

加速器科学の最先端と磁気物理・磁気材料

Frontiers of Accelerator Science and the Physics of Magnetism and Magnetic Materials

岩下芳久・熊田雅之*

京都大学化学研究所附属原子核科学研究施設・*独立行政法人放射線医学総合研究所加速器物理工学部

Y. Iwashita and M. Kumada*, Kyoto University and *National Institute of Radiological Sciences

Accelerators, which have developed together with the frontiers of physics, have become familiar to many people. Because they use a combination of sciences and technologies, they incorporate many new ideas and materials. Among their components, magnetic materials such as magnetic RF cores and permanent magnets are widely used. This paper describes some of the applications of such magnetic materials.

Key words: accelerator, cavity, RF, permanent magnet, electromagnet, soft ferrite

1. はじめに

加速器はもともと素粒子、原子核物理などの基礎物理での必要性から発展してきた。Fig. 1 はリビングストンチャートといい、最大加速エネルギーを時間軸上にプロットしてある。新しい加速器が考案されるたびに最大加速エネルギーの上昇があり、これらの考案者はほとんどノーベル賞を受賞している。最近では最大加速エネルギーは頭打ちになってきていて、新加速方法としてレーザープラズマ加速なども提唱されているが、まだ実用には至っていない。

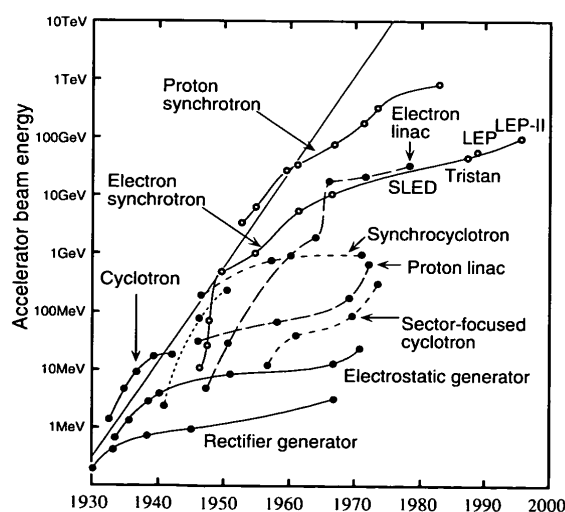


Fig. 1 Growth of the maximum energy attained in various charged-particle accelerators (Livingston Chart).

このように高エネルギーフロンティアとして発展してきた加速器も、現在ではさまざまなところで使われていて、実生活に密接に関連しているものも少なくない。例を挙げれば半導体の製造時に使われるイオン注入装置、プラスチックポリマーの架橋に使われる電子線発生装置、がんの放射線治療に使われる電子リニアックなどがある¹⁾。

がんの放射線治療では最近加速器の成熟に伴い、従来から使われている電子ビームやX線などに加えて、イオンビームを使うことも始められている。イオンビームは、Fig. 2 に示すように、中性子や、X線、ガンマ線と違い、そのエネルギーによって決まる深さで停止し、その近傍で最もエネルギーを落とすという性質（ブラッグピーク）がある。そのため、体の深部にあるがん病巣をねらい打ちでき、正常臓器に対する障害を軽減することができる。代表的なものに放射線医学総合研究所の HIMAC がある²⁾。

電子の加速器では、和歌山ヒ素事件のヒ素の鑑定で有名になった SPring-8 がある³⁾。また、医療器具などの滅菌処理にも加速器による電子線照射が使われている。米国の炭疽菌テロの対応策として郵便物の放射線滅菌も検討されていると聞いている。

このようにさまざまなところで使われている加速器も本誌の専門分野からは少し離れているので、まずその種類を説明する。次に、その中で磁気材料がどのように使われているかに言及し、最近の進展を、高周波用コア、電磁石、最後に超強力永久磁石、の順で紹介する。これらの中で加

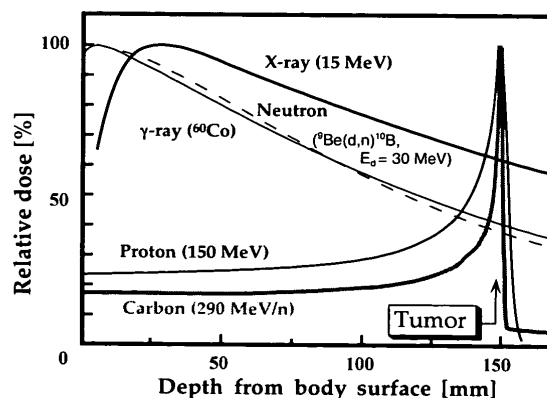


Fig. 2 Dose distribution of various radiations.

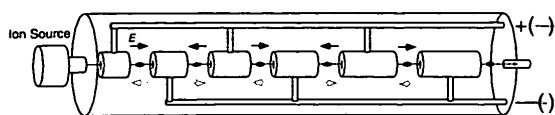


Fig. 3 The linear accelerator by Sloan and Lawrence. Charged particles (in black) are accelerated in every other gap. After a half period (in gray), they propagate to the next gap, while the electric field reverses.

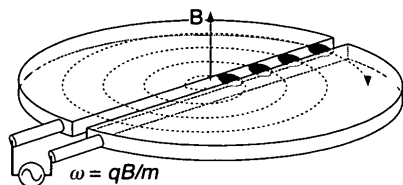


Fig. 4 Cyclotron.

速器物理側からの磁性体に対する期待を述べたい。加速器物理自身は非常に広い領域をカバーし、すべてを完璧に網羅することは筆者の能力を超えているので、個々の事例については筆者の関与してきた範囲内の紹介になることを了解されたい。

2. 加速器の概要

加速器と言っても非常に種類がたくさんあるので、まず、その分類から紹介したい。加速器は原理的には荷電粒子を電場を使って加速するので、この電場が直流か、交流かで大きく分けることができる。前者は直流高圧型加速器と呼ばれ、コッククロフト・ウォルトン型や、バンデグラフ型などの高電圧発生器を用いてワンパスで加速するものである。この直流型には接地電位に置いた負イオン源からの負イオンを正の電位へ加速し、炭素薄膜などを通すことによりイオンから電子をはぎ取り、正イオンに変換（荷電変換）したのち、再び接地電位に戻すことにより、2段の加速を行うタンデム方式と呼ばれる方法もある。この荷電変換はたかだか1回しか使えないので、直流高圧型加速器では絶縁破壊からくる制限で最大エネルギーが制限され、SF₆などの高圧絶縁ガスを封入したタンクを用いた最大級のものでも20 MVのオーダーである。静電界は保存場なので、これは回避しがたい上限となる。

一方、時間的に変化する交流電場は保存場ではないので、この上限を回避することができて、現在では1 TeVという高エネルギーまでの加速器が存在する。この交流型にも大きく分けて同じく荷電粒子をワンパスで加速する線形加速器⁴⁾ (Fig. 3 参照) と、何周も回しながら加速する円形加速器 (Fig. 4 参照) がある。どちらも交流電場を発生させる加速空洞があり、加速される荷電粒子は線形加速器の場合、加速空洞を1回だけ通過し (recirculating linac という数回加速するのもあるがここでは省く)、円形加速器の場合は多数回通過する。このため、円形加速器の場合、

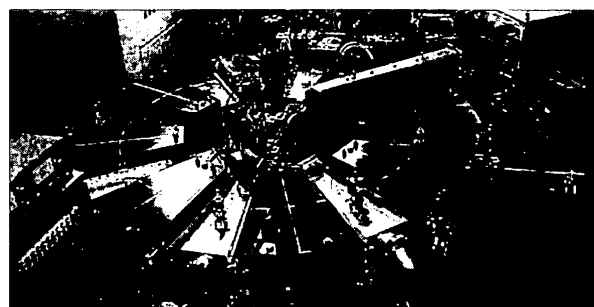


Fig. 5 Revival of FFAG at KEK.

加速空洞の発生電圧は低くても高いエネルギーまで加速することが可能となるが、今度はエネルギーが変化しつつある加速中の荷電粒子群 (ビーム) を安定に回す必要がある。これにはまず、ビームの軌道を曲げる必要があるが、大抵の場合磁場が使われる。磁場で荷電粒子が曲げられる力はローレンツ力 ($f = qv \times B$) で表せるが、電場による力 ($f = qE$) となる。両者を比べるために B を 1 [T] とすると、 v が光速 (3×10^8 m/s) に近いような場合、 $v \times B$ に相当する電場は 300 MV/m という大きなものになる。このため、光速よりずっと遅い荷電粒子以外は磁場で曲げるのが普通である。Fig. 4 に挙げた例はサイクロトロンで、これは時間的に変化しない一定磁場中でのイオンの周回周波数 (サイクロトロン周波数) がニュートン力学の範囲内では一定となる (等時性をもつ) ことを利用したものである。このため、一般にサイクロトロンではいろいろなエネルギーのイオンが同時に回る。サイクロトロンの場合には磁場が一定で良いので電磁石や超伝導電磁石が使われる。

一方、エネルギーの上昇に従い、磁場を上げていき、粒子の軌道を一定に保つのがいわゆるシンクロトロンである。一般にこの繰り返しは数秒のオーダーから数十 Hz の繰り返しであるが、超伝導電磁石を使ったシンクロトロンでは超伝導状態が壊れるクエンチを避けるため最大エネルギーまでの加速に10秒以上を要する。これらのほかにシンクロサイクロなどのように相対論的効果による周回周波数のずれを補正するために加速周波数を変調するものなど、さまざまな方式が考え出されている。なかでも FFAG (Fixed Field Alternating Gradient) シンクロトロンは1953年大河⁵⁾ によって見いだされた方式であるが、電子を加速するものが初期に3台試作されたのみで、陽子では実用化されていなかった。これは文字どおり、磁場が固定なので、超伝導電磁石や永久磁石が利用可能であるが、必要とされる加速電場の生成に困難があった。後述のファインメットなどの磁性体のおかげでこの FFAG も再評価されるようになった (Fig. 5 参照)⁶⁾。

ビームは大抵の場合、同種荷電の粒子の集まりなので、放っておくとお互いのクーロン力で反発しあい、広がってしまう。また、加速電場による発散力などもあるため、何らかの集束を行わなければ安定に加速することはできな

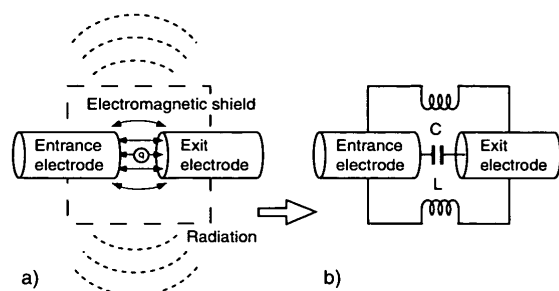


Fig. 6 Environment around the accelerating electrodes.

い。このため、さまざまな工夫がなされ、今日ではおおむね強集束の原理を活用し四極磁石などが用いられている。四極磁石などでは磁場勾配の大きさやその一様性が重要で、他の多重極成分を極力少なくなるように設計される。

以上述べてきたように、加速器には大別して三つの機能をもつ要素が使われる。加速電場を発生させる加速空洞、ビームを集束させる集束要素、そして、円形加速器の場合はビーム軌道を曲げる偏向磁場である。最後の偏向磁場は荷電粒子の移動速度に比べると、ほぼ定常的な磁場と見なすことができる（ベータトロンを除く）。定常磁場は加速自身には何らの貢献をするわけではないので、極論すれば、比較的成本の高い加速空洞を繰り返し使い、スペースを節約するためだけに偏向磁場は使われるといっても過言ではない。ただし、放射光リングでは軌道を曲げることで自身が放射光発生のために必要である。また、ビームをためておくことが本質である蓄積リングなどもこの限りではない。

3. 加速空洞（高周波用磁性体）

加速器には加速電場を発生させる加速空洞が不可欠である。これについて考えてみたい。まずビームを加速するため進行方向に電場を発生させる電極が必要で、これには交流（高周波、RF）電圧をかける必要がある。この電極は外部に露出しているとアンテナとなって電磁放射を起こし、エネルギーが漏れるだけでなく、周囲に大きな影響を与えかねない（Fig. 6a 参照）。このため、電磁シールドを施す必要があり、両電極を導体で覆う必要がある。こうすると、直流的には短絡されてしまうが、交流に対しては有限のインピーダンスをもつようにすることができる（Fig. 6b）。電極間はコンデンサー C [F] と見なすことができ、また、金属の壁が電極間ギャップより十分速くにあるとその空間はインダクター L [H] と見なせるので、電極から見るとこれらの並列回路がつながっているように見える。このインピーダンス Z [Ω] は次のように表すことができる。

$$Z = \frac{j\omega L}{1 - \omega^2 LC} \quad (1)$$

これは共振角周波数 $\omega_0 = 1/\sqrt{LC}$ で分母がゼロとなり、 Z が無限大となるため絶縁が達成できる。

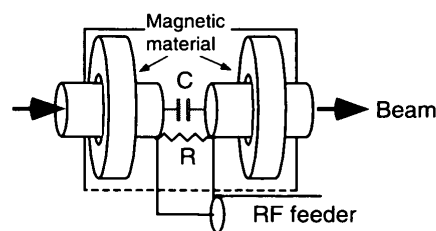


Fig. 7 Untuned cavity: the Q value is reduced by large external coupling, parallel resistance, or lossy magnetic material.

電子はその質量が軽い（511 keV）少し加速するだけで速さが光速に張り付いてしまい（10 MeV で光速の 99.9%）、シンクロトロンでは周回周波数が一定になるので、高周波加速電場の周波数は一定で良い。一方、イオン（陽子を含む）の場合は一番軽い陽子でも電子の約 2000 倍のエネルギーにならないと同じ状況にならないので、一般にイオンのシンクロトロンでは高周波加速電場の周波数を変える必要がある。また、加速に必要な周波数も低くなる（数 MHz）。共振空洞の直径は自由空間波長（周波数の逆数に比例）の $1/2$ 程度になるため、このような空芯空洞のサイズは巨大になる。このため、フェライトなどの磁性体でできたリング状のコアを装荷することによりインダクタンス L を高くして小型化し、直流バイアス磁場をかけることによる微分透磁率の変化でインダクタンスを変えて共振周波数を調整する方法が採られてきた。シンクロトロンでは磁場の変化に合わせて共振周波数を精密に制御する必要があり、運転を複雑にし、コストを押し上げていた。

近年、イオンビームによるがん治療などで、医療専用機としてのシンクロトロンの需要が高まりつつあり、コストを下げて普及を容易にする検討がなされてきた。また、加速器の専門家のいるところではなく、病院で使われるため、運転の簡単さが求められる。このため調整要素を減らす必要があり、特に高周波に関しては非同調型空洞の研究が最近進んできた。非同調型というのは Q 値を極端に下げて ($Q < 1$) 広帯域化を図り、無調整で広い周波数範囲 (1 ~ 10 MHz) に対応させるものである。このため、電極間へ付加的に並列抵抗を入れて損失を増やしたり、空洞との結合を極めて大きくして外部 Q を下げる、などが提唱された（Fig. 7 参照）。抵抗を使うと電力が電圧を発生させることに使われずただ熱になり効率が悪い。また、結合度を大きくすると大部分の電力が空洞入口で反射され、同様に電力効率が悪くなってしまふ。高い加速電圧を得るには RF 電力の反射を減らし効率よく高電圧の発生に変換する工夫が必要となる。

研究の初期には、磁性体材の選択の際に先の同調型と同様に空洞のインピーダンスを上げることに注視していたため、高周波で損失が小さく、かつ透磁率の高い材質ということで NiZn 系のフェライトが選定されていた。この

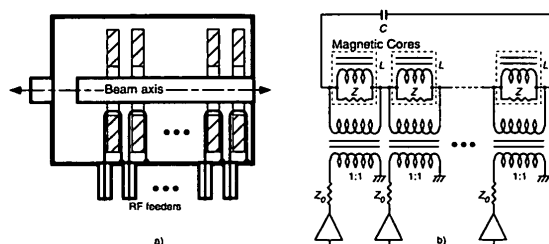


Fig. 8 Multifeed method: (a) RF power is fed to each magnetic core; (b) equivalent circuit.

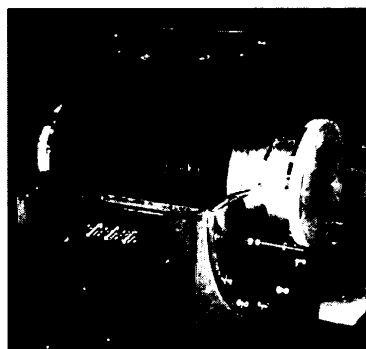


Fig. 9 Ferrite loaded untuned cavity. The top cover is removed to show the eight ferrite cores.

ため、空胴のインピーダンスは高くなるが、その一方インピーダンス不整合が大きくなり反射が大きくなる。この磁性体コアは通常複数枚が使われ、サイズや材質にもよるが単体でのインピーダンスは同軸ケーブルのそれに近い。この性質に着目すると、直接電極間に給電せずに適当な枚数のリングごとに給電することにより整合をとり反射を減らすようにできる (Fig. 8, Fig. 9 参照)^{7), 8)}。

こうすると同じ磁性体を使っている高周波電力を最大限注入できるようになる。空胴の電極間に発生する電圧は空胴を貫いている磁束を Φ とするとファラデーの法則から

$$V = - \frac{d\Phi}{dt} = -\omega\Phi \quad (2)$$

となるので、磁束量を多くしないと電圧が稼げないのは明らかである。つまり、ただいたずらに透磁率 μ の高いインピーダンスの大きなコアをもってきても磁束を生む電流が流れないと発生電圧は大きくできない。したがって磁性材料に要求される特性は以下になる。

実際の加速空胴では壁面に電流が流れてジュール損や、磁性体での損失が発生するので、 Z は無限大にはならず有限の値をとる (Fig. 10)。共振時の Z は $Q=R/\omega L$ を使って

$$Z = Q\omega L \quad (3)$$

で表される。これをシャントインピーダンスといい、発生電圧 V は注入電力 P と Z を使い $V = \sqrt{ZP}$ で表すことができる。これを見るとわかるように電力効率を上げるために大きい Z を得るには当該周波数で透磁率 μ と Q 値の積が高くなるような μQf 値の高い材質を選べばよいことがわ

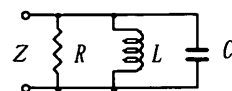


Fig. 10 Equivalent circuit for an accelerating cavity (parallel resistance).

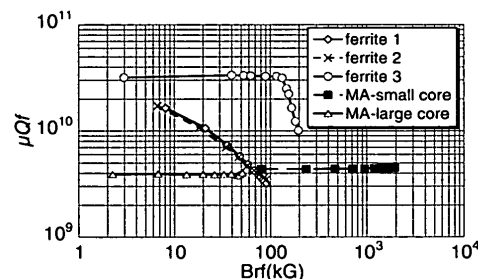


Fig. 11 μQf values of magnetic alloy cores together with those of ferrite cores. Ferrites 1 and 2 show typical behaviors. Ferrite 3 has a high Q value that drops above 100 Gauss, which is known as the high loss effect. MA-small cores and MA-large cores are made of magnetic alloys with diameters of 7 cm and 50 cm, respectively.

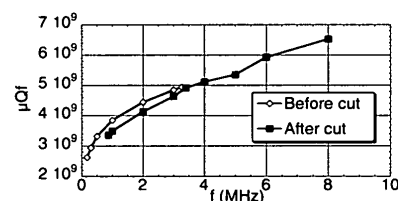


Fig. 12 Characteristics of MA cutcores. The cuts have almost no effect on μQf values. The gap between the cores changes the Q value.

かる。

従来は μ , Q 値両者の高いものを探していたので注目されなかったが、発想を変えて Q 値が低くても μQf 値の高い材質を検討するようになり、ファインメットなどの磁性合金 (MA) が脚光を浴びるようになった。磁性合金は (2) 式を考えた場合、飽和磁化がフェライトなどと比べて大きいので高電圧発生という点で特に有利になる。Fig. 11 には μQf 値を高周波電力で発生する磁束密度 B_{rf} に対してプロットしてある⁹⁾。フェリ磁性のフェライトコアと違い、飽和磁化の大きい磁性合金ではかなり高い B_{rf} まで特性を維持している。測定時の高周波電源の最大出力の制限で、 B_{rf} としてはまだ限界が見えていない。この磁性合金コアもさらにカットコアにすることによって μQf 値に大きな影響を与えることなく Q 値を 10 程度にまで上げることができる¹⁰⁾。これは空胴を狭帯域化するが空胴内の蓄積エネルギーを大きくするので、ビーム-空胴相互作用における不安定性を減らすことができる。

このように非常に大きな利点をもつ磁性合金は 1 MHz から 12 MHz (KEK-PS 2 次高調波空胴) までの帯域で実



Fig. 13 Large cutcore (φ670 mm) made of magnetic alloy.

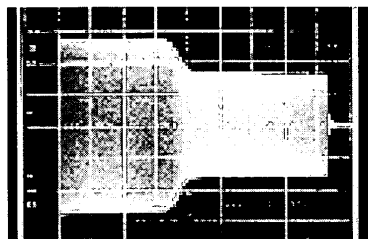


Fig. 14 High loss effect observed in a high-Q-value ferrite core. The generated RF voltage (200 V/div) drops within 20 ms. Time base: 5 ms/div.

用化されている。

これに対し、フェライトは B_{rf} が小さいところでは磁性合金よりも大きな μQf 値をもつが、このフェライトも μQf 値のより高いものは B_{rf} が大きくなると電力を注入し始めてから時間がたつと急激に損失が増えるハイレロス効果という現象があり、連続運転に適さなくなる（これは磁性体中のスピン励起によると言われている（Fig. 14 参照）。しかし、数 ms 程度ではこの現象は起こらないので、狭帯域かつパルス運転という用途ではこのようなフェライトもまだ有望である。フェライトの場合、飽和磁化が磁性合金と比べて小さいので、磁束量を稼ぐために断面積を大きくする必要上、コアの大型化が避けられないが、焼結時の割れなどの制限から積み木状にブロックを組み上げて構成することも試みられている（Fig. 15）。このような大型コアは同材質でもサイズの小さい相似のコアでの測定値から類推する性能を示さないことが多く、実寸のものによる測定は不可欠とされている。

NiZn フェライトよりも MnZn フェライトのほうが透磁率の大きなものが得られるが、体積抵抗率が大きくないこともあり、いまのところ使いにくい。素人考えだが、例えばこれも積層構造を取り入れるなどの工夫で特性の向上が可能になれば有効に活用できると思われる。

共振を使って高い電圧を得てきた空胴も Q が 1 以下になると、これはもうトランスである（二次巻線はワンタンのビーム電流）。そうすると、加速電圧波形として単一の周波数だけを使うのではなく、さらに高調波を混ぜることが容易になる。さらには任意波形を発生することも可能になり、バリアバケット法（Fig. 16）という運転モードも容易に実現できるようになる。これはシンクロトロンへの入

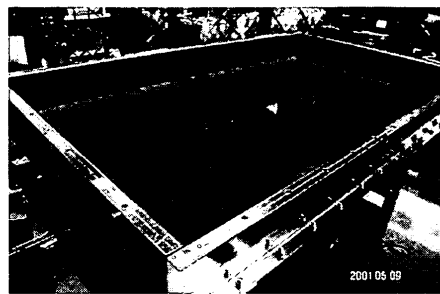


Fig. 15 Large ferrite core (1250 mm × 760 mm).

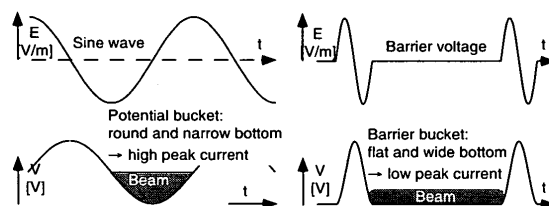


Fig. 16 Potential bucket generated by a sine wave (left) and a barrier bucket (right)

射蓄積時にビーム電流の局所的な集中を抑えることができるので、空間電荷効果などによる入射時のエミッタンスの増加などを減らすことができ、ビーム強度の増加などに有効である¹¹⁾。

このように、共振回路であるがゆえに Q 値が高いため融通の利かなかった加速電圧発生も磁性体の発展のおかげで高効率かつ広帯域化が実現できるようになり、新局面に入ったと言える。この顕著な例は Fig. 5 で紹介した FFAG のリバイバルである。FFAG では軌道半径がサイクロトロンのように変わるため、広い幅にわたって電圧を発生させる必要がある一方、周波数も変化させないといけないので、非同調型加速空胴が高効率で実現可能にならなかったらリバイバルはなかったかもしれない。

このようなコアの使用量は小型のシンクロトロンでも 1 台当たり 100 kg 以上、大型のものだとトンのオーダーで使用されることになる。このため、磁性素材としては、コストも大きなファクターである。

4. 電 磁 石

電磁石はかなり昔から技術的にも蓄積があり、成熟していても何も付け加えるところはないと思っていたが、まだ工夫する余地があったという実例を紹介する。

先のがん治療用のシンクロトロンではまた、病院の敷地内に納めるため、小型化が求められる。従来のシンクロトロンでは磁石の設計のしやすさと、調整要素を設けるため、ビーム軌道を円形に閉じるための一様な磁場を発生させる偏向磁石とビームの集束を行う四極磁石を別々に配置する機能分離型が多く使われていた。これはそれぞれの励磁電流を独立に制御することにより、設計時からのずれを吸収することができ、また、集束力を調整することにより、

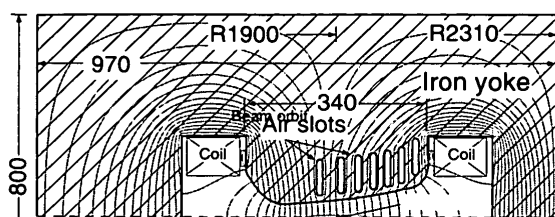


Fig. 17 Cross-sectional view of a combined-function magnet (defocus part) together with the flux lines. Only the upper half is shown.

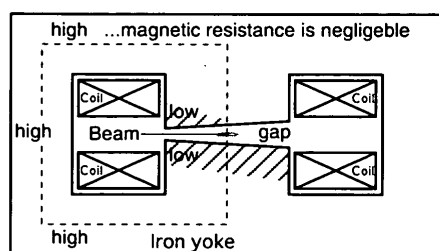


Fig. 18 Magnetic resistance in a pole changes with the location and the excitation level. Because the high-flux-density (narrower gap) region tends to saturate earlier than the other side (shown in the upper pole), the magnetic field distribution is distorted. If such a saturation appears in proportion to the magnetic resistance in the gap (shown in the lower pole), the field distribution can be kept for a wide excitation range.

リング中のビームの振舞を調整できる。しかしながら、別々に配置するするため、それぞれスペースを占有し、小型化が難しい。一方、機能結合型と呼ばれる方式ではこの二重極成分と四重極成分を混合して発生させる。このためリングの外にいくほど磁場の強くなる集束 (focus) 磁石とその逆の発散 (defocus) 磁石 (Fig. 17 参照) を使う。この磁石ではギャップ間隔を場所により変えることで発生磁場強度に傾きをもたせている。このため、磁極内では磁束密度が場所の関数となり、加速に従って励磁を変えるシンクロトロンでは $B-H$ 曲線上の動作点が異なり、飽和磁化に近づくにつれ、磁極中での磁気抵抗が無視できなくなる (Fig. 18)。残留磁化を無視すれば鉄中の磁気抵抗が無視できる低励磁時の磁場分布は磁極面の形状で決まるので、磁極面形状を変えるだけでは磁場分布を広い励磁範囲で一定に保つことは難しい (Fig. 19a)。図の計算例ではビーム軸上で 12 kG になると飽和の影響が強く出て、想定するビームの幅の ± 7 cm の範囲において設計値から大きくずれる。このような設計上の困難さに加え、調整要素の少なさがかえって災いして機能結合型は採用を見合わせられることが多くなっていた。しかしながら、いったん完成すればほぼ無調整にできるため、普及機としては最適である。がん治療機としての普及を図るためにはこのハードルを越える必要がある。

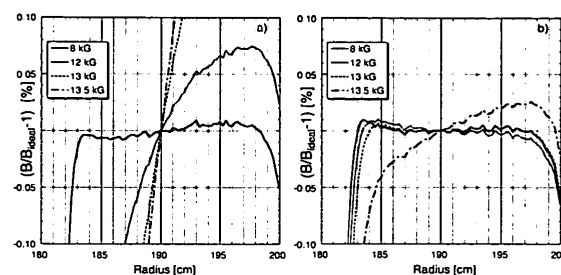


Fig. 19 Deviation of the magnetic field distribution from the designed value calculated by a static 2D code: (a) without slots; (b) with slots.

電磁石では一般に鉄を飽和させないようにするため、一様磁場を発生させる電磁石では磁束が集中し密度が高くなりかちな磁極の根本を太くすることで飽和を避ける手法がとれてきた¹²⁾。ここで発想の転換をし、低磁束密度側の鉄に空隙 (slot) を設けて磁束密度を持ち上げ (飽和に近づける)、磁極近傍での飽和の均等化を図ると、磁束に沿った磁気抵抗の分布が励磁によりあまり変わらないようにでき、広い励磁範囲で良好な磁場分布を得られる (Fig. 19b)¹³⁾。図の計算例ではビーム軸上で 13 kG まで水平面内 ± 7 cm の範囲で設計値からのずれが 10^{-4} に納まっている。

このような工夫をすることにより、励磁範囲の大きい電磁石でも磁場分布を一定に保つことができ、これは通常の一様磁場の偏向磁石や¹⁴⁾、四極磁石にも応用できる。このように励磁電流を変化させる場合、渦電流による磁場分布の変化の遅れや、損失を抑えるため、磁極部分は打ち抜き加工で成形された珪素鋼板を積層することにより製作されるので、このような穴加工は比較的容易に追加することができる。先の例で言えば、磁極の根本をむやみと太らさずにすむので、鉄の総重量を減らすことができる。

これは、毒を盛って毒を征するような方法であるので、珪素鋼板の $B-H$ 曲線の設計時とのずれが磁場分布に与える影響が空隙を設けないものよりも大きくなる。また、均等化空隙を設けると高励磁側では全体に磁気抵抗が増えるので、励磁電流は若干多めになる。

これらの例では 2 次元 (軸対称) 計算をまず行って 2 次元断面形状を決めたが、実際の電磁石は立体であるため、軌道上のビームから見た電磁石の入口および出口部分の磁束のしみ出しの影響も無視することはできない。2 次元計算および勘と経験に頼って設計していたこのような部分も今日の計算機の能力の向上のおかげで、3 次元計算による設計を行うことができるようになった (Fig. 20)。このように複雑な形状の磁石も試作モデルの磁場測定を行い、おおむね設計どおりの性能が得られることが確認できている (Fig. 21)¹⁵⁾。前章の非同調型加速空洞と組み合わせて構成できる機能結合型シンクロトロンの概略図を Fig. 22 に示す。これは約 10 m 角の部屋に納めることができる。

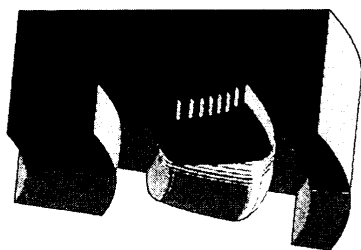


Fig. 20 Combined-function triplet magnet: cross-sectional view from the horizontal and longitudinal cut planes. The flux-density-equalizing slots are located in the pole. The corners at the entrance and exit have steps to reduce their saturation.

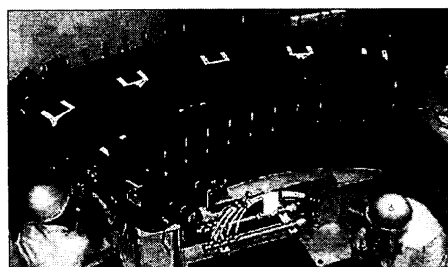


Fig. 21 Fabricated model of the combined-function triplet magnet.

5. 永久磁石

加速器における永久磁石はいまはなき LBL (Lawrence Berkeley National Laboratory, カリフォルニア大学) の Klaus Halbach が基礎を築きさらに数々の応用展開も彼自身が中心となった。そのめざましく広範囲で精力的な業績から彼は永久磁石の巨人とも呼ばれている。Halbach はコバルト系の希土類永久磁石の比透磁率の大きさが 1.05 と空気の比透磁率に近いことに着目して偏向磁石、四極収束磁石、六極磁石さらには放射光用ウイグラー、アンジュレーターなどの、磁場強度と磁場分布を解析的に定式化した^{16)~19)}。特に Halbach が名づけた REC (Rare Earth Cobalt) magnet は方向性希土類磁石を台形上にして円周上に磁化の向きを回転しながら配置するものであった。Fig. 23 に偏向磁石の場合の構成図を示す。磁化方向の回転周期を 2 倍にすれば四極磁石になり N 倍にすれば $2N$ 極磁石となり、任意の極数の多極磁石をつくることができる。そして、円周上に配置する代わりに直線状に配置すると放射光用ウイグラー、アンジュレーターが構成される。アンジュレーターに関しては過去に解説²⁰⁾があるので、ここでは触れない。

オーソドックスな永久磁石を使った磁気回路は Halbach 型とは異なり鉄芯、鉄ヨークを組み合わせた構造で Fig. 24 のように、または永久磁石とポールを入れ替えて構成される。ここで、縦長の部分が永久磁石で、その上下をはさんでいるのが鉄磁極である。このときのギャップで

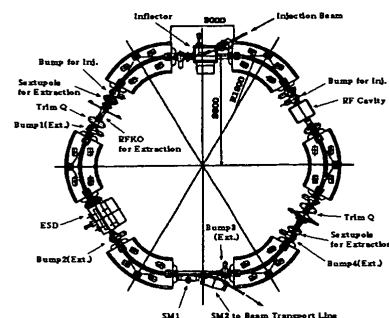


Fig. 22 Combined-function proton synchrotron. The energy is 240 MeV at $B_0 = 1.28$ T.

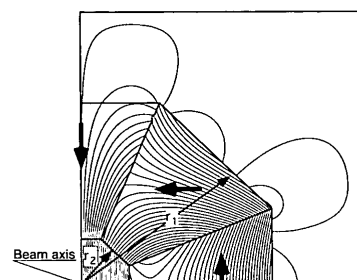


Fig. 23 Halbach's dipole REC magnet.

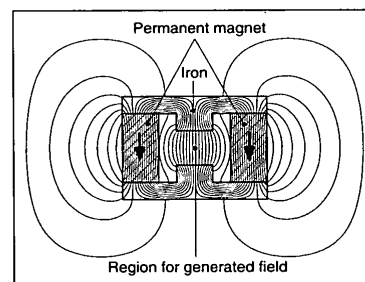


Fig. 24 Conventional magnetic circuit for permanent magnets.

の磁束密度の近似式は磁極間距離を d 、磁石の長さを l_m とすると、

$$B = B_r l_m / (d + l_m) \quad (4)$$

となり、最大でも B_r を超えない。Halbach 型では先の例でもわかるように、たとえ外側を鉄などでシールドしなくても大量の磁束が回路の外に出るようなことはないのが大きな特徴で、磁束の有効利用とともに、外部に対する影響が抑えられるという利点がある。

REC magnet の構成は残留磁化を超す磁束密度を発生させようという点で画期的なものであったが彼は特許として申請することはなかった。Halbach の周辺はイオン源、放射光、そして自由電子レーザーなどの研究者が多かったためか、さらにアンジュレーター用永久磁石の開発に勢力をそそいだ。その発展型として電磁石との併用、鉄芯の導入などによって、可変磁場のアイデアも考案した。Halbach の導出した (近似) 理論式はいまでも興味深いものであるのでここに紹介する。

$$B = B_r \ln (r_1 / r_2) \quad (5)$$

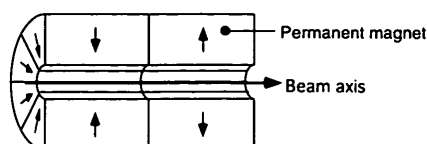


Fig. 25 Permanent axi-symmetric magnet.

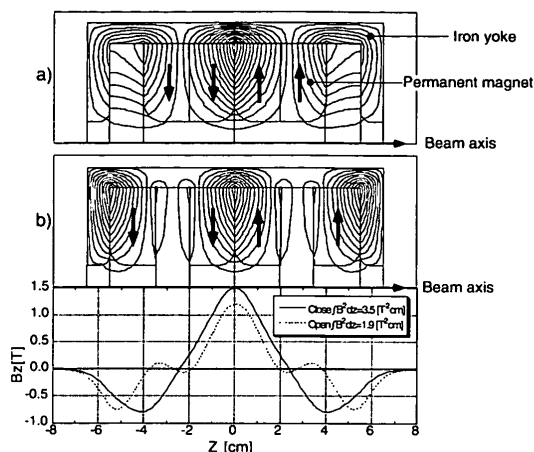


Fig. 26 Variable permanent magnet symmetric lens. Two magnet ring configurations and the corresponding field distributions: (a) maximum strength 3.5 T² cm; (b) minimum strength 1.9 T² cm.

$$B = 2B_r (1 - r_1/r_2) \quad (6)$$

(5) 式は偏向磁石での空隙の磁束密度, (6) 式は四極磁石での磁石内周表面での磁束密度の近似式である. ここに B_r は永久磁石の残留磁束密度である. これらの式で驚くべきことは (5) 式は REC 構造の磁石の外形を大きくすればいくらかでも偏向磁石の強度は増加し, 四極磁石では残留磁束密度の 2 倍になるというものである. このスケールリング則は次のように説明できる. (5) 式の場合: 双極子を水平面に対して原点の上下に対称に同方向に置くと, その原点での 2 極成分への寄与は r^{-3} である. しかしに, 原点から r 離れた $\delta\Omega$ の立体角で δr の厚さの球殻中に含まれる体積は r^2 なので, r 離れたところからの寄与は r^{-1} となり, 体積積分すると対数依存性をもつことがわかる. 4 極の場合: 同様に双極子を逆方向に置くと, その原点では 2 極成分がキャンセルされ 4 極成分が最低次となり, その寄与は r^{-4} となる. そして, r 離れたところからの寄与は r^{-2} となるので体積積分すると r^{-1} の依存性が出る.

筆者の熊田らは 1980 年代, (5) 式の重要性に理解が及ばず, (6) 式のファクター 2 でさえ仲間から疑いの目をもたれた. 当時, 高強度陽子加速器では入射線形加速器の集束四極磁石の磁場勾配は強いほど, 有利なことが計算で示されていたので, この Halbach 型四極磁石を旧型の四極磁石と一緒に製作してみたところ, 磁石の表面で 1.65 T と $B_r = 1.187$ T の 39% 増の強度を得ることができた²¹⁾. このとき永久磁石の分割数は 16 であったが, この分割数を

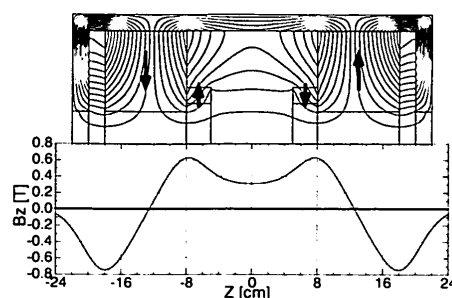


Fig. 27 Example of a mirror magnet for an ECR ion source.

考慮に入れた理論式による値は 1.75 T であった. ちなみに磁場勾配は 250 T/m で当時の新記録であった.

一方, ソレノイドコイルで発生させるような軸方向の磁束も発生できる (Fig. 25)^{18), 22)}. これは四極磁石などと違い, 軸対称性を崩さずに集束を行える磁気レンズとなる. これの焦点距離を変えるために磁石を前後に移動した場合の磁束密度分布を Fig. 26 に示す. 焦点距離は B_z^2 の長さ方向の積分値に反比例するので²³⁾, この例では約 1.8 倍の可変範囲がある. 50 keV の陽子ビームに対しては焦点距離 12 cm から 22.5 cm に対応する. また, ECR イオン源のプラズマの閉じ込めにも応用でき, Fig. 27 にこの事例を示す.

このような磁石の磁束密度は Halbach の式のように B_r をいくらかでも超えることができるかという実には別の制限がある. それは磁石材料の減磁効果である. 磁石外径を大きくしていくと外側の磁石が内側の磁石に対して外部磁界を与え, これが減磁効果を与えるために (5) 式からずれてくる. Fig. 23 の右下の磁石の最内周付近で磁束が反転しているところからも見てとれるように, この部分では動作点が $B-H$ 曲線の第 3 象限に入っているので十分「硬い」素材でないと減磁する可能性がある. 実は Fig. 25~27 の例はこれを嫌って発生させる磁束と垂直に容易化軸をもつ磁石のみで構成して, 逆磁場の影響を受けないようにしている. これなら容易化軸方向成分のみを考えた場合, いくら磁束密度を上げて第 3 象限に入らないようにできるので, 磁束密度の上限はなくなる²²⁾. しかしながら, 容易化軸に直交する強い磁場中の NEOMAX などの異方性磁石の挙動に関する報告は見当たらないため, どこまで上げられるかの検証が必要である.

一方, Fig. 23 の左上の磁石の内周付近に注目すると $B-H$ 曲線上の動作点としては第一象限の磁場の大きな領域にいたることがわかる. この領域ではただの鉄も永久磁石も同様に振舞う. そこで考案されたのが改良型 Halbach 磁石である (Fig. 28)²⁴⁾. この方式では永久磁石の一部を鉄で置き換える. 従来の磁気回路と異なるのはこの鉄のギャップに近い部分を飽和させてしまうところである. 鉄を飽和させることで鉄は飽和磁化をもつ状態になる. その飽和磁

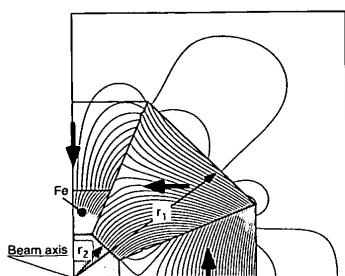


Fig. 28 Modified Halbach's magnet.

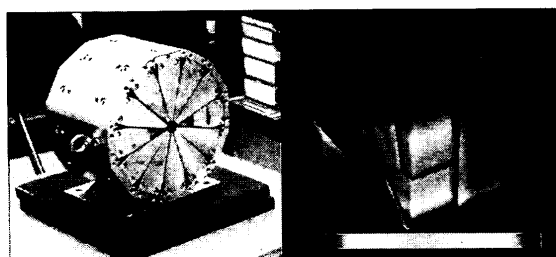


Fig. 29 4.45 T permanent magnet and its magnetic flux density.

化の大きさはありふれた鉄材でも 2T と最強の永久磁石材 NEOMAX より強い。ギャップ近傍では鉄は完全飽和しているが、外側では鉄はまだ飽和していない。この飽和していない部分では鉄は磁束を集める働きを残しており、内側の磁石材料に逆磁場のかかる割合を減少させる働きをもつ。この場合にも近似解析式を導くことが可能である²⁵⁾。

このようにして熊田らは永久磁石でありながら超伝導電磁石の領域の 4.45 T という強度を達成した (Fig. 29)。ここでは上記の改良型 Halbach 構造以外に摂氏 -40 度まで冷却した効果も利用しているが詳細は参考文献かこれから論文を参考にしていきたい。磁性材料を冷やして使うという方法は実効的には新材料の発見にも相当するので、各方面から注目を集めている。

永久磁石の強度や分布が調整可能であれば用途の範囲は大きく広げることができる。高磁場偏向永久磁石を可変にできればシンクロトロン的小型化が可能になる。熊田らは磁石中磁石 (Magnet in Magnet: MiM) というコンセプトを提案して 2001 年 7 月 Snowmass 2001 において VLHC (Very Large Hadron Collider) という周長 240 km の超伝導マグネット加速器の磁束密度を 2 倍近く上げる素案を出した。

これは飽和鉄心永久磁石で 1.5 T 強の小型の永久磁石をつくりこれを 2 T の超伝導電磁石のギャップの中に挿入するのである。永久磁石の比透磁率は 1 に近く線形の重ね合わせができるため、合成磁束密度は 3~4 テスラが期待できる。ちなみに超伝導電磁石は鉄の飽和磁化までを使って 2 T 程度に抑えると大幅なコスト削減が可能であることを提案者のフォスターは示している (この加速器をパイプトロン、あるいは伝送線路磁石とも呼ぶ)²⁶⁾。

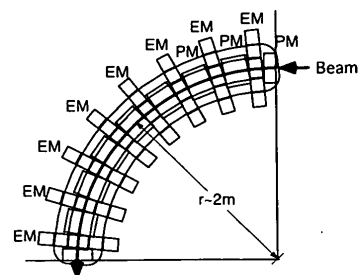


Fig. 30 Saturated iron core magnets and electromagnets are placed alternatively where the coils are wound together.

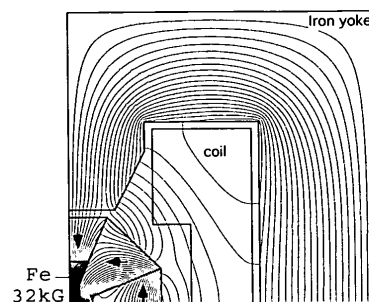


Fig. 31 Saturated iron core magnet installed in the gap of an electromagnet.

また、超伝導磁石の代わりに電磁石と組み合わせた MiM も考えられる。その二つの例を Fig. 30 と Fig. 31 に示す。Fig. 30 はビームの進行方向に飽和鉄心永久磁石と電磁石を交互に配置しこれを共通の励磁コイルで巻いたものである。これは電磁石磁場の永久磁石に対する影響を極力避けながら小型化を図ったものでビームはこの中で全体として 90° 偏向される。飽和鉄心永久磁石での発生磁束密度を 3 T とし、電磁石を ± 1.8 T に振って平均磁束密度の変動幅を 2 倍 (ビームのエネルギー比で 4 倍) にとり、最大平均磁束密度で 2.56 T をもくろんでいる。Fig. 31 はビームの直角方向の面内で電磁石のギャップ内に強磁場永久磁石を挿入したものである。この原稿を準備中に後者のタイプのモデル磁石の原理実証実験が進行している。

永久磁石のもう一つの大きな進歩として現行の世界最高のエネルギーをもつフェルミ加速器研究所 (Fermilab, Fermi National Accelerator Laboratory) で周長 3 km の 8 GeV 反陽子貯蔵リングにフェライト系の弱い永久磁石が使用され²⁷⁾ 現在、ビーム蓄積実験中であることに言及する必要がある。この磁石の強さは kG のレベルで前述のものより 1 桁小さい。永久磁石の磁化の強さには普通パーセントのオーダーのばらつきがある。そして、永久磁石の温度特性も加速器で必要とされる性能からはほど遠い。先のパイプトロンのフォスターらはこのようなばらつきや温度特性の問題をほぼ解決して、フェライト系の永久磁石によって一様性、安定性を 10^{-4} 程度まで実現した。2001 年、ジュネーブでの MT17 (第 7 回マグネットテ

ノロジー国際会議)でフォスターの発表の最後のスライドで Klaus Halbach に真摯な感謝の言葉が述べられていた。反陽子貯蔵リングは従来の型の永久磁石であったが、この加速器も巨人 Halbach の洗礼を受けていたのだった。

6. ま と め

新素材が、あるいは優れた素材があるにもかかわらず、ニーズ、用途に対する情報の不足で埋もれているような素材、アイデアなどの掘り起こしができることを期待したい。この拙い文章が磁気物理、加速器物理、両分野の橋渡しのきっかけに多少でもなれば幸いである。

謝 辞 本稿をまとめるに当たりご協力いただいた高エネルギー加速器研究機構の大森千広氏、高木 昭氏に心から感謝いたします。

文 献

- 1) 日本物理学会編:「加速器とその応用」, 丸善株式会社.
- 2) <http://www.nirs.go.jp/tiryuu/himac/himac-t.htm>
- 3) <http://www.spring8.or.jp/>
- 4) D. H. Sloan and E. O. Lawrence: *Phys. Rev.*, **38**, 2021 (1931).
- 5) 大河千弘: 日本物理学会加速器シンポジウム (1953).
- 6) <http://hadron.kek.jp/FFAG/>
- 7) Y. Iwashita: *Jpn. J. Appl. Phys.*, **2**, Lett. (Jpn.), **36**(6A), L727-L728 (1997).
- 8) K. Saito, J. I. Hirota, M. Katane, M. Tadokoro, Y. Iwashita, A. Noda and M. Inoue: *NIM-A*, **401**(1), 133-143 (1997).
- 9) M. Fujieda *et al.*: "Studies of Magnetic Core for JHF Synchrotrons," PAC1997.
- 10) C. Ohmori *et al.*: "High Field Gradient Cavities Loaded with Magnetic Alloy Cores," invited talk, PAC1999.
- 11) M. Fujieda, A. Iwashita, A. Noda, Y. Mori, C. Ohmori, Y. Sato, M. Yoshii, M. Blaskiewicz, J. M. Brennan, T. Roser, K. S. Smith, R. Spitz, and A. Zaltsmann: *Phys. Rev. ST Accel. Beams*, **2**, 122001 (1999).
- 12) H. Kumagai: *Nucl. Instrum. & Methods*, **6**, 213 (1960).
- 13) Y. Iwashita, A. Noda, T. Shirai, A. Morita, M. Tadokoro, J. I. Hirota, M. Umezawa, and K. Hiramoto: *Jpn. J. Appl. Phys.*, **38**, 895-897 (1999).
- 14) M. Tadokoro, J. I. Hirota, K. Hiramoto, M. Umezawa, S. Kakiuchi, Y. Iwashita, A. Noda, T. Shirai, and M. Inoue: *Proc. 1997 Particle Accelerator Conf.*, p. 3294, Vancouver, B. C. Canada (IEEE Operations Center, NJ, 1997).
- 15) A. Morita, Y. Iwashita, A. Noda, T. Shirai, H. U. Tongu, M. Umezawa, K. Hiramoto, and M. Tadokoro: submitted to *Phys. Rev. ST Accel. Beams*.
- 16) K. Halbach: *IEEE Trans.*, NS26, 3382 (1979).
- 17) K. Halbach: *NIM*, **169**, 1 (1989).
- 18) K. Halbach: *NIM*, **187**, 109 (1981).
- 19) K. Halbach: *NIM*, **198**, 213 (1982).
- 20) 若杉昌徳・田辺敏也・稲辺尚人: 日本応用磁気学会誌, **22**, 1309-1316 (1998).

- 21) M. Kumada *et al.*: Magnet Technology Conference, Zurich, 1985.
- 22) Y. Iwashita: "Axial magnetic field lens with permanent magnet," *Proc. Int. Conf. on Particle Accelerators*, Vol. 4, pp. 3154-3156, Washington, D. C., USA, 17-20 May 1993.
Y. Iwashita: *Proc. 1994 Int. Linac Conf.*, pp. 369-371, Tsukuba, Japan (1994).
- 23) C. Fert and P. Durandeu: "Magnetic Electron Lenses" in "Focusing of Charged Particles," ed. by A. Septier, p. 309, Academic Press (1967).
- 24) 熊田雅之, 幸田 勉: 特願 2001-086098 磁界発生装置, CERN Courier (International Journal of High Energy Physics), Magnet becomes more compact volume 41, number 7, p. 9, September 2001.
熊田雅之:「超伝導電磁石の領域にせまる高磁場永久磁石」, 工業材料 2001 年 12 月号 (Vol. 49, No. 12); M. Kumada, T. Fujisawa, Y. Hirao, M. Endo, M. Aoki, T. Kohda, Y. Iwashita, Bolshakova, and R. Holyaka: "Development of a Model 4 Tesla Dipole Magnet," to be published in PAC 2001, Chicago, 18-22 June 2001.
M. Kumada, T. Fujisawa, Y. Hirao, M. Endo, M. Aoki, T. Kohda, Y. Iwashita, Bolshakova, and R. Holyaka: "Development of High Field Permanent Magnets," to be published in MT17 (International Magnet Technology Conf.), Geneva, 24-28 Sept. 2001.
- 25) M. Kumada, T. Fujisawa, Y. Hirao, M. Endo, M. Aoki, T. Kohda, Y. Iwashita, Bolshakova, and R. Holyaka, challenge to a high field permanent magnet of variable field strength, 加速器科学研究発表会, 2001 年 10 月 29 日～31 日.
- 26) <http://www.vlhc.org/>
- 27) G. Foster: "Operational Experience with Permanent Magnets in Transfer Lines and Accelerators," MT17, Geneva, 24-28 Sept. 2001; G. Jackson: "The Fermilab Recycler Ring Technical Design Report," FERMILAB-AB-TM-1996.

(2001 年 11 月 29 日受理)



岩下芳久 いわした よしひさ

昭 56 京都大学化学研究所助手, 昭 56～60 にかけて通算 3 年間米国ロスアラモス国立研究所にてがん治療用加速器の研究, 帰国後 7 MeV 陽子線型加速器の建設などに従事, 平 10 同助教授, 現在に至る専門 ビーム物理学, 加速器科学 (理博)



熊田雅之 くまだ まさゆき

昭 46 高エネルギー物理学研究所 (KEK) 助手, 昭 53～54 米国フェルミ加速器研究所, 昭 54～55 フランス国サックレー研究所にてテバトロン等超伝導電磁石を研究後 KEK に戻る, 平 3 放射線医学総合研究所主任研究官, 現在に至る専門 加速器物理学 (理博)