M** 8 9 10 11 12 13 14 15 **B** 17 18 19

