

JAERI-M

6 8 1 6

超電導材料の照射効果

1976年12月

高村三郎

日本原子力研究所
Japan Atomic Energy Research Institute

この報告書は、日本原子力研究所が JAERI-M レポートとして、不定期に刊行している研究報告書です。入手、複製などのお問合せは、日本原子力研究所技術情報部（茨城県那珂郡東海村）あて、お申しこしください。

JAERI-M reports, issued irregularly, describe the results of research works carried out in JAERI. Inquiries about the availability of reports and their reproduction should be addressed to Division of Technical Information, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken, Japan.

超電導材料の照射効果

日本原子力研究所東海研究所物理部

高 村 三 郎

(1976年11月12日受理)

将来の核融合炉で使用が予定されている超電導磁石に対する速中性子線照射ならびに粒子線照射の照射効果について研究の現状を述べる。極低温照射による超電導体の臨界温度や臨界電流の変化、安定化金属の電気抵抗増加、複合線材の安定性の劣化、電気的絶縁体の電気的、機械的特性の変化などが問題になる。

一般に超電導体の臨界温度は照射によって減少するが、化合物系超電導体は合金系に比べて減少量が大きい。臨界電流は合金系の場合には照射によって減少するが、化合物系の場合は複雑であって、Nb₃Sn では低温での速中性子照射量が 10^{18} n/cm^2 までは臨界電流は増加する。それ以上の照射量では臨界電流が減少する。安定化材の銅やアルミニウムは低温で速中性子照射をうけることによって電気抵抗が増加するので超電導複合線材の安定性が減少する。特に極低温での照射実験はまだ数少ないので、定性的にもまだ不明の点が多く、今後の研究課題である。

Radiation Effects on Superconducting Materials

Saburo TAKAMURA

Division of Physics, Tokai, JAERI

(Received November 12, 1976)

Superconducting magnets will be used in plasma confinement of future fusion reactors. They will be subjected to neutron irradiation at low temperatures, so information is required on the effects of irradiation at low temperatures upon superconducting properties (critical current density, superconducting transition temperature, etc.) of the superconducting materials, electrical resistivity of the stabilizing materials such as Cu, multifilamentary composite materials of the magnets, and mechanical and electrical properties of the electrical insulating materials.

A review is made of the existing data of radiation effects on the superconducting magnets. The superconducting transition temperature of the elements, alloys and compounds decreases with neutron irradiation, more in the compounds than in the alloys. The critical current density J_c of the alloys decreases with fast neutron irradiation at low temperatures. In Nb_3Sn , J_c increases by low temperature fast neutron irradiation below the fluence of about 10^{18}n/cm^2 , and the degradation of J_c appears at over 10^{18}n/cm^2 . Fast neutron irradiation causes resistivity increase of Cu and Al. Radiation damage in the materials may have large influence on stability characteristics of the composite wires. Extensive studies are necessary to clarify the problems, especially the irradiation effect at low temperatures.

目 次

1. 序論	1
2. 放射線損傷	2
2.1 放射線損傷の機構	2
2.2 照射によって生成された格子欠陥	3
3. 超電導体の特性	9
3.1 臨界温度 T_c	9
3.2 臨界磁場 H_{c2}	12
3.3 超電導体の flux flow	13
3.4 臨界電流密度 J_c	13
3.5 超電導線の不安定性	16
4. 超電導体の放射線損傷	19
4.1 T_c の変化	19
4.2 H_{c2} の変化	22
4.3 Nb の J_c の変化	22
4.4 合金系超電導体の J_c の変化	26
4.5 Nb-Ti 合金	31
4.6 化合物超電導体の J_c の変化	34
4.7 核融合炉における超電導材料の問題点	43
5. 結語	49

1. 序 論

核融合炉の実現の可能性が高まり、1980年代にはゼロ出力核融合炉の実現が予想される。トカマク型が現在最も早くゼロ出力炉のレベルに到達できるものと期待されている。核融合炉の多くの概念設計では超電導磁石による非常に強い磁場によりプラズマを閉じ込める構造になっている。普通の磁石では磁場をつくるために要する電力が大きすぎて経済的にひきあわないからである。また同一の炉では、出力が磁場の4乗に比例するので強磁場ほど望ましい。また炉からの中性子はブランケットや遮蔽体で部分的に吸収されるが、超電導磁石も中性子照射をうける。この中性子束の大きさは輻射の吸収による液体ヘリウムの損失、超電導体の特性への照射効果などの条件によって決められる。超電導磁石に要する費用は炉の全費用の30~40%を占めると云われているので、超電導磁石の中性子による照射効果を明らかにしておくことが極めて重要である。放射線の照射下における問題点としては、(i)超電導体自身や超電導線の複合材における臨界電流、臨界磁場、臨界温度、不安定性などの変化、(ii)銅あるいはアルミニウムなどの安定化材の電気抵抗の増加、(iii)電気的絶縁材料の電気的、機械的特性の変化、(iv)超電導磁石の補強材の応力下での低温機械的性質の変化などである。ここでは(i)、(ii)のみを取り扱うこととする。この方面的研究は液体ヘリウム温度附近での照射実験が必要であって、まだ実験例が少なく、定性的にもまだ確立されておらず、今後の研究に待つ所が大きい。

この報告書の第1章は序論、第2章は照射損傷について述べ、第3章は超電導体の特性、第4章は超電導線材の照射効果について述べて、第5章が結論である。

2. 放射線損傷

2.1 放射線損傷の機構

放射線を材料に照射するときに放射線のエネルギーが大きければ格子位置にある原子がはじき出されて、あとに空孔が出来る。はじき出された原子は格子の隙間にはいり込んで格子間原子となる。原子を格子位置からはじき出すためには、ある限界以上のエネルギーを原子に与える必要がある。この限界のエネルギーをはじき出しのしきいエネルギー(E_d)とよぶ。入射粒子によって直接はじき出された原子を1次ノックオン原子とよぶ。入射粒子が静止している原子に伝達できる最大のエネルギーは、正面衝突をする場合に伝達される運動エネルギーであり、その値 T_m は次の式で与えられる。

$$T_m = 4 M_1 M_2 E / (M_1 + M_2)^2 \quad (1)$$

ここで M_1 , E は入射粒子の質量と運動エネルギー、 M_2 は静止している原子の質量である。

入射粒子線束 ϕ ($\text{cm}^{-2} \cdot \text{sec}^{-1}$)で t 秒間照射したときにできる1次ノックオン原子の数 n_p は、

$$n_p = \phi t N_0 \sigma_d \quad (2)$$

である。ここで N_0 は単位体積当りの原子数。 σ_d ははじき出しの全断面積である。1次ノックオン原子は平均として1個当たり $\bar{\nu}$ 個の原子をはじき出すとすれば、単位体積当りのはじき出される原子の総数は

$$n_d = n_p \bar{\nu} = \phi t N_0 \sigma_d \bar{\nu} (\equiv A t) \quad (3)$$

である。1次ノックオン原子の平均エネルギーを \bar{E}_p とすれば、(3)式は $n_d = \phi t N_0 \sigma_d \kappa f \bar{E}_p / 2 E_d$ になる。ここで κ , f は補正係数で¹⁾、 κ ははじき出し効率、 f ははじき出しに寄与するエネルギーの全エネルギー損失に対する割合で、これらの補正係数はノックオン原子のエネルギーが大きいときに考慮しなければならないが、重い原子でエネルギーが余り大きくないときは $\kappa f \approx 0.4 \sim 0.8$ と考えてよい。

入射粒子がイオンの場合について考えてみる。イオン照射のときは衝突がラザフォード型になり、 \bar{E}_p , σ_d , $\bar{\nu}$ は次式で与えられる。²⁾

$$\left. \begin{aligned} \bar{E}_p &= E_d \ell n (T_m/E_d) && \text{但し } T_m \gg E_d \\ \sigma_d &= \pi (M_2/M_1) Z_1^2 Z_2^2 e^4 / (E E_d) \\ \bar{\nu} &= 0.5 [1 + \ell n (T_m/E_d)] \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

ここで、 $Z_1 e$, $Z_2 e$ は夫々格子位置にある原子の電荷と入射粒子の電荷である。

入射粒子が電子の場合は、

$$\left. \begin{aligned} T_m &= 5.6 \cdot 0.8 (E/0.51) [(E/0.51) + 2] / M_1 \\ \sigma_d &= 5.55 (Z_1^2/M_1) \times 10^{-24} \text{ cm}^2 \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

である。ここで E は Mev 単位で表わす。

中性子照射の場合は、中性子は電荷をもたないため 直接原子核と衝突する。中性子のエネルギーが大きいときは生成された点欠陥の濃度が局所的に高くなつて、空孔が集まつて出来た depleted zone とその周囲に格子間原子が多く集まつた領域が出来る。このとき はじき出しの原子数を求めるのに用いる補正係数は $\kappa \approx 0.8$, $f \approx 0.6 \sim 0.8$ ³⁾ となるが、簡単のためにここでは $\kappa f = 0.6$ とし、 $\bar{E}_p = T_m / 2$ とした。

種々の放射線を Nb に照射したときの T_m , σ_d , \bar{E}_p , $\bar{\nu}$, $\sigma_d \bar{\nu}$, $\sigma_d \bar{E}_p$ および 1 次ノックオン原子のエネルギーが 10 および 5 kev 以上になるときのはじき出し断面積 σ_d' , σ_d'' を第 1 表に示した。ここで E_d は簡単のために 30 ev にした。Nb 合金, Nb 化合物については成分原子について、同様な計算を行ない、成分比に比例した平均値を求めなければならないが、大よその値は Nb だけで求めたものとさほど変わらない。V の場合はその原子量が Nb の約半分であり、補正が必要である。例えば 50 Mev 重陽子線で照射されたときの T_m , σ_d , \bar{E}_p , $\sigma_d \bar{\nu}$, $\sigma_d \bar{E}_p$ は夫々 7.3 Mev, $0.09 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$, 370 ev, $0.6 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$, $33 \times 10^{-20} \text{ cm}^2 \cdot \text{ev}$ である。Nb を 50 Mev 重陽子線で照射したときの $\sigma_d \bar{\nu}$ は $1 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$ であつて、V はこの 0.6 倍である。

種々の放射線による照射効果を比較するためには、単位体積中の欠陥濃度を比べればよい。このためには(3)式の n_d , すなわち $\phi t \sigma_d \bar{\nu}$ か、あるいは はじき出しに費やされたエネルギー $\phi t \sigma_d \bar{E}_p$ を用いればよい。したがつて、第 1 表の $\sigma_d \bar{\nu}$ か $\sigma_d \bar{E}_p$ と放射線の照射量 ϕt の積を比較することによって照射効果を知ることが出来る。このようにして 粒子線照射の結果を速中性子照射の結果に換算することが出来る。

2. 2 照射によって生成された格子欠陥

放射線の照射により格子欠陥を導入した金属を焼なましていくと、格子欠陥は欠陥の種類によって定まつた温度で消滅したり再配列したりして元の状態に回復する。この回復の温度範囲を低温側から第 I 段階(アルミニウムの場合は 50 °K 以下), 第 II (50~180 °K), 第 III (180~300 °K)……と便宜上別けている。Fig. 1, 2 は Burger ら⁴⁾ が 4.5 °K で速中性子照射したアルミニウム、銅の電気抵抗の回復曲線を示した。回復の第 I 段階は格子間原子が動いて空孔と合体消滅する過程に対応している。第 II 段階は不純物原子にトラップされていた格子間原子が不純物から離れて動きまわつて空孔と合体消滅するとか、格子間原子の集りが離散集合するという過程で、第 III 段階は空孔が動く過程である。銅を中性子で照射した後第 III 段階(300 °K)で焼きなましても照射によって増加した電気抵抗の約 15 % が残つてしまふ。これは格子間原子同志の集りの転位ループ、あるいは空孔同志の集りの集合体が残るためで、より高温で焼きなましを行なわないと消滅しない。アルミニウムでは第 III 段階でほぼ完全に回復する。不純物を添加した場合例えは銅に僅かにすずを添加した場合、格子間原子や空孔がすぐにトラップされるために室温に焼きなましても、電気抵抗の回復量がかなり少なくなる⁵⁾。

次に低温で速中性子照射した銅、アルミニウムの比抵抗の増加 $\Delta \rho$ は、 $\Delta \rho = \rho_0 [1 - \exp(-At)]$ で表わされる。ここで t は照射時間、A は(3)式で表わされる値である。Fig. 3 は Blewitt⁶⁾ が行なつた 4.9 °K で速中性子照射した銅、アルミニウムの照射量と比抵抗の増加の関係を示したものである。速中性子($E > 0.1 \text{ Mev}$)の照射量が $2 \times 10^{18} \text{ n/cm}^2$ のときの比抵抗の増加は銅で約 $10^{-7} \Omega \text{ cm}$ 、アルミニウムで約 $3 \times 10^{-7} \Omega \text{ cm}$ である。加工された銅の照射による比抵抗の増加率は焼鈍された銅に

第1表 Nbに種々の放射線を照射したとき、はじき出された原子の
 T_m , σ_d , \bar{E}_p , $\bar{\nu}$, $\sigma_d \bar{\nu}$, $\sigma_d \bar{E}_p$, σ_d' , σ_d'' (σ_d' : σ_d''
 はそれぞれノックオン原子のエネルギーが夫々 10, 5 kev
 以上のはじき出し断面積)

照射の種類	エネルギー(Mev)	T_m (kev)	σ_d^* ($\times 10^4$ b)	\bar{E}_p (eV)	$\bar{\nu}$	$\sigma_d \bar{\nu}$ ($\times 10^4$ b)	$\sigma_d \bar{E}_p$ ($\times 10^4$ b)	σ_d' ($\times 10^4$ b)	σ_d'' ($\times 10^4$ b)
電子	1	0.047	0.1	16	0.2	0.02	2	0	0
陽子	3	126	1.3	250	4.7	6.1	330	0.0039	0.0079
"	17	716	0.23	300	5.5	1.3	70	0.0007	0.0014
重陽子	3	247	2.6	270	5.0	1.3	700	0.0079	0.016
"	15	1240	0.53	320	5.8	3.1	170	0.0016	0.0031
"	50	4120	0.16	350	6.4	1.0	56	0.00048	0.00094
ヘリウム	2	316	31	280	5.1	160	8700	0.095	0.19
酸素	25	12500	160	390	7.0	1100	62000	0.48	1
中性子	2	84	0.0005	42000	420	0.21	21	0.0004	0.0005
"	核分裂スペクトル**	-	~0.0005	~20000	200 をとる	0.1	10	0.0004	0.0005
"	14***	589	0.0004	294500	2900	1.2	120	0.0004	0.0004

* bは 10^{-24} cm^2 を表わす。

**核分裂スペクトルの中性子線の平均エネルギーは2Mevであるが、 $\bar{\nu}$ の実験値が計算値の約半分であるので、 $\bar{\nu}=200$ とした。

*** 14Mevの中性子の場合、実際は $\bar{\nu}$ の値が2Mevの中性子の場合の4倍程度になると考えられる。

比べて 10 %ほど大きい⁷⁾。一般に比抵抗は次の各成分の和で与えられる。

$$\rho = \rho_0 + \rho_R + \rho_H$$

ここで ρ_0 はもともと含まれている格子欠陥があるときの残留比抵抗、 ρ_R は照射によって生成された欠陥にもとづく比抵抗、 ρ_H は磁気抵抗である。超電導線の安定化材として用いられる銅、アルミニウムは高磁場中におかれると、磁気抵抗の大きさを考慮に入れねばならない。銅はアルミニウムに比べて磁気抵抗がかなり大きい。磁場が零のときの比抵抗を $\rho_0(0)$ としたときに、磁場 H における比抵抗の増加量 $\rho_0(H) - \rho_0(0)$ が磁気抵抗である。磁気抵抗は純度や温度など試料の状態によって異なる値をとるが、同一金属の磁気抵抗は磁場の強さ H との間に次の関係 (Kohler の法則) が成り立つといわれている。すなわち $(\rho_0(H) - \rho_0(0)) / \rho_0(0) = f(H/\rho_0)$ である。Fig. 4 は Böning ら⁸⁾ が 4.6 °K で銅を速中性子照射したときの結果であるが、照射後焼なましした場合には、照射直後の曲線とは一致していない。すなわち必ずしも Kohler の法則が成り立たないことを示している。Fig. 5 はアルミニウムの $(\rho_0(H) - \rho_0(0)) / \rho_0(0)$ と $H\rho_{300}/\rho_0(0)$ の関係を示したものである⁹⁾。ここで ρ_{300} は 300 °K での比抵抗である。4.6 °K で速中性子照射した Böning の結果も示してある。速中性子照射による磁場 100 kG での全比抵抗の変化を、Fig. 3, 4, 5 を用いてプロットしたものが Fig. 6 である。ここで ρ_0 は磁場が零のときの照射前の残留比抵抗である。

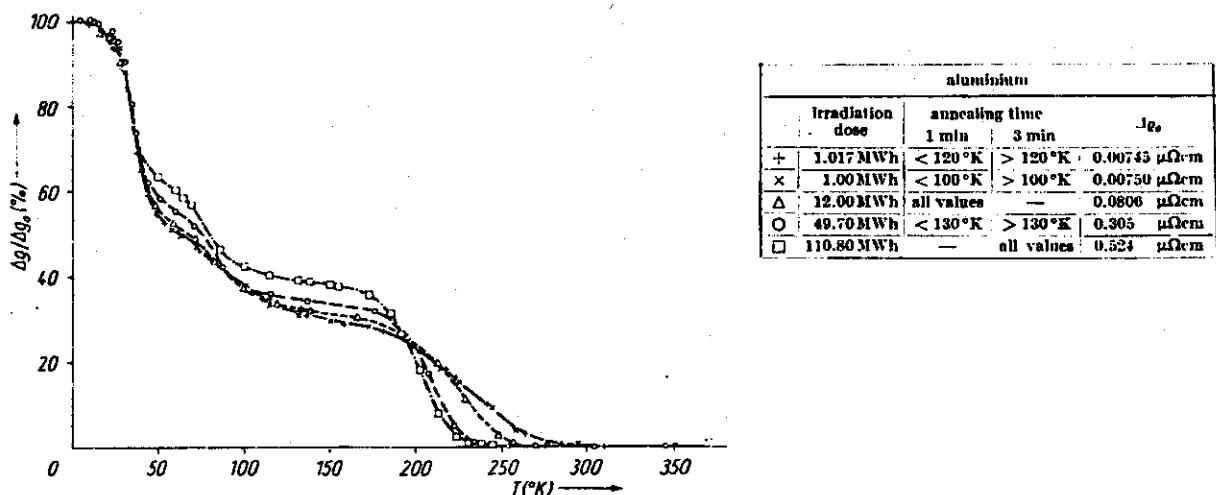


Fig. 1 4.5 °Kで速中性子照射したアルミニウムの電気抵抗の回復曲線
(Burger らによる)

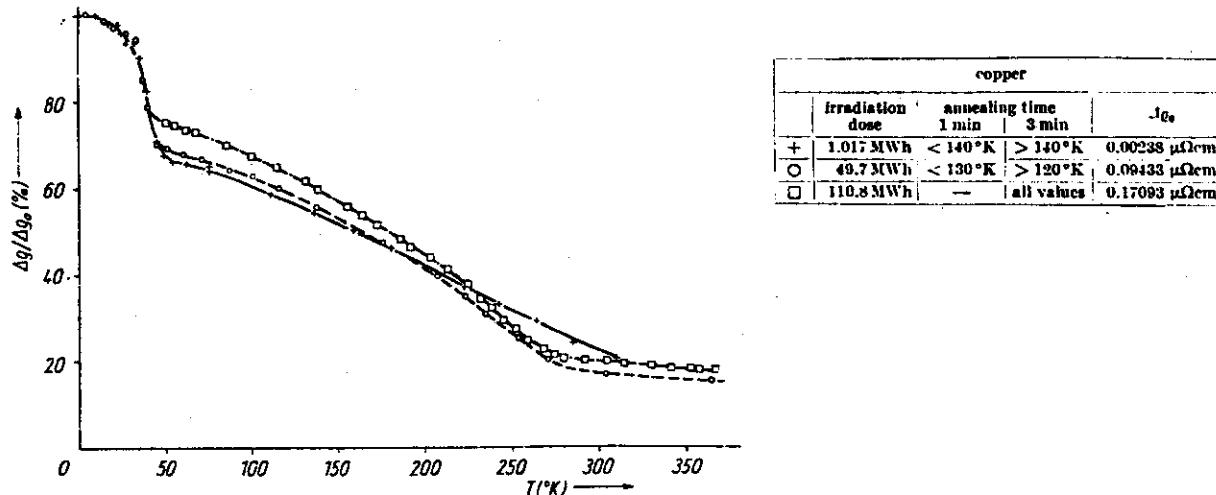


Fig. 2 4.5 °Kで速中性子照射した銅の電気抵抗の回復曲線
(Burger らによる)

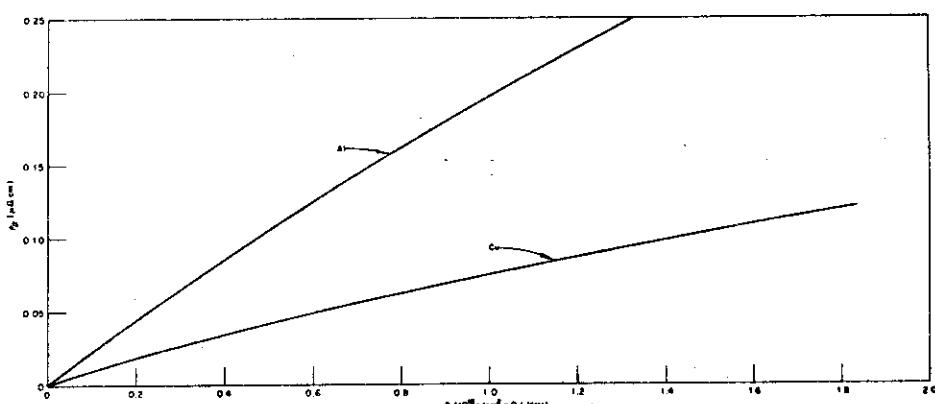


Fig. 3 4.9 °Kで速中性子照射した銅、アルミニウムの速中性子照射量と比抵抗増加との関係 (ただし $\rho_D = \Delta\rho$)
(Blewitt による)

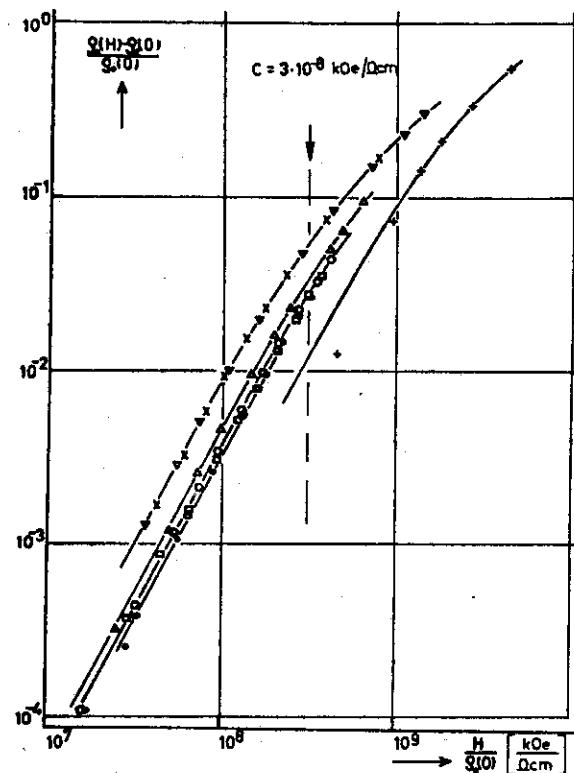
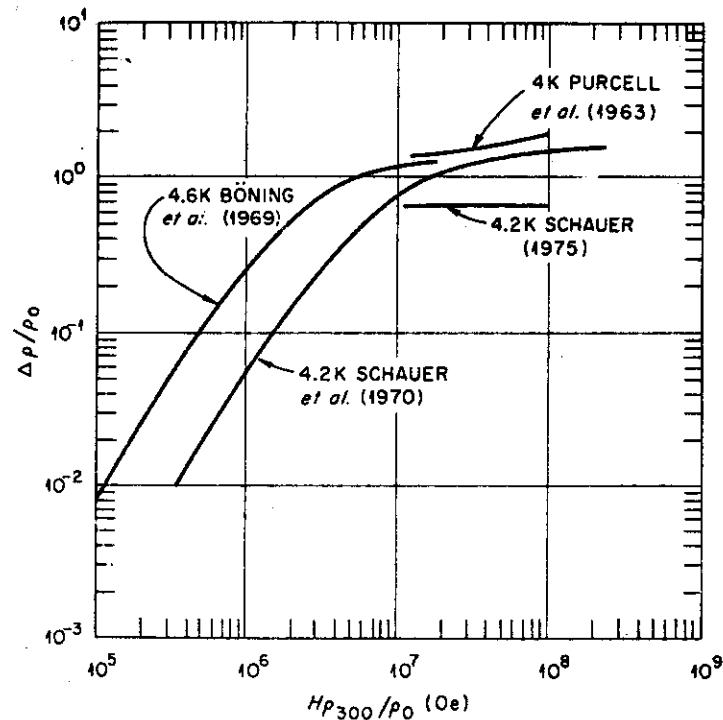


Fig. 4 4.6 Kで速中性子照射した銅の磁気抵抗と磁場との関係。

 $\rho_0(0)$ は磁場が0のときの比抵抗, $\rho_0(H)$ は磁場Hのときの比抵抗。

(+ 照射前, • 照射直後, 他は 60 °~ 350 K 焼なまし後) (Böning らによる)

Fig. 5 低温でのアルミニウムの磁気抵抗と磁場との関係。 ρ_{300} は 300°Kでの比抵抗。 $\Delta\rho = \rho_0(H) - \rho_0(0)$ である。

(Guess らの報告より)

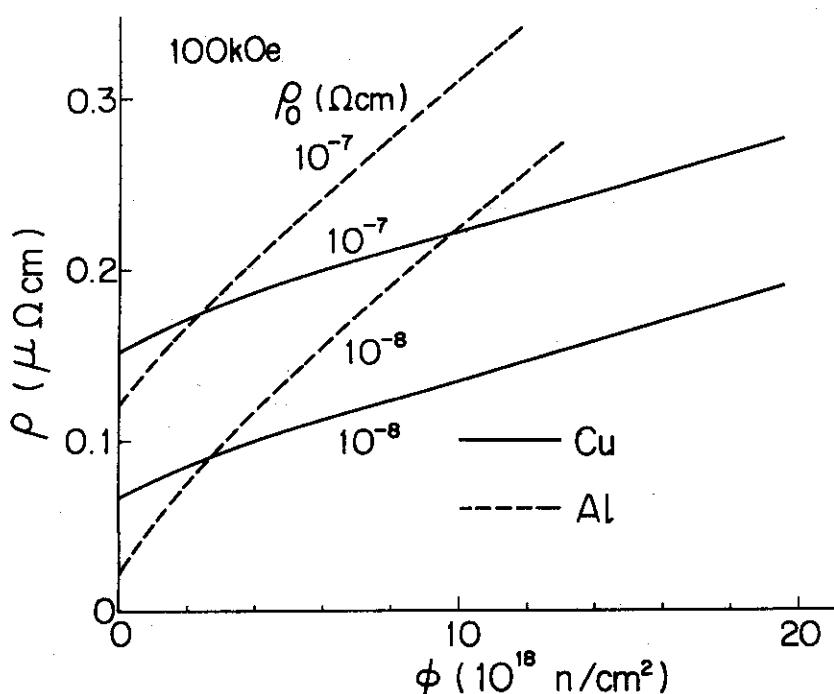


Fig. 6 速中性子照射による 4.2 K, 100 kG における比抵抗の変化。
 ρ_0 は磁場が零のときの照射前の比抵抗。

3 超電導体の特性

3.1 臨界温度 T_c

純金属では、電子間の相互作用エネルギーの異方性を考えに入れた理論によって、 T_c の減少量 ΔT_c と照射による電気抵抗の変化との間には次の関係がある。¹⁰⁾

$$\Delta T_c \propto R \cdot \ln R \quad (6)$$

ここで R は抵抗比 $R = \rho / \rho_{300}$ で、 ρ_{300} は 300°K での比抵抗である。(6)式は Berndt ら¹¹⁾ の Nb 照射実験によって立証されている。

T_c の高いものとして、 β -W型化合物の超電導体がある。これまでの最高温度は Nb₃Ge の T_c で $T_c = 25^\circ\text{K}$ である。 β -W型化合物の結晶構造を Fig. 7 に示す。この化合物は A₃B の組成比をもち、A 原子は互いに垂直な chain を作って配列している。この A 原子の chain 状の配列が高い T_c を生むものとなると考えられている。 β -W型化合物の一一種である Nb₃Sn の種々の熱処理による T_c の低下は規則性が減少したためと言われており、これは chain の分解に原因している。 Cu_3Au 型規則合金は β -W型化合物の結合状態とは異なるが、 Cu_3Au の照射実験の結果は、 β -W型化合物の照射効果の目安を与えるだろう。

照射によって結晶格子からはじき出された原子は、あとに空孔を残して格子点からとび出して行く。Fig. 8 に示した様に原子が衝突してつぎつぎと置き換わる、いわゆる置換衝突によって、最後のはじき出された原子は格子間原子となる。極低温照射による Cu_3Au 規則合金の電気抵抗の測定によると⁵⁾、置換衝突数ははじき出し衝突の数より 1 衝以上多い。 Cu_3Au 型合金において完全な規則状態のときの Cu 原子が占めている席を α 席、Au 原子が占めている席を β 席とする。全席数を N とすると β 席の数は $N/4$ である。不規則の状態では Cu 原子の中には正しく α 席にいるものもあり β 席にいるものもある。いま β 席にいる Cu 原子の数を X とする。置換衝突によって n 個の原子が α 席から β 席へ移動したとすると、 β 席から α 席へ Cu 原子が移った数は $nX/(N/4)$ 、 α 席から β 席へ移った Cu 原子の数は $n(3N/4 - X)/(3N/4)$ である。したがって X の変化量 $\Delta X = n(1 - 16X/3N)$ になる。一方 X_m を完全に不規則状態のときの X の値とすると、長範囲規則度 S は $S = 1 - X/X_m$ の関係がある。 Cu_3Au の場合に完全な規則状態から完全な不規則状態にするためには β 席の Au 原子の $N/4 \times 3/4$ 個を Cu 原子と交換すればよい。すなわち $X_m = 3N/16$ である。したがって ΔX による S の変化量は次の式で与えられる。¹²⁾

$$\Delta S = -\Delta X/X_m = -n(1 - 16/3N)/X_m = -16Sn/(3N) \quad (7)$$

最近 Sweedler ら¹³⁾ は Nb₃Al を 140°C で速中性子を $5 \times 10^{19} \text{n/cm}^2$ まで照射して、 T_c と S が比例関係にあることを報告している (Fig. 9)。 T_c と S の比例関係は他の β -W型化合物でも同様に成り立つ。Fig. 9 の破線は Sweedler らの Nb₃Sn の結果を示している。Nb₃Sn は $5 \times 10^{18} \text{n/cm}^2$ の照射量で S が 4.5 % 变化し、 T_c が 2.0 % 变化する。これは Nb 原子が Sn 原子と約 1 % 置換することになる。一方はじき出し衝突の数は第 1 表の $\sigma_d \text{Ar}$ と照射量から求まる。このようにして求めてみると、置換衝突とはじき出し衝突の数の比は 2 になる。Fig. 10 は Sweedler¹⁴⁾ らによる 140°C で速中性子照射した Nb₃Ge, Nb₃Al, Nb₃Sn, Nb₃Ga, V₃Si の β -W型化合物の照射量と T_c/T_{c0} の関係を示したものである。

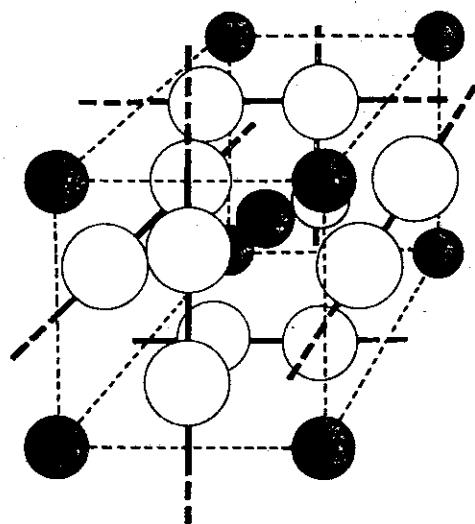
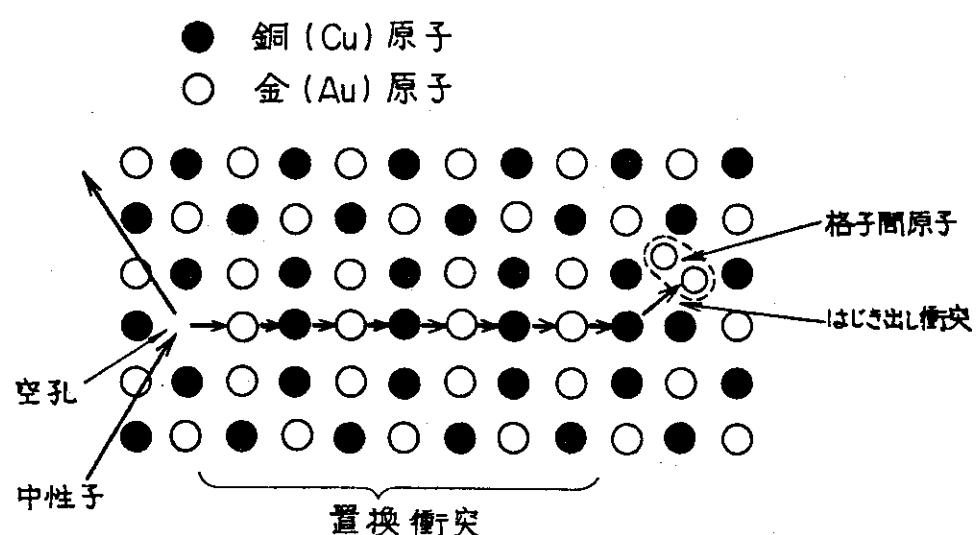
Fig. 7 β -W型結晶構造。白丸はNb原子、黒丸はSn原子が占めている。

Fig. 8 規則合金の置換衝突とはじき出し衝突。

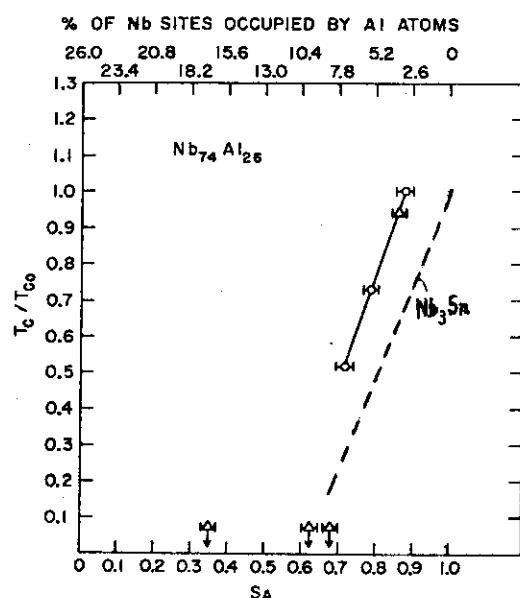


Fig. 9 長範囲規則度 S と臨界温度 T_c との関係
 T_{co} は照射前の T_c の値。 (Sweedler らによる)

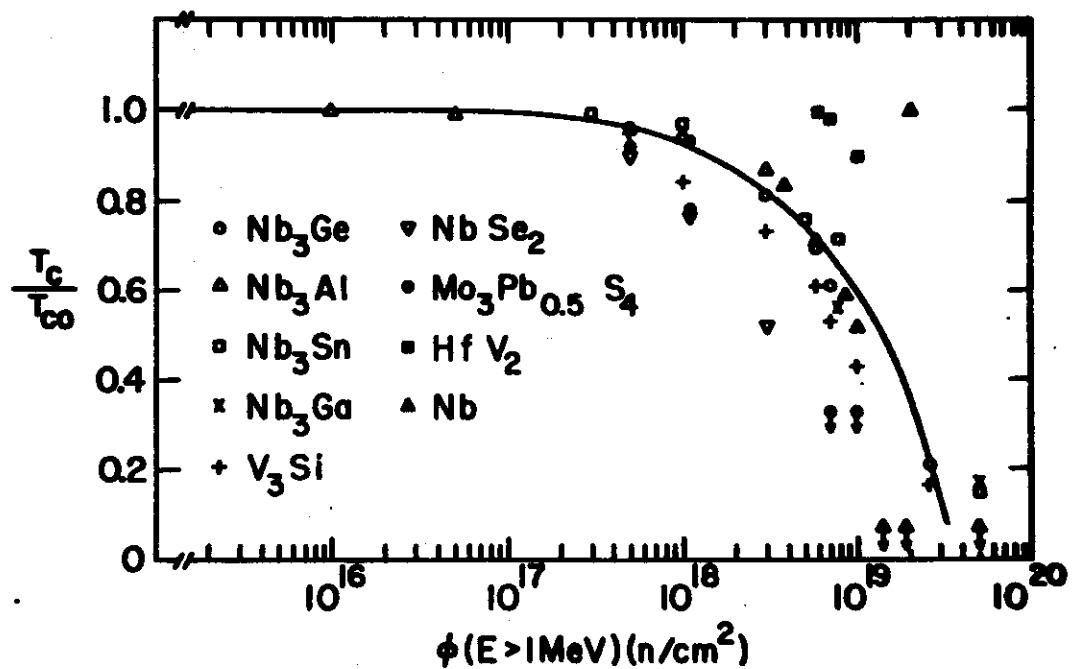


Fig. 10 140°Cで速中性子照射したNbおよびNb化合物, V_3Si , $Mo_3Pb_{0.5}S_4$, HfV_2 の T_c / T_{co} と照射量との関係。
(Sweedler らによる)

Cu_3Au では空孔が移動する温度で規則化がかなり起こる。しかし β -W型化合物の Nb_3Sn では低温で照射した後常温附近に焼なまししても T_c の回復が少ない。¹⁵⁾ また常温照射した後の焼なましで、750°Cまで T_c の回復があまりないことから、¹⁶⁾ 空孔の移動による規則化過程が見当らないとも考えられる。このことは今後明らかにすべき点がある。

3.2 臨界磁場 H_{c2}

第2種超電導体の磁化は熱力学的臨界磁場 H_c より小さな磁場 H_{c1} （下部臨界磁場）で完全反磁性の値からずれて、 H_{c2} （上部臨界磁場）で零になる。 $H_{c1} < H < H_{c2}$ の間は混合状態と呼ばれており、超電導体内部に半径 ξ 程度の常電導相が発生して、ここに磁場が侵入する。この際 量子磁束線の形をとり、この量子磁束線は外部磁場に垂直な断面上で三角格子状に配列する。常電導相内の磁場は、その周囲の距離 λ にわたり超電導領域に侵入している。 H_{c2} は Ginzburg - Landau Parameter κ および H_c との間に次の近似関係がある。

$$H_{c2} = \sqrt{2} \kappa H_c \quad (8)$$

$$\kappa = \lambda(T)/\xi(T) = \begin{cases} 0.96 \lambda_L(0)/\xi_0 & (\ell \gg \xi_0) \\ 0.75 \lambda_L(0)/\ell & (\ell \ll \xi_0) \end{cases} \quad (9)$$

ここで $\lambda(T)$, $\xi(T)$ は温度 T での London 侵入度, coherence の長さであり、 $\lambda_L(0)$, ξ_0 は 0°C におけるこれらの値である。 ℓ は常電導状態での伝導電子の平均自由行程、 ϕ_0 は磁束量子である。合金の様に $\ell \ll \xi_0$ のとき、 T_c 近くで κ は次の関係がある。¹⁷⁾

$$\kappa = \kappa_0 + 7.5 \times 10^3 \cdot \rho_n r^{1/2} \quad (10)$$

ここで ρ_n は常電導状態における残留比抵抗、 κ_0 は pure な材料 ($\rho_n = 0$) の値である。 r は常電導状態における電子比熱の温度係数で、 Nb_3Sn , V_3Ga , $\text{Nb}_{0.3}\text{Ti}_{0.7}$ では夫々に 1.42, 3.04, $1.0 \times 10^4 \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-3} \cdot \text{K}^{-2}$ である。

(8)式と(10)式から H_{c2} は常電導状態における比抵抗に依存することがわかる。Ullmaier¹⁰⁾ は Nb を 4.6°C で電子線照射して、 H_{c2} と $\Delta\rho$ との関係を調べている (Fig. 11)。照射直後は H_{c2} と $\Delta\rho$ の間に比例関係があるが、照射後焼なましが起る過程では白丸の様になって、比例関係が成り立たなくなる。これは欠陥の種類に変化が起っているためと考えられる。

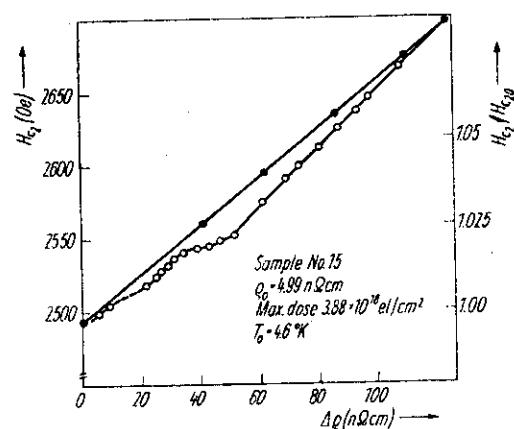


Fig. 11 H_{c2} と $\Delta\rho$ との関係。 (● 照射直後, ● 焼なまし後)
(Ullmaier による)

合金では純金属と違って、 H_c の照射効果が大きくなる。ある温度 T での臨界磁場を $H_c(T)$ とする
と、0 °K での値 H_0 とは次の関係が成り立つ。

$$\left. \begin{array}{l} H_c(T) = H_0 [1 - (T/T_c)^2] \\ H_0 = \sqrt{2\pi\gamma} \cdot T_c \end{array} \right\} \quad (11)$$

Ullmaier¹⁰⁾ は Nb-Ti の重陽子線照射による Coffey らが行なった H_{c2} の減少について次の
様な解析をしている。(8)式によると H_{c2} の減少量 ΔH_{c2} は

$$\Delta H_{c2} = 2 (H_c \Delta \kappa + \kappa \Delta H_c) \quad (12)$$

である。(10) 式から $\Delta \kappa$ は ρ_n の変化量に比例するので第 1 項 $H_c \Delta \kappa$ は照射によって増加する。一方 T_c は照射によって減少するので、 ΔH_c は(11) 式から T_c とともに減少する。結果として
 $\sqrt{2} H_c \Delta \kappa \approx +7.5 \text{ kOe}$, $\sqrt{2} \kappa \Delta H_c \approx -14.2 \text{ kOe}$ となる。これより $\Delta H_{c2} \approx -6.7 \text{ kOe}$ にな
り、実験値 $\Delta H_{c2} = -6.0 \text{ kOe}$ とかなりよく一致する。

3.3 超電導体の flux flow

超電導磁石用線材は第 2 種超電導体であるが、単に第 2 種であっても 高い臨界電流をもつとは限
らない。内部に多くの格子欠陥をもつような材料は極めて高い臨界電流値をもつ。外部磁場が H_{c1} を
こえると量子磁束線は材料内部に侵入し始めるが、格子欠陥にピン止めされて 試料内部に入るのが
邪魔される。磁束線の分布は磁束線間の相互作用によって磁束線に加わる力とその磁束線がひっかか
っている格子欠陥のピン止め力との均合いでできる。電流が小さければ外部から電流を通じても、磁
束線の分布状態が少し変化して新しい均合に移るのみである。ローレンツ力がピン止め力に試料内
のいたるところでうちかつと、磁束線の運動は一定の流れ (flux flow) になる。磁束線の運動には
エネルギー消費をともなう。いま磁束線が急激に動けば (flux jump)，そのエネルギー消費のた
めにその部分の温度が上昇し、ついには臨界温度をこえることがある。格子欠陥が多いほど、また
各格子欠陥での磁束線のピン止め力は強いほど 臨界電流密度は高くなる。

flux flow の状態では、試料の電気抵抗は零でない。これは磁束線の導体内での運動により、それ
に垂直方向に電圧 V が生ずるからである。したがって $V/I = R$ という抵抗をもつことになる。格子
欠陥を作ることによって超電導特性がいかに著しく変るかを調べた例が次の結果である。¹⁸⁾ Fig. 12
はバナジウムを焼鈍しただけのものと、これを 4.2 °K で加工したものとの磁場 - 比抵抗曲線を示
したものである。低温加工によって点欠陥や転位が生ずる。加工したものと 加工しないものとの 0
~ 2 kOe の間の混合状態の flux flow による比抵抗の差は著しい。これに対して常電導状態での比
抵抗の差は極めて少なく、Fig. 12 の右端上の $\Delta \rho$ に相当する差にすぎない。格子欠陥が超電導特性
にいかに大きく影響を及ぼしているかがわかる。焼きなましによる特性変化も同時に調べたが、その
結果によると磁場 - 比抵抗曲線の変化が点欠陥の回復の仕方に対応しないで、転位の分布状態の変
化に対応している様である。

3.4 臨界電流密度 J_c

臨界状態では、磁束線に働くローレンツ力とピン止め力とのつり合いが成り立つ。すなわち、

$$B \cdot J_c = F_p \quad (13)$$

ここで B は磁束密度 F_p は単位体積あたりのピン止め力である。

外部磁場 H に対するピン止め力関数 $F_p(H)$ の形は材料の構造によって敏感に変化する。同じ熱処理を行なった材料では測定温度を変えてもその形は変わらない、いわゆる scaling law が成立つ。熱処理の仕方によって $F_p(H)$ のピークの位置が変化し、またピン止め点の状態によって $F_p(H)$ の形、いいかえると臨界電流密度の磁場依存性が変ってくる。

照射による $F_p(H)$ の変化については Wohlleben¹⁹⁾ が Nb - 50 wt % Ti を 25 °K で 3.1 Mev の陽子線を $10^{17} \text{d}/\text{cm}^2$ まで照射して、色々の温度で測定している。ピン止め力関数 $F_p(B, T)$ は

$$F_p(B, T) = F_{p \cdot \max}(T) \cdot f(b) \quad (14)$$

ここで $F_{p \cdot \max}(T) = C \cdot H_{c2}(T)^2$, $f(b) = b(1-b)$, $b = B/H_{c2}$ である。Fig. 13 に示す様に、 F_p の最大値 $F_{p \cdot \max}$ で規格化した量 $F_p/F_{p \cdot \max}$ を b に対してプロットすると、色々の温度で測定を行なっても同じ曲線上にのっている。また $b_{\max} \approx 0.55$ で最大になり、この値は測定温度によらない。また 照射をした後の曲線の形は非照射の形とほとんど変わることから、Nb-Ti 合金のピン止め点の状態は照射をうけても影響されないことを示している。

Ullmaier¹⁰⁾ はピン止め力について次の様な計算を行なっている。まず磁束線と欠陥との相互作用は電磁気的なピン止め効果によるとする。超電導体内の異なった領域の境界を通して磁束線を動かすための仕事は $\Delta W = \phi_0 \Delta M$ である。ここで ΔM は 2 つの領域の磁化の違いである。ピン止め点と磁束線との相互作用がおよぶ範囲を λ とすると、個々の欠陥による磁束線のピン止め力 K_o は、

$$K_o = \phi_0 \Delta M q / \lambda \quad (15)$$

である。ここで q は欠陥の大きさである。 H_{c2} の近くでは

$$\begin{aligned} M &= (H_{c2} - H) (dM/dH)_{H_{c2}} \\ (dM/dH)_{H_{c2}} &= 1/\beta(2\kappa^2 - 1) \end{aligned} \quad | \quad (16)$$

であるので、

$$K_o = (\phi_0 q / \lambda \beta) [(H_{c2}' - H) / (2\kappa'^2 - 1) - (H_{c2} - H) / (2\kappa^2 - 1)] \quad (17)$$

になる。 β は常数、 κ' と H_{c2}' は上述の異なった領域での κ 、 H_{c2} の値である。2 つの領域での比抵抗を ρ_o 、 ρ'_o とし、 $\rho'_o = \rho_o + \Delta\rho$ とする。(8)式、(10)式と(17)式から近似的に

$$K_o = D \cdot \Delta\rho / \rho^3 \quad (18)$$

と書ける。ここで D は常数である。照射後、2 つの領域での比抵抗が $\rho_o + \rho_{irr}$ と $\rho_o + \rho_{irr} + \Delta\rho$ に変化するとすれば照射後の K_o は

$$K_{o \cdot irr} = D \cdot \Delta\rho / [\rho_o^3 (1 + \rho_{irr} / \rho_o)^3] \quad (19)$$

になる。

互いに相互作用をおよぼし合っている磁束線全体と点在する欠陥との相互作用については Labusch²⁰⁾ が磁束線格子の rigidity の考えを用いて磁束線集合体のピン止め力 F_p と、個々の欠陥による磁束線のピン止め力の最大 $K_{o \cdot \max}$ との関係を求めている。それによると単位体積あたりのピン止め力は、

$$F_p = N q K_{o \cdot \max}^2 (B / \phi_o)^{3/2} / (8\sqrt{\pi} / C_{44} C_{66}) \quad (20)$$

となる。N は欠陥濃度、 C_{44} と C_{66} は磁束線格子の弾性常数である。Ullmaier¹⁰⁾ は(20)式と前述の(19)式とから、照射前と照射後のピン止め力の比を次の式で与えている。

$$F_{p \cdot irr} / F_p \approx 1 - 6 \rho_{irr} / \rho_o \quad (21)$$

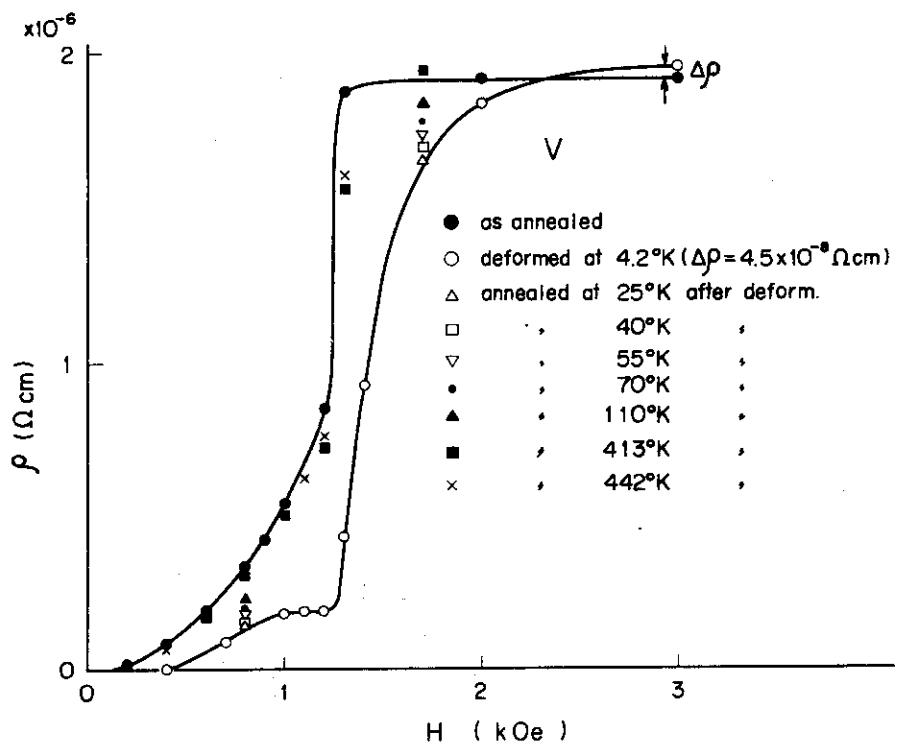
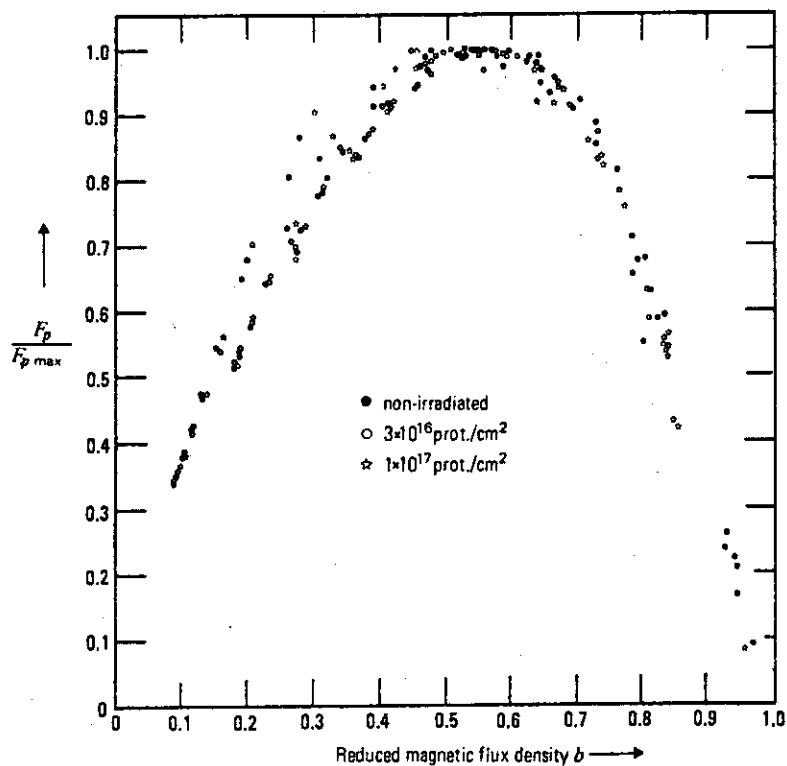


Fig. 12 V の加工前後の磁場と比抵抗との関係。

Fig. 13 Nb Ti を低温で 3.1 Mev 陽子線を照射したときのピン止め力と磁束密度の関係。ピン止め力の最大値 $F_{p\max}$ でピン止め力は規格化した。 b は B/B_{c2} を表わす。 (Wohlleben による)

ただし $\rho_{\text{irr}} \ll \rho_0$ あって、照射によってピン止め点が別に作られないと仮定している。すなわち粒子線照射で大きなカスケードが作られないばあいに相当する。(21) 式はピン止め力が照射によって減少することを示している。

一方、Berndt ら¹¹⁾ は F_p と欠陥の濃度との関係を調べ、中性子照射によってピン止め力は最初比抵抗の増加とともに増加するが、比抵抗 $\Delta\rho$ が $500 \text{n}\Omega\text{cm}$ を越すとピン止め力が減少することを示した。(Fig. 14)。これは照射によって作られた欠陥同士が重複して、ピン止め効果が弱められたことに対応している。これは 大西²¹⁾ にゆって取扱われたピン止め点の連結に相当するものである。

F_p の減少、いいかえると J_c の減少は照射をうけた Nb-Ti, Nb₃S₆ などでも多く観測されている。

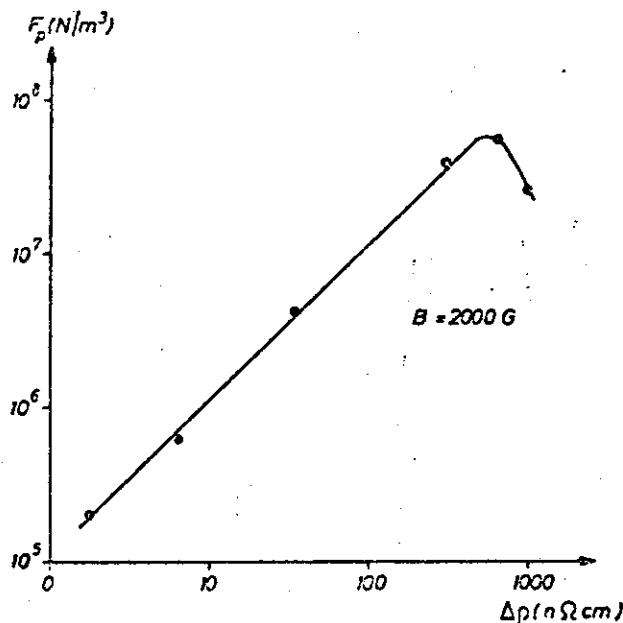


Fig. 14 Nb を 4.6 K で速中性子照射した後のピン止め力と比抵抗
増加量 $\Delta\rho$ との関係。(Berndt らによる)

3.5 超電導線の不安定性²²⁾

超電導磁石を製作するときに解決しなければならない問題として、劣化効果、トレイニング効果、磁気不安定性などがある。

劣化効果とは超電導線の短線における磁場 - 臨界電流特性をもとに磁石を製作しても磁石に実際に流すことのできる電流は短線での臨界電流値よりもはるかに少なくなる現象を言う。トレイニング効果とは超電導磁石の臨界電流値は一定せず電流を数回流して常電導転移をおこすと臨界電流値が増すことを言う。磁気不安定性とは超電導線が磁化された状態にあるとき、電流や磁場などがわずかに変化すると flux jump がおこって、場合によっては常電導に転移してしまうことがある性質をいう。

これらは超電導線の表面に高純度の銅、アルミニウムなどの金属を被覆することにより防止できる。これらの金属は熱伝導率が大きく超電導線の数千倍もあり、flux jump による微小な発熱をすみやかにとり去ると共に、うず電流によって磁束の急激な移動をさまたげると言う効果をもつ。さらに熱発生により、局部的な超電導の破壊 (quenching) が生じても 電流バイパスとして働らき、その

発熱を小さなものにおさえることが出来る。Nb Ti 線や Nb₃Sn 線では低磁場領域で不安定性があり、単独で高磁界を発生させることが出来なかつたが、銅を表面被覆することにより、安定にすることが出来た。

flux jump が発生しても、これが全体に伝播しなければよいのであって、flux jump が全体に伝播しないための条件は次のようにある。flux jump が起つて温度が上昇するとピン止め力が減少し、臨界電流密度 J_c が局部的に減少する。温度変化 ΔT による臨界電流密度の変化を ΔJ_c とすれば、

$$\Delta J_c = -\Delta T \cdot (-\partial J_c / \partial T) \quad (22)$$

である。新しい電流密度分布によって遮蔽電流が減少し、磁束 $\Delta \phi$ が厚さ x の超電導体の中を横切つて内部に侵入する。このために瞬間的に電圧が誘起され、 J_c とこの発生した電圧によって熱 $\Delta q = J_c \cdot \Delta \phi / C$ が生ずることになる。超電導状態の熱伝導が悪いので、局部的に ΔT だけ温度が上昇する。比熱を S とすれば温度上昇は、

$$\Delta T = J_c \cdot \Delta \phi / (C \cdot S) \quad (23)$$

になる。このくり返しによって益々温度が上昇する。線材の温度上昇がある範囲内に収まって進行しないですむためには、線材に侵入する磁束量を一定値以下にすれば、発熱量をある値以下に抑えることができる。Hancox²³⁾ は超電導線の径を 0.08 mm 以下に細くすると、不安定性を生じないことを指摘した。超電導線材が極細線から成り立っているのは、このためである。以上が断熱的安定化の条件である。

Stekly ら²⁴⁾ は複数の超電導線を伝導度の高い常電導金属と電気的、熱的に接触させる安定化法を発表した。この安定化の考え方とは、もしも超電導線の中で flux jump が起つて局部的に常電導に転移しても、電流は銅などの良導体にバイパスされる。良導体の抵抗は小さいので、発生する熱は容易に液体ヘリウムで取り去られる。銅を流れる電流 I による発熱を上まわる冷却能力があれば安定である。すなわち

$$I^2 \rho_n / A < h P (T_{ch} - T) \quad (24)$$

である。ここで銅の比抵抗を ρ_n 、銅から液体ヘリウムへの熱伝導率を h 、銅の部分の断面積を A 、冷却周囲長さを P 、臨界電流を I_c 、臨界温度を T_{ch} とする。いま、複合線材に流す電流を増加させていくと Fig. 15 に示すように臨界電流 I_c までは線材の二端間に電圧が生じない。（今後、臨界電

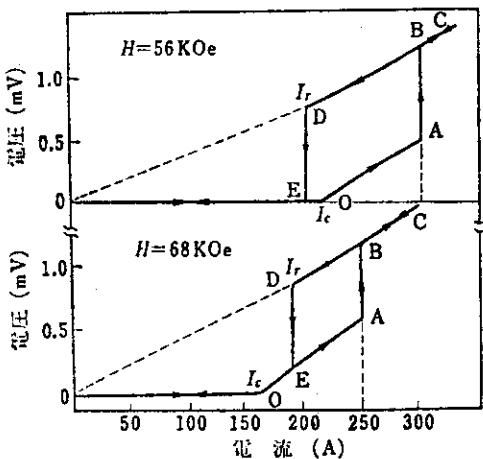


Fig. 15 複合超電導線に流す電流と線の両端に発生する電圧との関係。
(永野弘著「超伝導の化学」より)

流は I_c 、臨界電流密度は J_c で表わす。) しかし、これ以上の電流では常電導状態の部分が生じて電圧が生じる。この間の冷却は核沸騰である。さらに電流を増加させていくと A 点で膜沸騰になって、電気抵抗も不連続的に増加し、B 点からは線全体が常電導状態になる。電流を減らしていくと、B 点を過ぎても膜沸騰の状態が続くが、D 点で核沸騰状態に戻る。その後超電導状態に回復する。この時の電流を回復電流 I_r と呼ぶ。いま超電導線の両端に電圧が発生した時に電流を減少させさえすれば、冷却がよく効いている場合には直ちに超電導状態に回復する。これは $I_r > I_c$ の場合で、このときには全部の電流が常電導体の方にバイパスして流れても、その発熱量 $I_c^2 \rho_n / A$ は回復時の伝熱量 P_h よりも小さいから、完全に冷却がきいているために安定である。これが完全安定化の条件である。しかし常電導金属の量が非常に大きくなるので、超電導線自体は $10^5 \sim 10^6 \text{ A/cm}^2$ の臨界電流密度をもっていても、コイル全断面での電流密度は $10^3 \sim 10^4 \text{ A/cm}^2$ におちる。安定性を失なわないで、常電導金属の量をどこまで減らすことが可能であるかは今後の製作技術の進歩と相まって、今後の課題である。

4 超電導体の放射線損傷

4.1 T_c の変化

Nb , NbZr , NbTi 合金を低温で速中性子あるいは粒子線で照射したときの T_c の変化 ΔT_c , 照射前の値 T_{c0} および照射量を第2表(a)に示す。室温以上の温度で照射したときの結果を第2表(b), Nb_3Sn , V_3Ga などの化合物系超電導体を低温で照射したときの結果を第2表(c), 室温以上の温度で照射したときの結果を第2表(d)に示す。

照射をすると、すべての材料で T_c は減少する。Coffey¹⁵⁾の30 °K重陽子線照射実験の結果によると、 Nb , NbTi の T_c の減少量は少なく、300 °Kに焼なましすると、ほとんど元の状態に回復している。 Nb_3Sn では T_c の減少量が NbTi より大きく、300 °Kに焼なましても余り回復していない。 NbTi を低温で中性子照射したときの T_c の変化を調べた実験は見られないが、第1表の $\sigma_d \bar{\nu}$ と照射量との積を重陽子線照射と核分裂中性子照射について比較すると、Coffeyらの重陽子照射量 $1.1 \times 10^{17} \text{d}/\text{cm}^2$ は核分裂中性子で $3 \times 10^{18} \text{n}/\text{cm}^2$ の照射量に相当する。また、Wohlleben¹⁹⁾の3.1 Mev 陽子線照射の場合も速中性子照射量 $6 \times 10^{18} \text{n}/\text{cm}^2$ に相当する。したがって $3 \times 10^{18} \text{n}/\text{cm}^2$ の速中性子照射量で、 T_c の変化量は約 -0.1°K と考えられる。

Nb_3Sn については、低温で速中性子照射した実験は1例あるだけである。^{25), 26)} Soell ら²⁶⁾は Nb_3Sn を 10°K で速中性子照射して、 T_c の減少と照射量との関係を調べた。(Fig. 16) $10^{18} \text{n}/\text{cm}^2$ の照射量までは T_c の変化が見られないが、これ以上になると $10^{19} \text{n}/\text{cm}^2$ の照射量までは照射量の増大と共に T_c が減少して、 $\delta T_c / \delta (\phi t) = -4 \times 10^{-19} \text{ K cm}^2$ の関係が成り立つ。Soell らはまた 0.1 Mev 以上の速中性子束と 1 Mev 以上の速中性子束について、Munich 研究炉の中性子スペクトルを用いて比較計算を行ない、次の関係式を求めた。

$$\phi(E > 0.1 \text{ Mev}) = 1.76 \phi(E > 1 \text{ Mev})$$

粒子線の照射効果を核分裂中性子の場合に換算するには NbTi のときと同様に行なえばよい。²⁵⁾ Besslein ら²⁷⁾の25 Mev Oイオンの照射量 $10^{16} \text{n}/\text{cm}^2$ は第1表の $\sigma_d \bar{\nu}$ で比較すると速中性子照射量 $10^{19} \text{n}/\text{cm}^2$ に相当する。このときの T_c の減少量は 2°K であって、(Fig. 17) Soell ら²⁶⁾の速中性子照射のときの T_c の減少量 4°K の半分である。しかし Besslein らの試料の T_c の照射前の値が 16°K であり、Soell らが用いたものの T_c の 18°K より小さく、いくらか不規則状態にある。照射量 $10^{16} \text{n}/\text{cm}^2$ の照射後の T_c は 14°K であって、Soell らの $10^{19} \text{n}/\text{cm}^2$ 照射後の T_c の値 14°K とはよく合致する。一方 Coffey ら¹⁵⁾の15 Mev 重陽子線照射量 $10^{17} \text{d}/\text{cm}^2$ は速中性子量 $3 \times 10^{18} \text{n}/\text{cm}^2$ に相当し、このときの T_c の変化量は -1.2°K であり、Soell ら²⁶⁾の変化量と大体一致するが、今度は T_c の絶対値が一致しない。したがって、正しい比較のためには同一試料で粒子線と速中性子照射を行ない比較することが必要であろう。

V_3Ga については Seibt²⁸⁾の50 Mev 重陽子線照射実験がある。これを Soell ら²⁶⁾の Nb_3Sn の速中性子照射実験結果と比較すると、 T_c の減少量は数倍大きくなる。Gubser ら²⁹⁾は 60°C で $6 \times 10^{18} \text{n}/\text{cm}^2$ ($E > 1 \text{ Mev}$) の中性子照射を行なっているが、 T_c の変化量は -3°K であって、 Nb_3Sn の結果と大きな変化が見られていない。 V_3Ga については実験例が少なく、今後の実験が待

第2表(a) Nb, Nb合金の低温照射効果

reference	fluence (/cm ²)	sample	T _{co} (°K)	ΔT _c (°K)	comment
Coffey15)	15Mev deuterons, 1.1x10 ¹⁷ (30°K)	Nb	9.42	-0.09	77°K 300°K " 9.39°K 9.41°K
Berndt11)	neutrons, 9x10 ¹⁸ (4.6°K)	Nb	9.2	-0.14	"
Coffey15)	15Mev deuterons, 1.1x10 ¹⁷ (30°K)	Nb-61 wt% Ti	8.95	-0.3	77°K 300°K " 8.8°K 8.95°K
	"	Nb-25 wt% Zr		-0.09	
Wohllleben19)	3Mev protons, 10 ¹⁷ (25°K)	Nb-50 wt% Ti (Cu clad)	8.85	-0.17	

第2表(b) Nb, Nb合金の~50°C照射効果

Kernohan ³³⁾	neutrons, 10 ¹⁹ (40°C)	Nb	9.24	-0.05	
Pollock ³⁴⁾	neutrons, 3.7x10 ¹⁹ (<70°C)	NbTiV 合金	5.3~8.5	-0.3~0.5	
Sugisaki ³⁵⁾	neutrons, 3.5x10 ¹⁸	Nb-50 wt% Ti	9.9	-0.1	

第2表(c) Nb₃Sn, V₃Ca の低温照射効果

Coffey15)	15Mev deuterons, 1.1x10 ¹⁷ (30°K)	Nb ₃ Sn vapour deposited	1.5	-1.2	77°K 300°K " 13.9°K 14.07°K
Besslein ²⁷⁾	25Mev O ions, 10 ¹⁶ (<30°K)	"	16	-1(6x10 ¹⁴ /cm ²) -10(10 ¹⁶ /cm ²)	300°K 燃なまし後 3%回復
Soell25)	neutrons, 4x10 ¹⁸ (>0.1Mev)(4.6°K)	diffusion wire	17.9	-0.8	250°K 燃なましで 0.2°K 減少

Soell26)	neutrons, $10^{19}(>0.1\text{MeV})$ (10°K)	diffusion wire	18.0	-3.7	$10^{18}/\text{cm}^2$ まで T_c 変化なし
Brown36)	" $1.8 \times 10^{18}(>0.1\text{MeV})$ (6°K)	bronze type 19 filaments	17	<-1.0	
Seibt28)	50Mev deuterons, $2.6 \times 10^{17}(15^\circ\text{K})$	$V_3\text{Ga}$ 360 filaments CuGa matrix	14.7	-2.4	100°C で 9 時間焼なまし T_c 値が増加

第2表(d) Nb_3Sn , $V_3\text{Ga}$ の $\sim 50^\circ\text{C}$ 照射効果

Cooper37)	neutrons, 2.7×10^{18} (室温)	Nb_3Sn vapor deposited	18.33	-0.2	
Parkin38)	" 6×10^{19} (60°C)	Nb_3Sn multifil. (Cu clad)	16.4	-10.4	
Swartz39)	" 1.5×10^{18}	Nb_3Sn , Nb_3Al , $V_3\text{Ga}$	17.7~17.8	-0.1~0.2	
Bett16)	" $5.5 \times 10^{19}(70^\circ\text{C})$	Nb_3Sn	18.1	-13.9	
Sweedler31)	" 5×10^{19} (140°C)	Nb_3Al etc		~-14	
Meyer40)	Ar ions, 10^{16}	Nb_3Sn	17.8	-15.8	
Poate30)	$2\text{Mev}^4\text{He}$, $2 \times 10^{17}(<50^\circ\text{C})$	Nb_3Ge (sputter)	22	-18.5	
Bauer32)	neutrons, $5 \times 10^{18}(180^\circ\text{C})$	Nb_3Sn (diffusion)	18	-4.3	
	thermal neutrons, 10^{19}	^{10}B doped Nb_3Sn	17.9	-3.36	
	thermal neutrons, 10^{18}	^{235}U doped Nb_3Sn	17.9	-6.4	
	thermal neutrons, 10^{18}	^{235}U doped Nb_3Sn ($\text{Al}_0.7\text{Ge}_0.3$)	19.6	-7.2	^{10}B doped Nb_3Sn
Gubser29)	neutrons, 6×10^{18} (60°C)	$V_3\text{Ga}$ (cast)	14.6	~3	$10^{19}/\text{cm}^2$ $\sim 2^\circ\text{K}$
	" 10^{18} (60°C)	"	14.6	0.4	

たれる。

次に化合物系超電導体の常温照射実験について述べる。Poate ら³⁰⁾は Nb₃Ge を 50 °C で 2 Mev ⁴He 照射をしている。(Fig. 18)。第 1 表の σ_d を 2 Mev He と核分裂中性子とについて比較すると T_c の減少量は Sweedler ら³¹⁾の速中性子照射の結果とよく合う。Sweedler ら³¹⁾は Nb₃Al, Nb₃Sn, Nb₃Ge, Nb₃Ga, V₃Si の β -W 型化合物および V₂Hf, PbMo₆S₈, NbSe₃ を約 140 °C で速中性子を $5 \times 10^{19} n/cm^2$ まで照射をし, T_c/T_{c0} と照射量の関係を調べている。(Fig. 10)。同じ β -W 型化合物でも V₃Si や Nb₃Ge は Nb₃Sn より照射の影響が大きい。個々の材料における原子の結合状態の違いによって照射効果が異なるためと思われる。

Nb₃Sn を照射してから焼なましをすることによって T_c の回復過程を調べることができる。Bett¹⁶⁾は 70 °C で速中性子を $5.5 \times 10^{19} n/cm^2$ まで照射してから 300 ~ 900 °C まで焼なましをしている。Fig. 19 は各温度で 2 時間づつ焼なましした時の T_c の回復の様子を示したものである。750 °C で 6.4 時間焼なましをすると完全に回復する。この温度で Nb₃Sn の長範囲規則化が起こると考えられる。450 °C では T_c は 1 °K しか回復していないが、照射による格子定数の增加分の 5.8 % が回復していることから 450 °C までは格子欠陥が回復するだけで T_c の変化にあまり影響を与えていないようである。

Bauer ら³²⁾は Nb₃Sn, Nb₃(Al, Ge), Nb₃Al を 80 °C で速中性子を $5 \times 10^{18} n/cm^2$ まで照射している。また ¹⁰B, ²³⁵U を添加したものを熱中性子照射している。その結果を Fig. 20 に示す。速中性子照射した結果は Sweedler ら³¹⁾の結果と大体一致している。彼ら³²⁾はまた、NbN, Nb(C, N) 化合物について ¹⁰B, ²³⁵U を添加したものの熱中性子を夫々 $5 \times 10^{18} n/cm^2$, $10^{18} n/cm^2$ 照射しているが、 T_c の変化はないと報告している。一方 Nb₃Sn に ¹⁰B, ²³⁵U を添加したものでは同じ照射量でも夫々 1.7, 6.4 °K の減少が起っている。NbN などは NaCl 型化合物であり、 β -W 型化合物のごとく T_c と規則性とに密接な関係がないのか、あるいは常温以下で元の状態に戻ったのかは不明である。

4.2 H_{c2} の変化

純金属の場合には(8)と(10)式から H_{c2} が常電導状態のときの比抵抗 ρ_n に比例して増加しており、照射によって H_{c2} が増加する。Ullmaier¹⁰⁾は電子線照射実験によってこれを確かめている。合金系の場合には、Coffey ら¹⁵⁾が 30 °K で重陽子線照射実験を行ない、 H_{c2} が減少することを報告している。300 °K で焼なましすると元の状態に戻る。この減少量は 3.2 節で述べたように予想値と一致している。

Nb₃Sn については Coffey ら¹⁵⁾の実験がある。照射による H_{c2} の減少量は合金系材料より大きく、照射後 300 °K に焼なましをしても余り回復していない。Nb, Nb 合金, Nb₃Sn の H_{c2} の照射効果を第 3 表に示した。ここで H_{c0} は照射前の H_{c2} の値であり、 ΔH_{c2} は照射によって変化した量を表わしている。

4.3 V, Nb の J_c の変化

Nb を 4.5 °K で電子線照射した実験が Ullmaier ら⁴¹⁾によって行われている。また 4.6 °K で中性子照射した実験が Berndt ら¹¹⁾と Brown⁴²⁾によって行われている。照射量が増加すると磁化のヒ

第3表 H_{c2} の照射効果

reference	fluence (/ cm ²)	sample	H_{c2} (kOe)	ΔH_{c2} (kOe)	comment
Berndt ¹¹⁾	neutrons, 9×10^{18} (4.6°K)	Nb		+2	
Ullmaier ¹⁰⁾	3Mev electrons, 4×10^{18} (4.5°K)	Nb		+0.2	
Kernohan ³³⁾	neutrons, 4×10^{19} (40°C)	Nb		+0.5	
Coffey ¹⁵⁾	1.5Mev deuterons, 1.1×10^{17} (30°K)	Nb-25 wt% Zr	46.5	-5	77°K 焼なまし後 42.8kG
				300°K	" 46.0kG
				77°K	" 45.4kG
				300°K	" 47.1kG
				77°K	" 24.2kG
				300°K	" 27.2kG
Nb ₃ Sn		44 (at 12.2°K)	-21		
Perkin ³⁸⁾	neutrons, 6×10^{19} (60°C)	Nb ₃ Sn multifil (Cu clad)	240	-231	
Sweedler ³¹⁾	"	Nb ₃ Sn	235		
Besslein ²⁷⁾	25Mev 0 ions, 10^{15} ($<30^{\circ}\text{K}$)	Nb ₃ Sn vapour deposited ²²⁰	-120	300°K	焼なましで10%回復
Bauer ³²⁾	thermal neutrons, 10^{18} (80°C)	^{235}U doped Nb ₃ Sn (diffusion)	230	>-130	

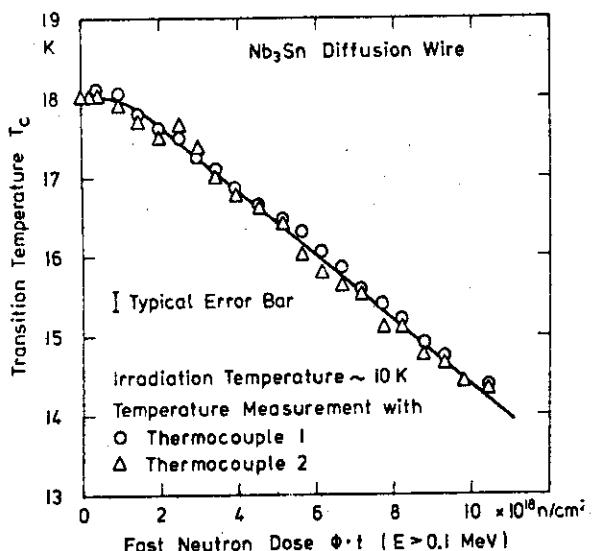


Fig. 16 Nb_3Sn を約10 Kで速中性子で照射した後の
 T_c と照射量 ($E > 0.1 \text{ MeV}$)との関係。
(Soell らによる)

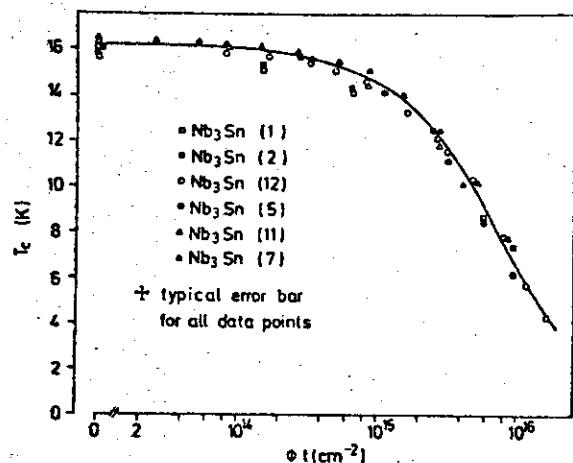


Fig. 17 25 Mev O^+ イオン照射した後の T_c と
照射量との関係。(Besslein らによる)

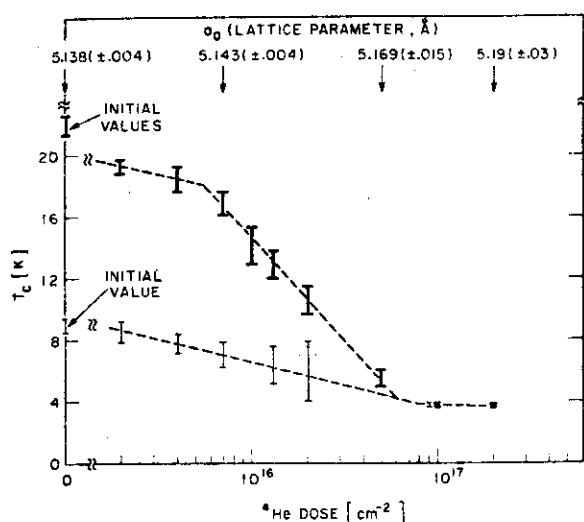


Fig. 18 Nb_3Ge を 2 Mev He イオンで照射したときの T_c と照射量との
関係。照射前の T_c が 22, 9 K の 2種類について照射量依存性を
示している。 T_c が 22 K の試料に対する格子定数の変化を上側
に示す。(Poate らによる)

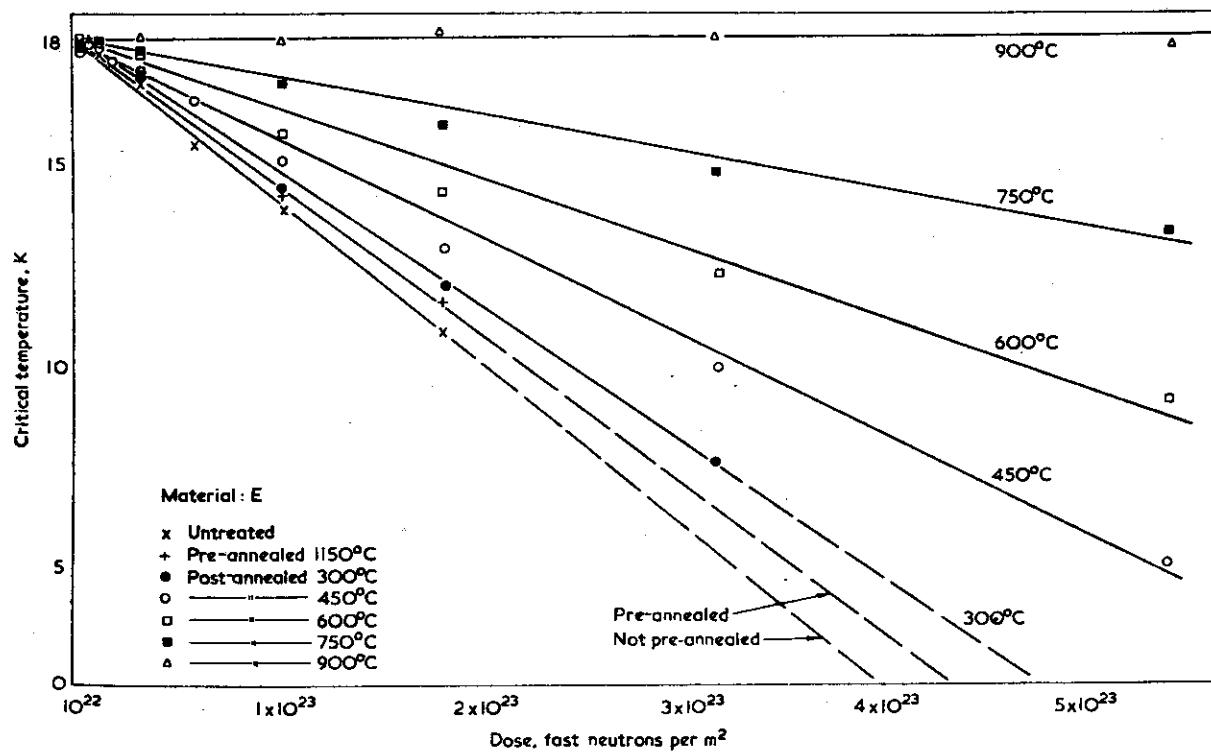


Fig. 19 Nb_3Sn の T_c と速中性子照射量との関係および各温度で 2 時間
焼なましした後の T_c の変化。 (Bett による)

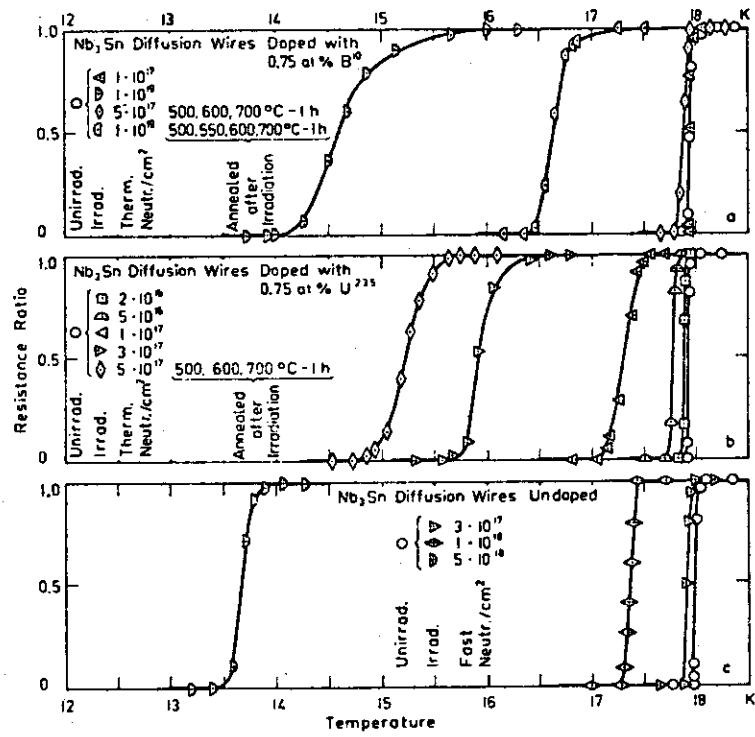


Fig. 20 照射による T_c の変化 (a) ^{10}B を添加した Nb_3Sn の熱中性子
照射 (b) ^{235}U 添加した Nb_3Sn の熱中性子照射 (c) 添加しな
い Nb_3Sn の速中性子照射。 (Bauer らによる)

ステリシスが大きくなる。Berndt らは磁化曲線から F_p を求めて、 F_p と照射による比抵抗の増加との関係を求めている。(Fig. 14)。欠陥の量が非常に多くなるとピン止め力が低下していく。この低下はピン止め点の連結によると考えられる。

V を約 5 °K で速中性子を $1.2 \times 10^{17} \text{ n/cm}^2$ ($E > 0.1 \text{ Mev}$) まで照射して臨界電流密度 J_c と磁場との関係を示したものが、Fig. 21 である⁴³⁾。照射によってピン止め点が作られるため J_c が大巾に増加するが、照射後焼なましを行なうことにより、 J_c の値が減少していく様子がわかる。この減少の様子は照射欠陥濃度の減少とは必ずしも対応していない。ピン止め点は欠陥の集合体であり、その集合の状態が試料の不純物濃度や欠陥の濃度に強く依存している。低温で照射してから常温に焼なましした場合や常温照射したときのピン止め点の状態は低温で照射したときとは異なることが考えられ、その相関関係を知ることは今後の問題であろう。

Fig. 22 は Agrawal ら⁴⁴⁾の O_2 を添加した Nb を 60 °C で速中性子 $9 \times 10^{19} \text{ n/cm}^2$ まで照射をしてピン止め力の磁場依存性を調べたものである。 O_2 濃度が少ないとときは照射欠陥が集って出来た転位ループが大きく 密度が小さい。この図は転位ループの大きさが大きいときピン止め力が大きくなることを示している。転位ループは合金系や化合物系超電導材料でも常温照射したときや低温照射後常温まで焼なました後に作られる。したがって 純金属において照射によって作られた格子欠陥と磁束線の相互作用を解明することが、より複雑な実用線材における照射効果や低温照射と常温照射との関係を明らかにする上で必要になる。

4.4 合金系超電導体の J_c の変化

Nb Ti を低温で速中性子照射したときの J_c の変化量 ΔJ と照射前の値 J_{c0} の比、そのときの照射量を第 4 表(a)，低温で粒子線照射したときの結果を(b)，室温以上で速中性子照射したときの結果を(c)，Nb Zr や電子線照射した Nb Ti の結果および超電導コイルを低温で動作させながら照射してクエンチ電流の増減を調べた結果を(d) に示した。

最も有効なピン止め効果をもたらすように熱処理したものは、照射することによって J_c は減少する。熱処理条件が適当でないと照射することによってピン止め点の数が増加するために J_c が増加する。Soell ら²⁵⁾ は第 5 表に示した様に色々な加工、熱処理をした Nb - 50 wt % Ti の裸線を 4.5 °K で $3.5 \times 10^{18} \text{ n/cm}^2$ の速中性子照射を行なった。sample 4 は加工した後の熱処理温度が高く、ピン止め点が少ないために照射によってピン止め点が新らに作られて J_c が増加している。他の試料では照射前のピン止め点の数が充分多いため照射によって新らに出来るピン止め点がその間を連絡する効果によって J_c が減少する。(3.4 節参照)。Soell ら²⁵⁾ はまた安定化材の影響をみるために Nb Ti の銅被覆多芯線(46 フィラメント、銅と超電導材の比が 3 対 1)の電圧-電流特性を調べた。照射前は安定な特性を示すが、 $4.7 \times 10^{18} \text{ n/cm}^2$ の中性子照射後は Fig. 23 のように I_c が著しく低下し、回復電流 I_r は $I_r < I_c$ となって I_r まで電流を減少させなければ超電導状態は回復しない。焼なましすることにより Fig. 24 のように I_t/I_r の比は小さくなる。ここで I_t は Fig. 15 の B 点に相当する電流である。比較のために被覆銅の抵抗の回復過程 ($\Delta \rho/\Delta \rho_0$) も示している。 I_t/I_r と $\Delta \rho/\Delta \rho_0$ の変化はほぼ同じ傾向を示している。超電導磁石を安定に運転するためには流しうる最大電流は I_r 以下でなければならないといわれていることから、照射の影響が問題になるのは 超電導体それ自身より、むしろ安定化金属への影響の方であることをこの実験は示している。

第4表(a) NbTi合金の速中性子低温照射効果

reference	fluence (/cm ²)	sample	J _{co} (A/cm ²)	ΔJ/J _{co}	comment
Soell ⁴⁶⁾	7.5x10 ¹⁸ (>0.1Mev) (4.6°K)	Nb-66 at % Ti(Bare)	1.1x10 ⁵ (5.3°K) 2.7T	-10% (3.2x10 ¹⁸ /cm ²)	270°Kで70%回復
Soell ⁴⁷⁾	4x10 ¹⁸ (>0.1Mev) (4.6°K)	dia. {1.1x10 ⁻³ cm 2.1x10 ⁻³ cm multifil. bare}	7x10 ³ (5.3°K) 4T	-50% (7.5x10 ¹⁸ /cm ²)	ΔJ _c は照射量に比例
Brown ⁴⁸⁾	3.2x10 ¹⁸ (>0.1Mev) (6°K)	Nb-44 at % Ti	6x10 ⁴ (0.8T)	+20% 0 -10% -8%	8x10 ¹⁷ /cm ² で変化なし
Couach ⁴⁵⁾	9x10 ¹⁸ (>0.1Mev) (7.7°K)	single core Cu/SC = 1/2	1.4x10 ⁵ (5T)	-15%	270°Kで50%回復
	-	multifil. Cu/SC = 2/1	2x10 ⁵	-25%	4x10 ¹⁸ /cm ² 以上で減少なし
Couach ⁴⁵⁾	6x10 ¹⁸ (>1Mev) (27°K)	Nb-44 at % Ti(multifil.)	0.1x10 ⁵ (4T)	-21%	9x10 ¹⁸ /cm ² でまだ減少が続く
Coffey ⁴⁵⁾	15Mev deuterons, 10 ¹⁷ (30°K)	Nb-61 at % Ti(Bare)	2.3x10 ⁴ (7°K) 3.5T	-60%	300°Kで90%回復
Hassenzahl ⁴⁹⁾	13~15Mev protons, 7x10 ¹⁷ (<30°K)	Nb-60 at % Ti,Cu/SC = 4.2/1	1.5x10 ⁵ (5T)	-3%	150°Kで10 ¹⁸ /cm ² 同じ変化
Schweitzer ⁵⁰⁾	1Mev electrons, 10 ¹⁹ e/cm (3°K)	Nb-50 wt% Ti Cu/SC = 1/1	1.2x10 ⁵ (4T)	0	

第4表(b) NbTi合金の粒子線低温照射効果

Coffey ⁴⁵⁾	15Mev deuterons, 10 ¹⁷ (30°K)	Nb-61 at % Ti(Bare)	2.3x10 ⁴ (7°K) 3.5T	-60%
Hassenzahl ⁴⁹⁾	13~15Mev protons, 7x10 ¹⁷ (<30°K)	Nb-60 at % Ti,Cu/SC = 4.2/1	1.5x10 ⁵ (5T)	-3%
Schweitzer ⁵⁰⁾	1Mev electrons, 10 ¹⁹ e/cm (3°K)	Nb-50 wt% Ti Cu/SC = 1/1	1.2x10 ⁵ (4T)	0

Wohlbier 19)	3.1Mev protons, 10^{17} (25°K) Cu sheath 5×10^{-3} 厘	Nb-66 at % Ti core dia. 4.6×10^{-2} 1.3×10^5 (4T)	-19%	285°Kで1 hr 焼 なまし60% 回復
Seibt 28)	50Mev deuterons, 3.5×10^{16} (10°K)	Nb-58 at % Ti Cu matrix	1.5×10^5 (5T)	0

第4表(c) NbTi合金の～50°C中性子照射効果

Sugisaki 35)	3.5×10^{18} (>0.1 Mev) (室温)	Nb-66 at % Ti	3×10^4 (4T)	+100%
Pollack 34)	3.7×10^{19} (70°C)	Nb-Ti-V (冷間圧延)	2×10^2 (4T)	-300%
Sekula 51)	4.8×10^{19} (>1 Mev)	Nb-52 at % Ti	$<10^3$ (0.3T) 5×10^3 (0.7T)	+30% -50%
Tsubakihara 52)	1.3×10^{18} (>0.1 Mev)	Nb-48 at % Ti	$1 \sim 8 \times 10^4$ (4T)	J _{co} 高いと試
Parkin 53, 54)	6×10^{19} (>1 Mev) (60°C)	Nb-60 at % Ti multifil. Cu/SC = 1/1	$0.5 \sim 11 \times 10^4$ (4T) 6×10^4 (4T)	-19% $\Delta J/J_{co}$ 照射量に 比例して変化

第4表(d) その他の合金線材の照射効果

McEvoy 55)	neutrons, 2×10^{18} (50°C)	Nb-25 wt% Zr (加工材)	0	磁化の測定による
Sugisaki 35)	" 3.5×10^{18} (室温)	Nb-25 wt% Zr	減	
Coffey 15)	15Mev deuterons, 10^{17} (30°K)	Nb-25 wt% Zr	5×10^4 (4T)	-20%
Parkin 56)	1Mev electrons, 10^{20} e (30°C)	Nb-64 at % Ti multifil. Cu/SC = 1/1	6×10^4 (4T)	0
Benavoya 57)	neutrons, 7×10^{17} (4.2°K)	Nb-25 wt % Zr のコイル (Cu clad)		クエンチ電流増加
Babcock 58)	440Mev protons, 8×10^{10}	Nb-25 wt % Zr のコイル 7752 ターン		クエンチなし

第5表 使用したNbTi線の状態

sample	diam.(μm)	treatment	pinning centers
1*	11	cold-drawn	dislocation walls
2	11	cold-drawn and 6hrs at 380°C	"
3	11	cold-drawn and 2hrs at 520°C	"
4	11	cold-drawn and 6hrs at 600°C	"
5**	16	cycles of cold- drawing and heat treatment	dislocation walls and α-precipitations

* 46 フィラメント多芯線

** 60 フィラメント多芯線

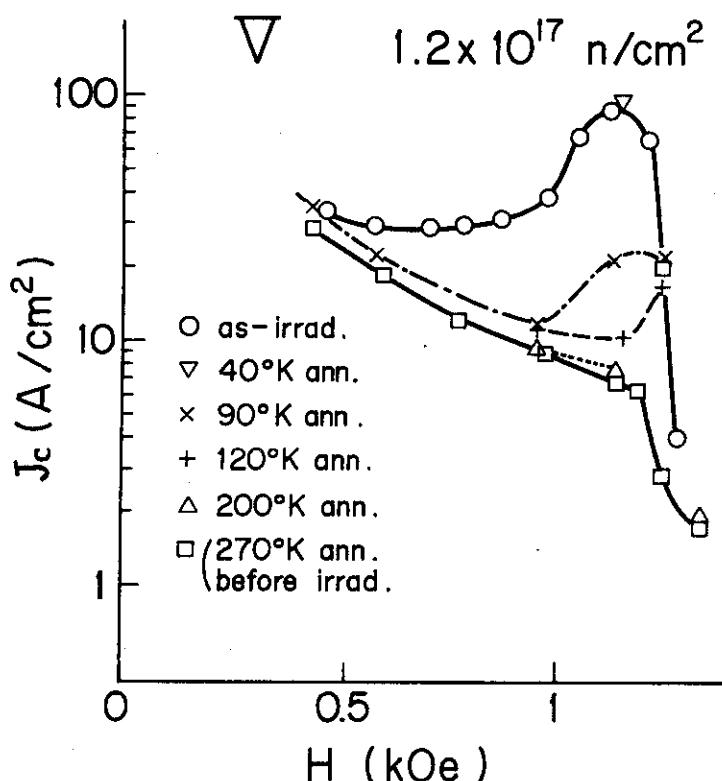


Fig. 21 約 5 °K で速中性子 $1.2 \times 10^{17} \text{ n/cm}^2$ ($E > 0.1 \text{ Mev}$) を照射した V の臨界電流密度 J_c と磁場との関係。照射後焼なましすることにより J_c が減少する。

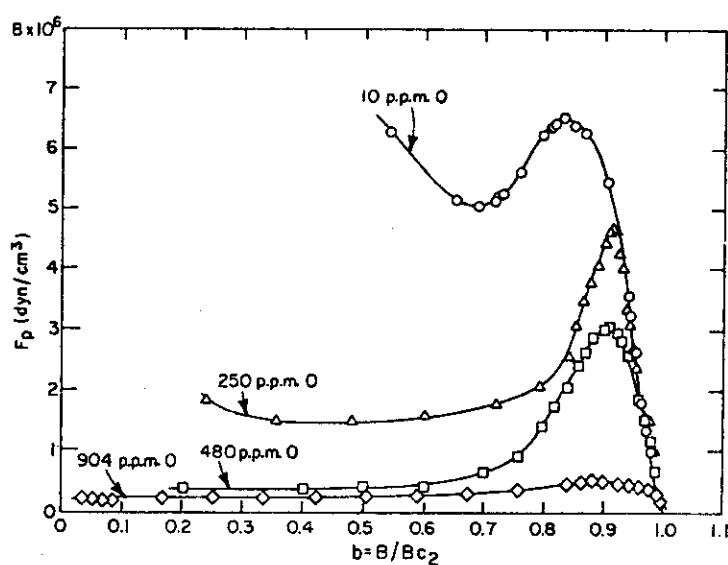


Fig. 22 O_2 を添加した Nb を 60 °C で速中性子を照射量 $9 \times 10^{18} \text{ n/cm}^2$ まで照射した後のピン止め力と磁束密度 B / B_{c2} との関係。
(Agrawal らによる)

Couach ら⁴⁵⁾ は Nb-Ti の 280μ dia. で銅の厚さ 60μ , 銅と Nb-Ti の割合が 0.5 の单芯線 (single core wire) と 15μ のフィラメント 361 本で銅と Nb-Ti の割合が 2 の銅被覆された多芯線 (IMIC 361-50) を 77°K で $9 \times 10^{18} \text{n}/\text{cm}^2$ まで中性子照射している。このときの $\Delta I_c/I_{c0}$ の照射量依存性を Fig. 25 に示した。この図は磁束密度が 20kG のときの例であるが、单芯線の I_c の減少は多芯線よりも低い照射量で飽和している。彼らはまた单芯線に対して $\Delta I_c/I_{c0}$ の磁場依存性を照射量をパラメータにして調べているが、高磁場ほど I_c の減少が著しい。(Fig. 26)。 80kG の高磁場では、 $3 \times 10^{18} \text{n}/\text{cm}^2$ の照射量で $\Delta I_c/I_{c0}$ が 20% 減少する。一方多芯線の I_c の減少の傾向は $9 \times 10^{18} \text{n}/\text{cm}^2$ の照射量で、まだ飽和していない。多芯線の $\Delta I_c/I_{c0}$ の磁場依存性は单芯線の場合とかなり異なっていて低磁場領域では照射によって I_c の減少が著しい。しかし 80kG 位の高磁場では、 $3 \times 10^{18} \text{n}/\text{cm}^2$ の照射量で $\Delta I_c/I_{c0}$ の減少は 15% にとどまっている。(Fig. 27)。单芯線と多芯線との相違の原因については、まだ不明の点が多い。

4.5 Nb-Ti 合金

この合金は熱処理によって、 α -Ti 相を析出する。 α -Ti 相は合金内に一様に分散するが、もっとも有効なピン止め作用をもたせるためには適当な加工と熱処理を加えてやる必要がある。Fig. 28 は酸素を含んだ Nb-Ti 線の熱処理による臨界電流密度 J_c の変化を示したもので、 500°C で熱処理すると結晶粒界は、それほどくずれることなく α -Ti が析出してくる。その直径は $0.01 \sim 0.03 \mu$ で平均の粒界距離は約 0.04μ である。一方磁束線の二次元的な配列を三角格子と考えると 50KG 付近の磁界のときの磁束線格子間隔は 0.02μ となり、析出粒子間距離と磁束線格子間距離が同程度となり、ピン止めが強固なものとなる。

一般に超電導体内の析出物はその周りの地との超電導特性の違い、および周りに及ぼす歪場によって磁束線をピン止めする作用をもっている。析出物の常電導状態の自由エネルギーが他の常電導状態の自由エネルギーより小さい場合は磁束線の core を作り易いので、磁束線の移動を妨げる。また逆に析出物の常電導状態の自由エネルギーが他のより大きい時は磁束線の core を形成することが困難となり、磁束線の移動に大きな障害となる。すなわち、析出物の大きさが増して地と析出物の成分が大きく異なる様になると、エネルギー状態の差が大きくなつてピン止め効果が大きくなる。

照射をすると析出物の大きさや状態、地の状態は当然変化する。アルミニウム合金の析出物に対する低温中性子照射の実験例⁶⁰⁾ があるが、Al-Zn-Mg 合金などの G-P ゾーンや中間析出物は中性子照射によってできたノックオン原子の cascade によって析出粒子のあるものは破壊されたりして、それを構成する溶質原子は飛散し、粒子の微細化が起こることが観測されている。常温に戻せば照射によって生じた空孔によって、radiation enhanced diffusion が起り溶解した溶質原子が再析出する。しかし、析出粒子のサイズ分布は照射前の状態とは異なったものとなることに注意する必要がある。

Nb-Ti 合金を極低温で照射した後の電気抵抗の回復過程を Brown ら⁶¹⁾ が調べている。Fig. 29 にその回復曲線を示す。同一試料を用いて J_c の焼なましによる回復過程と比較測定することによって、照射によって作られた欠陥とピン止め機構の相関関係を知ることが出来るはずである。

Nb-Zr 合金線は加工と適当な熱処理とを組み合わせて作られるが、加工性が Nb-Ti 合金よりも劣ることと、 60KG を越えると急激に J_c が低下するために現在ではあまり使用されていない。

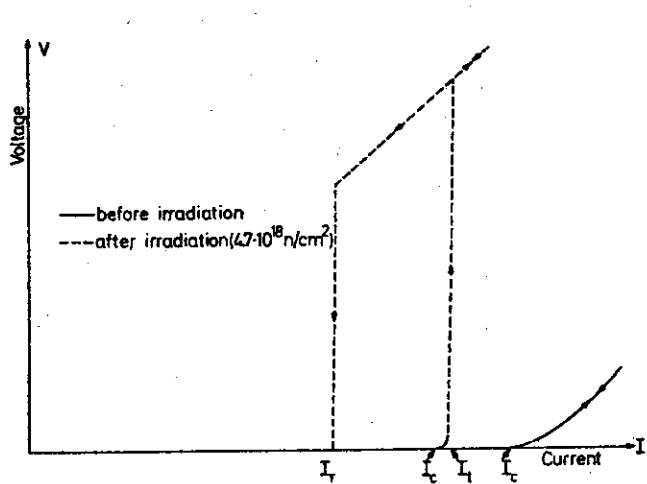


Fig. 23 速中性子照射前後の多芯線の電流と電圧特性の変化。(Soell らによる)

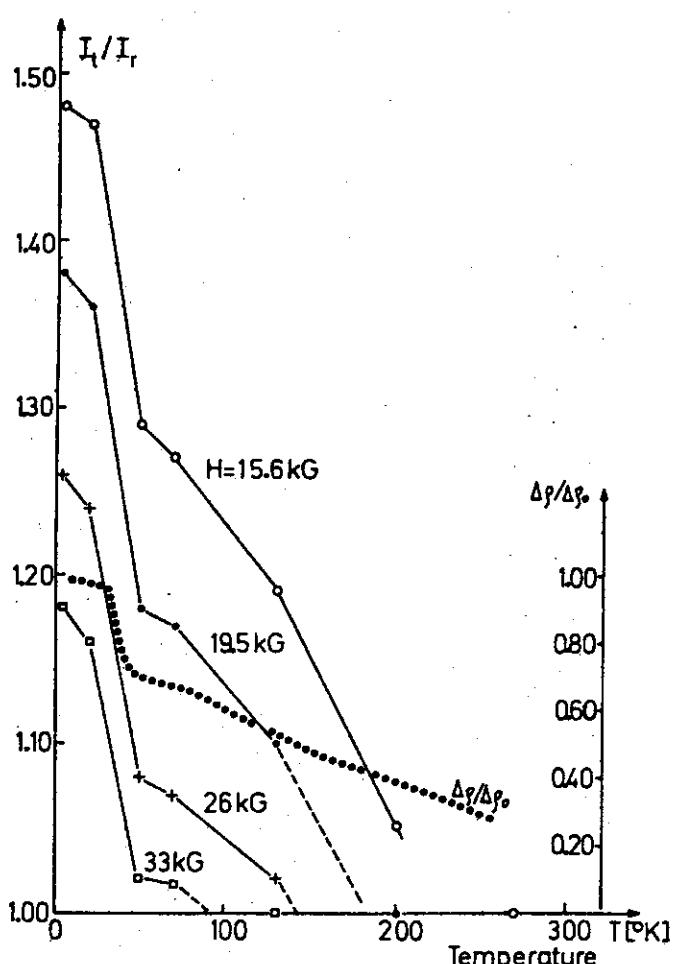


Fig. 24 銅被覆 Nb Ti 多芯線のいろいろな磁場での I_t/I_r に対する焼なまし効果。銅の電気抵抗の回復曲線も合せて示してある。
(Soell らによる)

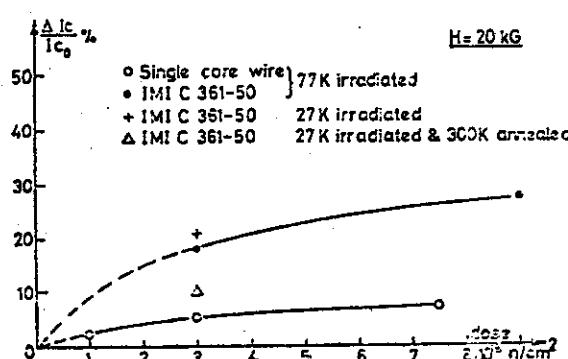


Fig. 25 Nb Ti の单芯線、多芯線の速中性子照射量と $\Delta I_c/I_{c0}$ との関係。△ I_c は臨界電流の照射による変化分。磁場 20 kG での測定である。
(Couach らによる)

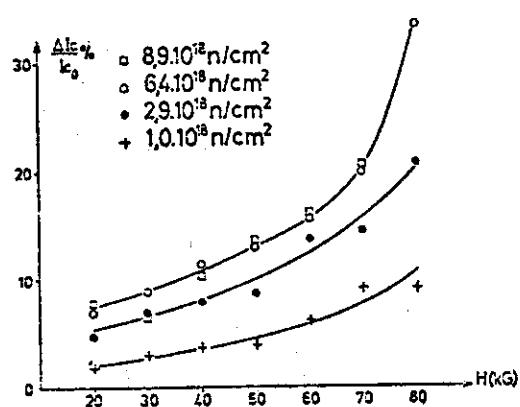


Fig. 26 速中性子照射した Nb Ti の单芯線の磁場と $\Delta I_c/I_{c0}$ との関係
(Couach らによる)

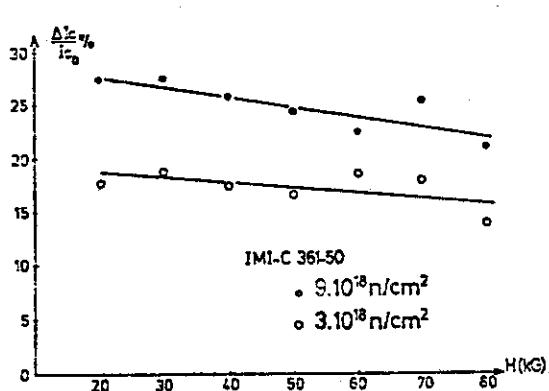


Fig. 27 速中性子照射した Nb Ti の多芯線の磁場と $\Delta I_c/I_{c0}$ との関係
(Couach らによる)

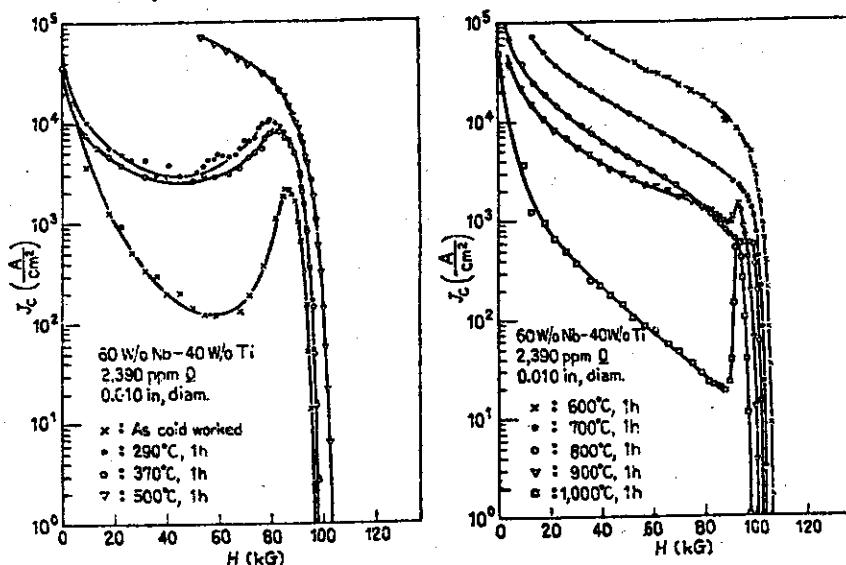


Fig. 28 Nb-40 wt % Ti (2390 ppm O) 合金の熱処理温度による臨界電流の変化（超電導ハンドブックより）

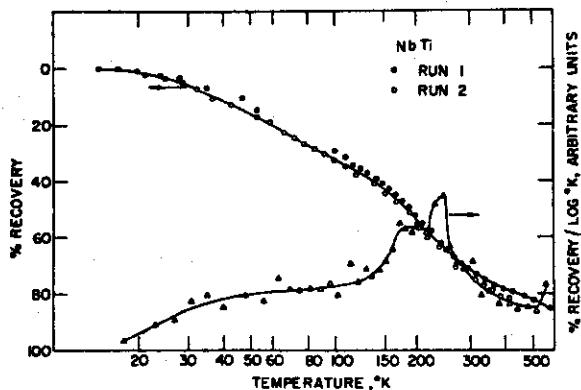


Fig. 29 Nb-48 wt % Ti を低温で速中性子照射後の等時焼鈍による電気抵抗の回復曲線とその微分曲線 (Brown らによる)

4.6 化合物超電導体の J_c の変化

Nb_3Sn を低温で速中性子照射したときの J_c の変化量と照射前の J_{co} の値の比、そのときの照射量を第6表(a)、 Nb_3Sn や V_3Ga を低温で粒子線照射したときの結果を第6表(b)、室温以上で照射したときの結果を第6表(c)に示した。

Brownら³⁶⁾は Nb_3Sn の多芯線で J_{co} が $4.5\text{ }^{\circ}\text{K}$ 、磁場 33 kOe 中で $1.5 \times 10^6\text{ A/cm}^2$ の試料を $6\text{ }^{\circ}\text{K}$ で速中性子を $1.8 \times 10^{18}\text{ n/cm}^2$ ($E > 0.1\text{ Mev}$) まで照射した。その結果がFig. 30である。照射量の増加と共に J_c ははじめ増加し飽和してから減少している。彼らは照射量と J_c の増減の関係について次のような説明を行なっている。ピン止め力 F_p は、

$$F_p = H_c^m A(d) h^n (1-h)^2 \quad (26)$$

$$h = H/H_{c2}$$

の関係式がある。ここで d は照射によって生成した欠陥の微細構造による量、 m と n は常数である。照射量の増加 $\Delta(\phi_t)$ に対するピン止め力の変化量 ΔF_p と F_p の比 $\Delta F_p/F_p$ は次の式で与えられる。

$$\begin{aligned} \Delta F_p/F_p &= \Delta J_c/J_{co} = [C_1 \partial \ln T_c/\partial(\phi_t) + C_2(h) \partial \ln H_{c2}/\partial(\phi_t) \\ &\quad + C_3 \partial \ln A(d)/\partial(\phi_t)] \Delta(\phi_t) \end{aligned} \quad (27)$$

ここで $\partial \ln T_c/\partial(\phi_t)$ は常に負である。 H_{c2} は常電導状態の比抵抗 ρ_n に比例し、照射と共に増加するとした。 $C_2(h)$ は $\{(2+n)h-n\}/(1-h)$ で $h > n/(2+n)$ のとき 第2項は正、 $h < n/(2+n)$ のときは負になる。第3項については Nb の照射実験で低照射量のときピン止め点の数が増加して J_c が増加するが、照射量が増すとピン止め点の連絡によって J_c が減少していることから Nb_3Sn でも同様なことが起ると考えられる。これらの3項を加えることによって ΔJ_c は低磁場側では照射量の増加と共に減少し、高磁場では 10^{18} n/cm^2 の照射量までは J_c が増加し、照射量がそれ以上増加すると ΔJ_c は減少にうつる。非照射の Nb_3Sn のピン止め点は粒界であると言わされており 一方照射によって作られるピン止め点は粒内にも作られるので、両者のピン止め効果が最も著しい所で J_c の最大が起る。それ以上に照射量が増加すると、粒内のピン止め点同士や粒界と連絡して J_c が減少すると考えられる。

Brownら³⁶⁾は、また Fig. 23 の take off 電流 I_T (Fig. 15 の B 点に相当する電流) の磁場、照射量依存性を調べている。(Fig. 31)。照射量の増加に対して I_T の減少の仕方は I_c より大きい。被覆材の熱伝導度が照射をうけて減少するため、安定化材の照射効果が I_c の効果よりも大きく影響していることを示している。Brownら⁶¹⁾は その後 100 kG までの高磁場の低温照射効果を調べた。その結果を Fig. 32 に示した。照射によって 40 kG までは J_c が減少しているが、磁場が 40 kG 以上になると J_c が増加している。

Soellら²⁵⁾は拡散法で作製した Nb_3Sn を $11\text{ }^{\circ}\text{K}$ で速中性子量 $3.7 \times 10^{18}\text{ n/cm}^2$ まで照射した。 $4.2\text{ }^{\circ}\text{K}$ で 50 kG のときの J_c は照射前に比べて4倍近く増加している。また $250\text{ }^{\circ}\text{K}$ に焼なましすると半分以上も元の状態に回復する。(Fig. 33)。照射前の J_{co} は $4.2\text{ }^{\circ}\text{K}$ で 50 kG のとき $3 \times 10^6\text{ A/cm}^2$ であって Brownらが用いた試料の半分であるために、照射によってピン止め点が作られて J_c の増加率が Brownらのものより大きくなつたと考えられる。

第6表(a) Nb₃Sn の速中性子低温照射効果

reference	fluence (/cm ²)	sample	J _{co} (A/cm ²)	$\Delta J/J_{co}$	comment
Soell 25)	4x10 ¹⁸ (>0.1Mev) (4.6°K)	diffusion wire	3x10 ⁵ (5T)	+250%	250°K の値なままで J _c ↓
Brown 36)	1.8x10 ¹⁸ (>0.1Mev) (6°K)	bronze type 19 filaments CuSn/SC = 98/1	1.5x10 ⁶ (3.2T)	+33%	1.25 J _{co} に減少
Brown 61)	1.5x10 ¹⁸ (>0.1Mev) (6°K)	19 filaments	8 x 10 ⁵ (3.5T)	+100%	295°KでJ _c は1.22 J _{co}
Colucci 62)	1.1x10 ¹⁸ (>0.1Mev) (6°K)	"	10 ⁶ (4T)	+30%	に減少
			1.2x10 ⁵ (10T)	+45%	
Coffey 15)	15Mev deuterons, 10 ¹⁷ (30°K)	Nb ₃ Sn vapour deposited	3x10 ⁵ (3.5T)	-16%	第6表(b) Nb ₃ Sn, V ₃ Ga の粒子線低温照射効果
	"	"	3.5x10 ⁴	+130%	
Besslein 27)	25Mev O ions (<30°K)	"		減	
Seibt 28)	50Mev deuterons, 2.6x10 ¹⁷ (15°K)	V ₃ Ga 0.255mm dia. 360 filaments, CuGa matrix	1.3x10 ⁵ (5T)	-50%	373°Kで J _c
				15~20% 増	

第6表(c) Nb_3Sn の $\sim 50^\circ\text{C}$ 照射効果

			$3 \times 10^{18} \text{n/cm}^2 \text{ で } J_c$ の減少
Parkin ³⁸⁾	neutrons, 6×10^{19} (60°C)	multifil	
Swartz ³⁹⁾	"	10^{18}	磁化率增加
McEvoy ⁵⁵⁾	"	1.5×10^{18} (50°C)	
Cullen ⁶⁷⁾	"	1.4×10^{18} (50°C)	磁化率 50 % 増
Bett ¹⁶⁾	"	9×10^{19} (70°C)	$1.3 \times 10^6 \text{ A/cm}^2$ となる 著しく減少するものもある
Parkin ⁵³⁾	14Mev neutrons, 10^{18} (H_2He)	"	4T で変化なし
Bauer ³²⁾	neutrons, 5×10^{18} (80°C)	diffusion	増加後減少
	thermal neutrons (80°C)	10B , U doped	"
Bode ⁶⁸⁾	3Mev protons	diffusion	増加
Ishenko ⁶⁵⁾	24Mev O ions, 3×10^{14} (110°C)	vapour deposited	5×10^5 (3T) +50%
Bean ⁶⁹⁾	thermal neutrons, 10^{17}	$\text{Nb}_3\text{Sn}, \text{V}_3\text{Si} \& \text{U}, \text{B} \&$ doped 70udia の組	増
Parkin ⁵³⁾	17Mev protons (60°C)	multifil.	$\sim 10^6$ (4T)
Wohleben ⁶⁴⁾	1, 2, 3Mev protons (100°C)	diffusion	$3 \times 10^{17} \text{ d/cm}^2 \text{ で } J_c$ 最大 2×10^5 (4T)
	3Mev deuterons, 3×10^{16} (100°C)	"	"

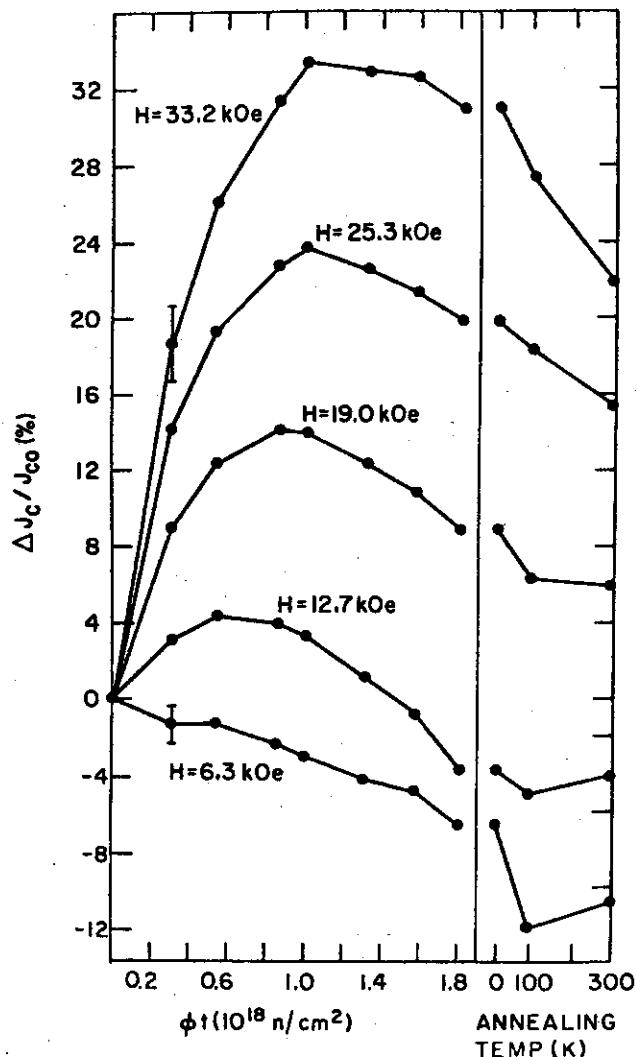


Fig. 30 6 °Kで速中性子照射したNb₃Snの
 $\Delta J_c / J_{co} (\%)$ と照射量、磁場との
関係。右図は焼なましによる $\Delta J_c / J_{co}$
の変化を示す。この時の横軸は焼
なまし温度。(Brown らによる)

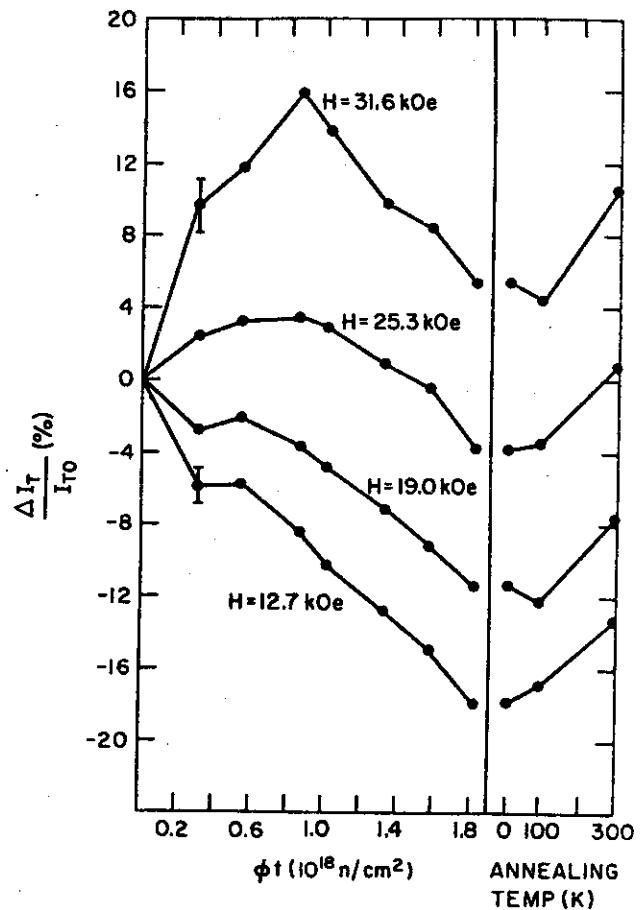


Fig. 31 Fig. 30 と同様に $\Delta I_T / I_{TO}$ と照射量、
磁場との関係。(Brown らによる)

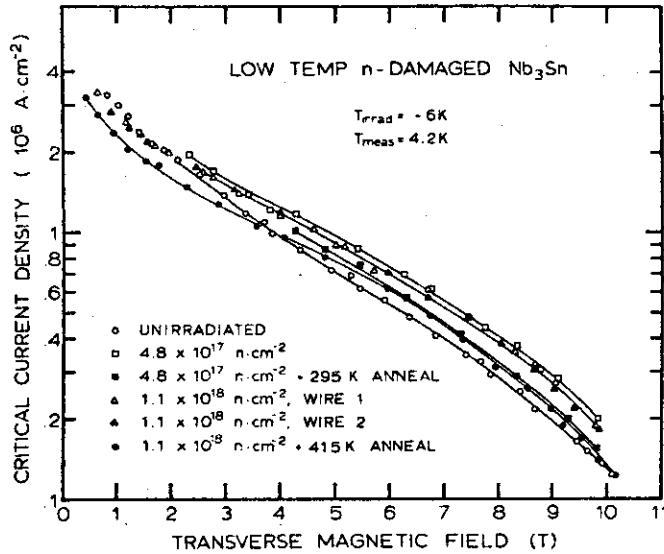


Fig. 32 6 Kで速中性子照射($E > 0.1$ Mev)したNb₃Snの J_c と磁場との関係。(Colucci らによる)

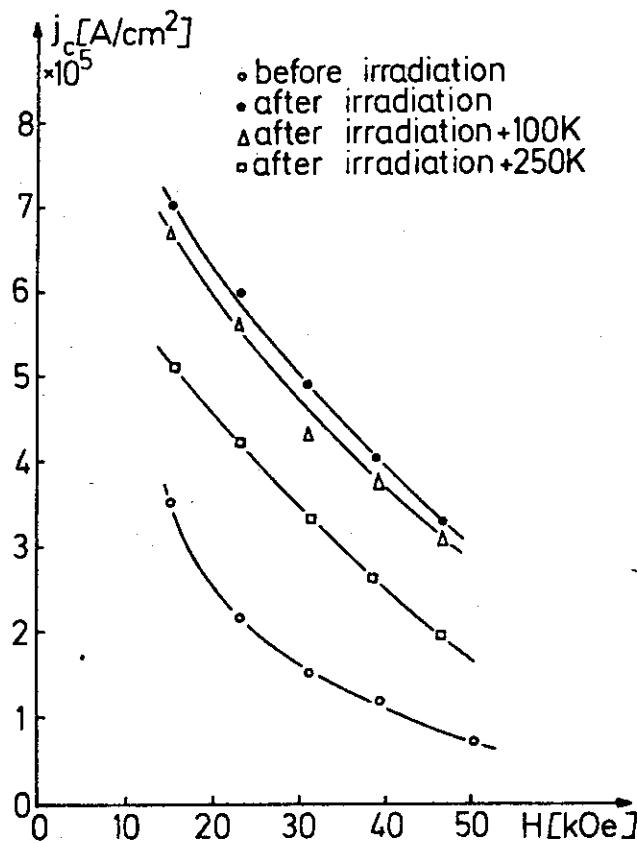


Fig. 33 11 °Kで速中性子照射(照射量 $3.9 \times 10^{18} n/cm^2$)したNb₃Snの J_c と磁場との関係。焼なましによる J_c 変化も示している。(Soell らによる)

Parkin ら⁵⁴⁾は、Brown らが用いたと同様な試料を用いて、60°Cで $6 \times 10^{19} n/cm^2$ の速中性子照射をしている。磁場40 kGでの値であるが I_c の増加量は少ない。(Fig. 34)。常温照射の際、低温照射に比べてピン止め点の数が少なかったためと思われる。照射量 $10^{19} n/cm^2$ のとき、 I_c は I_{c0} の 4 % にまで減少している。

Snead ら⁶³⁾は Nb₃Sn の 19 本のフィラメントの多芯線を 60°Cで約 $10^{19} n/cm^2$ まで速中性子照射を行ない、160 kGまでの高磁場で I_c の変化を調べている。Fig. 35 は I_c と磁場との関係を照射量をパラメータにしてプロットしたものであり、Fig. 36 は照射量と I_c/I_{c0} との関係を磁場をパラメータにして示したものである。磁場が 40 kG では照射量の増加による J_c の増加が極めて少ないがより高磁場になると $7.5 \times 10^{17} n/cm^2$ 以下の照射量で J_c の著しい増加が起る。 $10^{18} n/cm^2$ 以上の照射量では J_c が減少する。 J_c の最大は $5 \times 10^{17} n/cm^2$ の照射量で起つていて Brown らの $10^{18} n/cm^2$ とは違っている。Snead ら⁶³⁾は速中性子量の勘定にはエネルギーが 1 Mev 以上のものを用いており、Brown らは 0.1 Mev 以上のエネルギーをもつものを用いている点と速中性子のエネルギーースペクトルが異なることや照射前の試料におけるピン止め点の数の相異などが原因と思われる。したがって 相互のデータの比較には 速中性子のエネルギーースペクトル、速中性子のエネルギーの取り方、照射前の J_c の値の取り方を統一して考える必要がある。

Bauer ら³²⁾は 80°Cで速中性子照射実験を行なっている。Nb₃Al, Nb₃(Al, Ge), Nb₃Sn, V₃Sn を速中性子照射量 $5 \times 10^{18} n/cm^2$ ($E > 0.82$ Mev) まで照射しているが Nb₃Sn は $10^{18} n/cm^2$ の照射量で I_c の最大が起つており 40 kG でも I_c の増加が見られる。(Fig. 37(a))。彼等が用いた試料は拡散法で作られ安定化材は被覆されていない。照射前の臨界電流密度は Brown らの半分位である。Nb₃Al は $5 \times 10^{18} n/cm^2$ の照射量でも I_c の減少は見られず、照射量の増加によって I_c は増加する一方である。(Fig. 37(b))。また V₃Si では逆に照射と共に I_c は減少する一方である。(Fig. 37(d))。Fig. 37(c) は Nb₃(Al, Ge) の結果である。

Nb₃Sn について、Brown ら、Soell らの低温照射の結果および常温照射の Parkin ら、Bauer らの結果を夫々比較してみると、ピン止め力の小さな試料では、低照射量のとき J_c が著しく増加する。しかし この傾向は同じ β -W 化合物の V₃Si や Nb₃Al にまで一般化することは難しいようである。非照射材のピン止め点が主に粒界にあるときは、照射によって粒内にピン止め点が作られて J_c が増加するが、粒内に主たるピン止め点が既にあったときは照射をすることによってピン止め点が連絡し J_c が減少するのではないかと思われる。

次に粒子線照射について述べる。Nb₃Sn については、Wohlleben⁶⁴⁾の 1, 2, 3 Mev 陽子線、3 Mev 重陽子線照射、Ischenko ら⁶⁵⁾の 24 Mev O イオン照射、Parkin ら⁵³⁾の 17 Mev 陽子線、ほかに 14 Mev 中性子照射実験がある。これらの実験結果について 照射による J_c が最大になる照射量(ϕt)_{max}、その照射量で生成される欠陥の濃度(ϕt)_{max} $\sigma_d \bar{\nu}$ およびその照射量での 1 次ノックオン原子のエネルギーが 10 kev、5 kev のときのはじき出し衝突の濃度(ϕt)_{max} σ'_d 、(ϕt)_{max} σ''_d を第 7 表に示した。

Parkin ら⁵³⁾は 14 Mev 中性子を照射量 $1 \times 10^{18} n/cm^2$ まで照射しているが、 J_c は減少していない。1 次ノックオン原子の濃度は第 7 表を見てわかる通り核分裂スペクトルの中性子照射量 $1 \times 10^{18} n/cm^2$ のときとほぼ同じであるから cascade zone がピン止め点であるとすると、ピン止め点の濃度は同じである。しかし点欠陥の生成濃度は 14 Mev 中性子の場合は 1 枠以上大きいので

第7表 照射による J_c 最大の照射量とそのときの欠陥生成量

reference	radiation type	J_{co} (A/cm ²)	$(\phi t)_{max}$ (/cm ²)	$(\phi t)_{max} \sigma_d$	$(\phi t)_{max} \sigma_d'$	$(\phi t)_{max} \sigma_d''$
Wohlleben ⁶⁴⁾	1Mev protons	2×10^5	2.3×10^{16}	3.7×10^{-3}	2.1×10^{-6}	4.8×10^{-6}
	"	"	5×10^{16}	4.5×10^{-3}	2.6 "	6 "
	"	"	7×10^{16}	4.3×10^{-3}	2.5 "	5.5 "
"	3Mev deuterons	"	3.2×10^{16}	4.2×10^{-3}	2.5 "	5.1 "
Ischenko ⁶⁵⁾	24Mev O ions	4×10^5	3×10^{14}	3.3×10^{-3}	1.4 "	3 "
Parkin ⁵³⁾	17Mev protons 60°C)	$\sim 10^6$	3×10^{17}	3.9×10^{-3}	2.1 "	4.2 "
"	14.9Mev neutrons	"	$10^{18} n/cm^2$ まで J_c 変化なし (4T)	1.2×10^{-2}	4 "	4 "
Brown ³⁶⁾	neutrons	$\sim 10^6$	10^{18}	10^{-3}	4 "	5 "
Sweedler ³¹⁾	"	5×10^5	5×10^{17}	5×10^{-4}	2 "	2.5 "
Bauer ³²⁾	"	5×10^5	10^{18}	10^{-3}	4 "	5 "

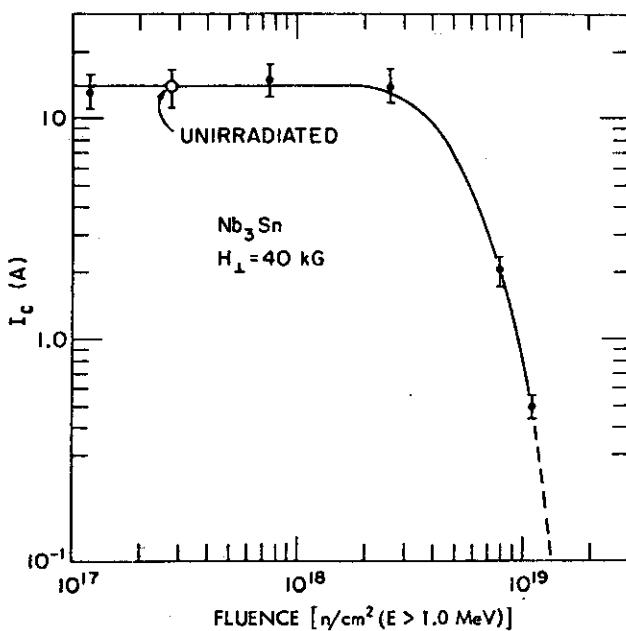


Fig. 34 60°Cで速中性子照射したNb₃Snの多芯複合線の照射量と I_c との関係。磁場40kGでの測定を示す。(Parkinらによる)

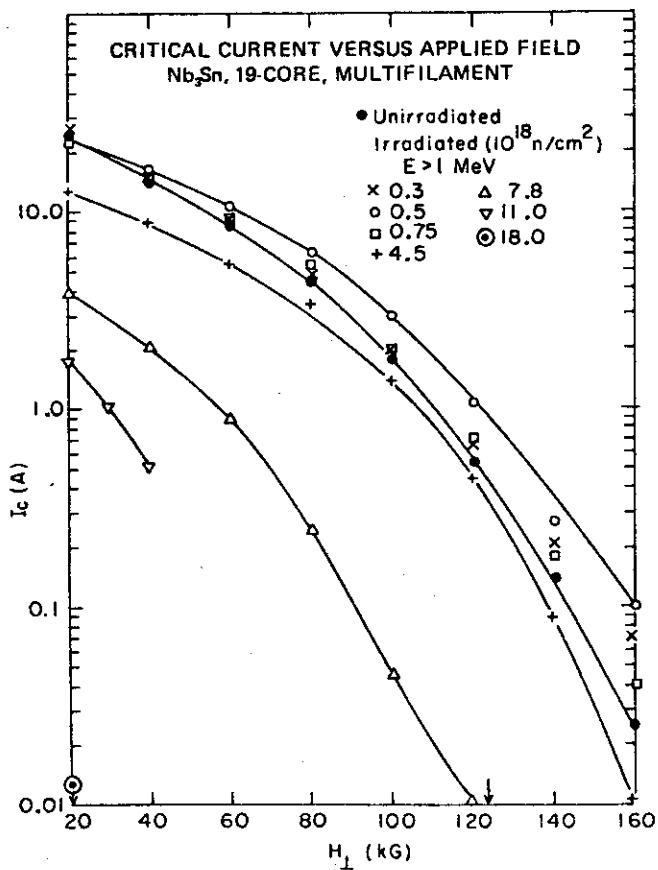


Fig. 35 60°Cで速中性子照射したNb₃Snの多芯線の臨界電流 I_c と磁場との関係。照射量をパラメータとしてプロットしている。(Sneadらによる)

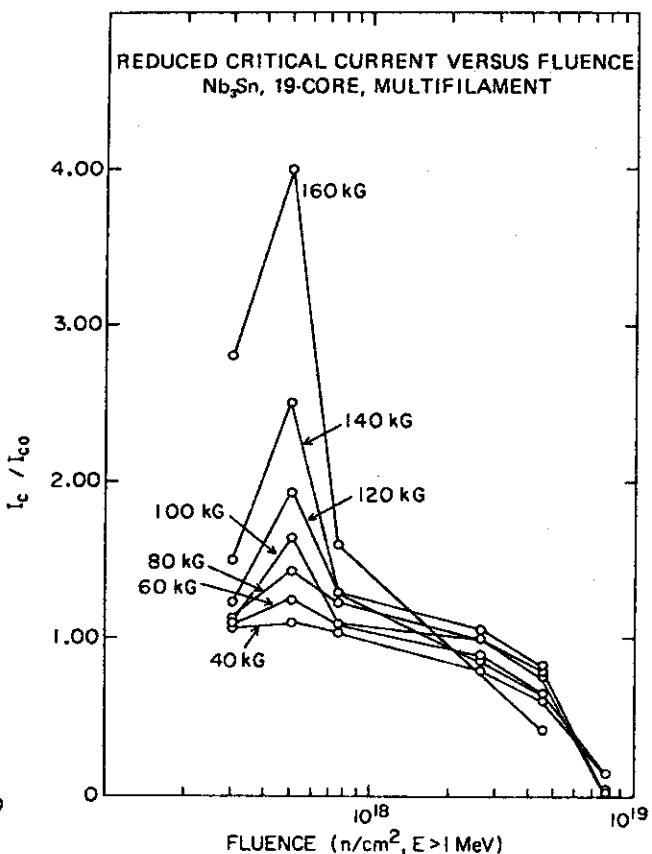


Fig. 36 Fig. 35を横軸が照射量、縦軸が I_c / I_{co} で示したもの(Sneadらによる)

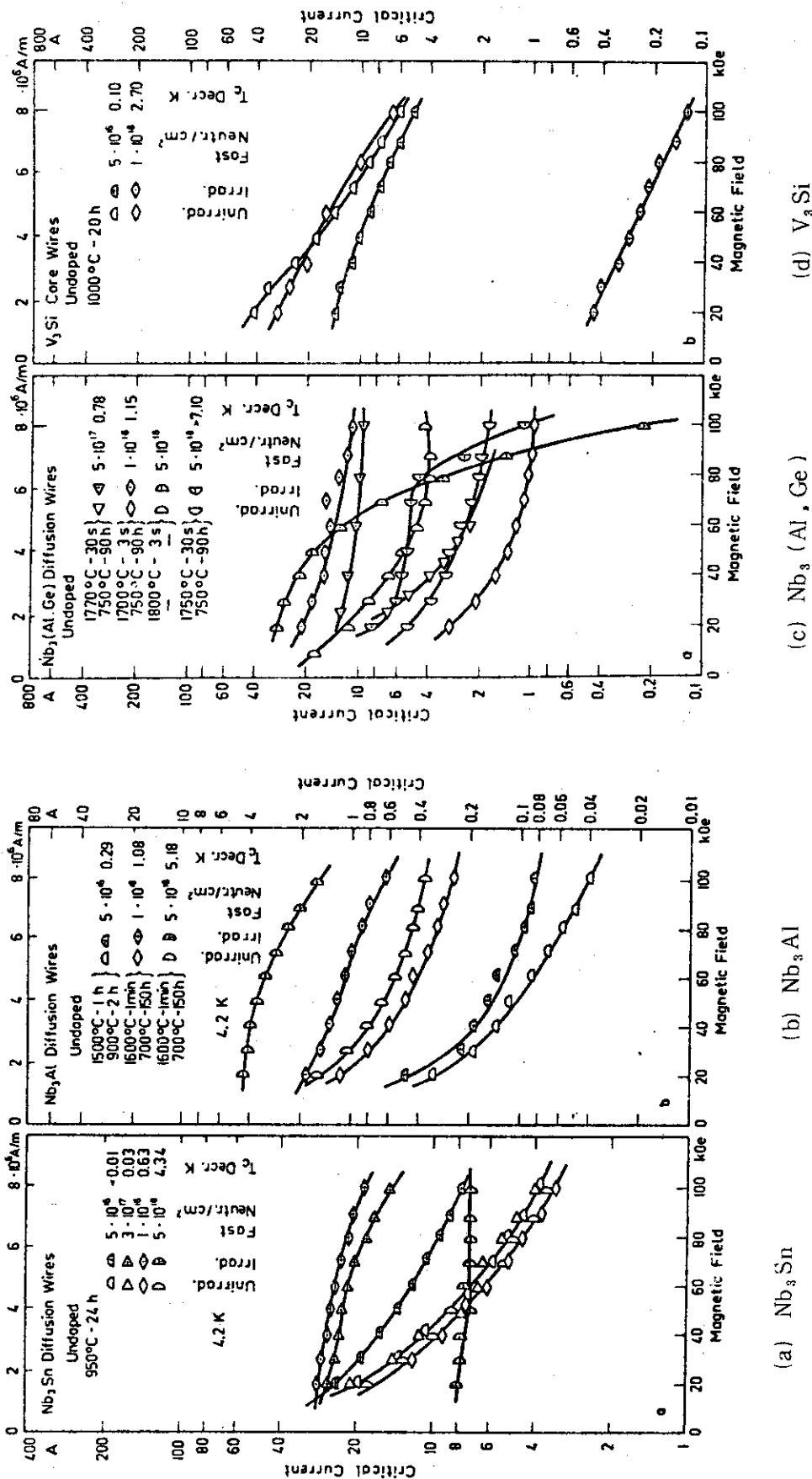


Fig. 37 80°Cで速中性子照射したときの磁場と臨界電流との関係。
(Bauer らによる)

T_c の減少が著しくなり、(27)式から見て全体として J_c の変化が見られなくても不思議ではない。

Parkin ら⁵³⁾ はまた同じような試料を用いて 60°C で 17 Mev 陽子線照射をしている。 J_c が最大になる照射量は $3 \times 10^{17} p/cm^2$ であり、そのときの 5 kev 以上のエネルギーのノックオン原子の濃度 (第 7 表の $(\phi t)_{max} \sigma_d''$) は Brown らが低温で行なった中性子照射実験において J_c が最大になる照射量のときの $(\phi t)_{max} \sigma_d''$ の値と大よそ一致する。したがってピン止め点は 1 次ノックオン原子のエネルギーが 5 kev 以上のときの cascade zone であると思われる。

つぎに、ほぼ同じ J_{co} をもつ試料について行なった Wohlleben の実験⁶³⁾ について述べる。彼は 1 ~ 3 Mev 陽子線、3 Mev 重陽子線を 100°C で Nb₃Sn に照射して J_c の変化、焼なましの効果を調べた。照射前の J_c の値は $2 \sim 4 \times 10^5 A/cm^2$ (50 kOe での値) である。Fig. 38 は照射量と ΔJ_c との関係を示したものである。 ΔJ_c の最高値 $\Delta J_{c,max}$ は粒子線のエネルギー、種類によって変っているのがわかる。これらの粒子線照射による $(\phi t)_{max} \sigma_d \bar{v}$ は第 7 表から見て、ほぼ同じである。臨界温度の変化量 ΔT_c や比抵抗 ρ_n の変化は、 $(\phi t)_{max} \sigma_d \bar{v}$ に比例すると考えられるから、粒子線のエネルギー、種類による T_c 、 H_{c2} の変化はないはずである。粒子線の種類によってピン止め力が変化する原因は (27) 式からピン止め点の微細構造 A(d) の変化だけに依存することになる。第 7 表から見て $(\phi t)_{max} \sigma_d'$ 、 $(\phi t)_{max} \sigma_d''$ もほぼ同じであってピン止め点の濃度は余り変りがないと考えられる。しかし第 1 表の T_m は 1 ~ 3 Mev 陽子線、3 Mev 重陽子線の順序で大きくなっている、1 次ノックオン原子によって生成される欠陥集合体の大きさがこの順序で大きくなっている、ピン止め力が強力になる。これは、この順序で $(\Delta J_c)_{max}$ が大きくなるという実験結果を定性的に説明できる。

Ischenko ら⁶⁵⁾ は 24 Mev O イオンを Nb₃Sn に 110°C 以下で照射して J_c の変化を調べている。(Fig. 39)。照射前の J_c は 50 kOe では $3 \times 10^5 A/cm^2$ であって、照射量を増加させると J_c が増加する。Wohlleben の結果と一緒にしたもののが Fig. 40 である。第 1 表から見て、O イオン照射の場合は T_m が極めて大きく、それに伴って 1 次ノックオン原子の平均エネルギーが大きくなり、 $\sigma_d \bar{v}$ が大きい。Wohlleben が用いた粒子線と $(\phi t)_{max} \sigma_d'$ が同じでも、O イオン照射の場合は $(\phi t)_{max} \sigma_d \bar{v}$ が大きく T_c 、 ρ_n の変化も大きくなる。したがって (27) 式から O イオン照射の ΔJ_c が陽子線、重陽子線より少ないと考えてよい。

以上の結果をまとめると、ピン止め点は 5 kev 以上のノックオン原子によって生成された cascade zone であり、この zone が大きいほどピン止め効果が大きい。しかし点欠陥濃度が大きくなると共に T_c が著しく減少し、 ρ_c が増加するために ΔJ_c が減少することになる。

V₃Ga に関しては Seibt が多芯線を 15 °K で 50 Mev 重陽子線照射を行ない、照射量と J_c/J_{co} との関係を調べている。(Fig. 41)。照射量が $10^{17} d/cm^2$ 以上で J_c が急激に減少している。V の $\phi t \sigma_d \bar{v}$ を 50 Mev 重陽子線と核分裂中性子について計算し比較すると、50 Mev 重陽子線の $10^{17} d/cm^2$ の照射量は核分裂中性子量 $5 \times 10^{17} n/cm^2$ に相当している。V₃Ga についての実験例は極めて少なく今後の実験が待たれる。

4.7 核融合炉における超電導線材の問題点

超高温プラズマを真空容器の中に所要の時間安定に保持するには適当な磁力線配位を作る磁気容器が必要になる。現在トーラス型のトカマク装置が最も有望視されている。現在までに発表された実用

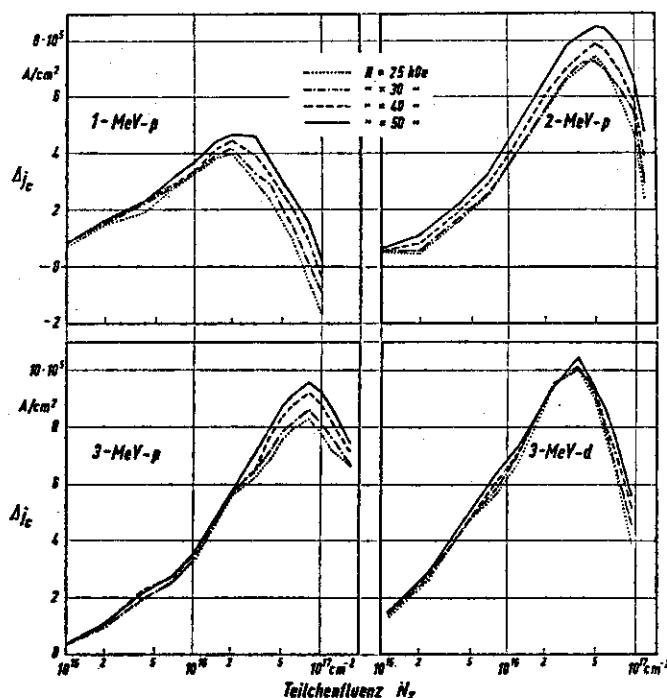


Fig. 38 100°Cで 1 Mev, 2 Mev, 3 Mev 陽子線, 3 Mev 重陽子線を Nb₃Sn に照射したときの照射量と ΔJ_c との関係。磁場をパラメータにしてプロット。(Wohllebenによる)

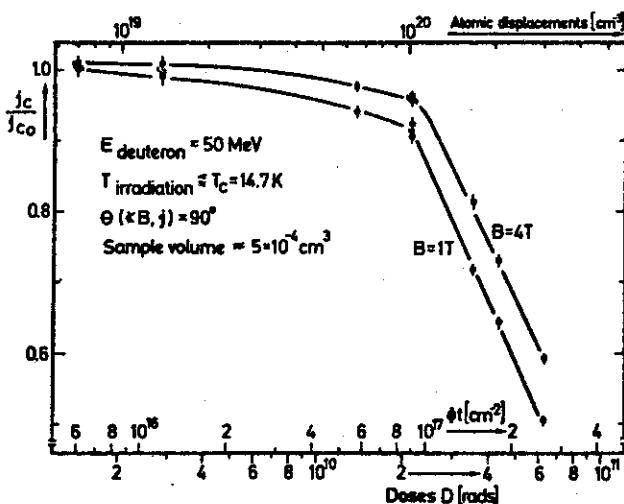


Fig. 41 15 °Kで 50 Mev 重陽子線を V₃ Ga に照射したときの照射量と J_c / J_{co} との関係。(Seibtによる)

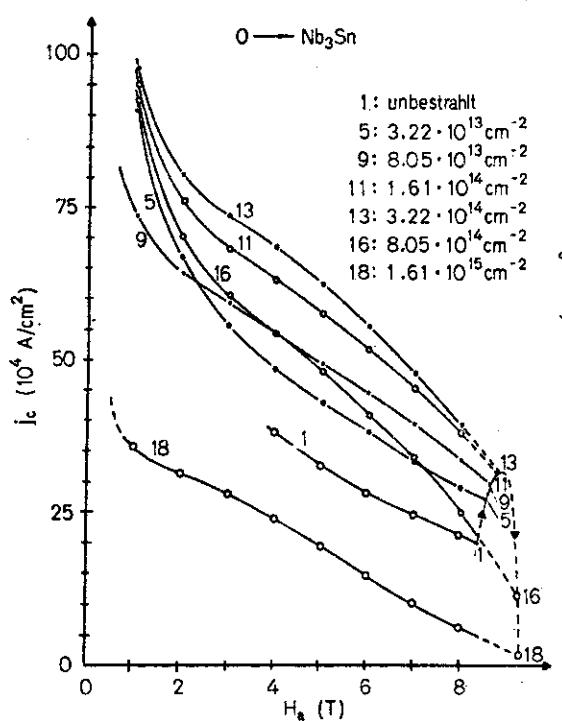


Fig. 39 110°Cで 24 Mev O イオンを Nb₃Sn に照射したときの磁場と J_c との関係。照射量をパラメータにしてプロット。(Ischenko らによる)

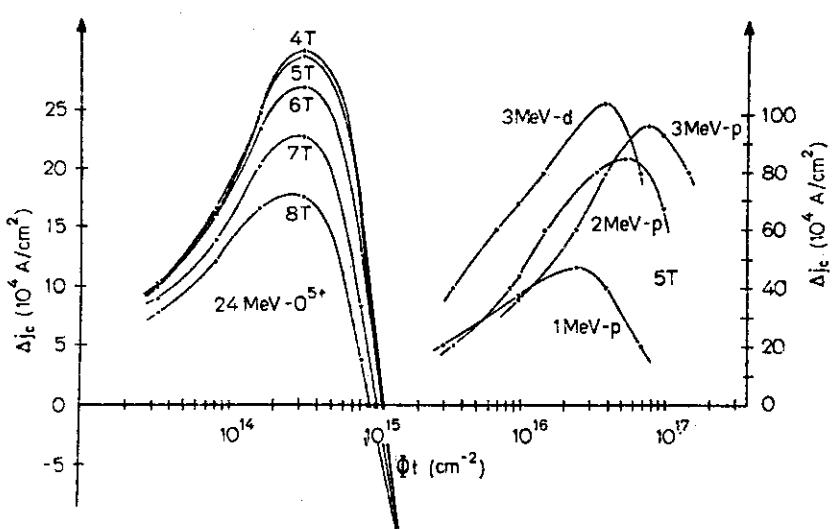


Fig. 40 Wohllebenの粒子線照射と 24 Mev O イオン照射と一緒にした照射量と ΔJ_c との関係。(Ischenko らによる)

規模の核融合炉の概念設計例を見ると最高磁場 $80 \sim 160 \text{ kG}$ の超電導磁石の使用を計画している。⁷⁰⁾ (第8表)。核融合炉の出力密度がトーラスに沿う(トロイダル)磁界の4乗に比例するので 強磁场ほど望ましい。

核融合炉はFig. 42(a), (b)に示すように プラズマの炉心の外側にブランケットと遮蔽体があり、その外側に超電導磁石がある。トカマク型核融合炉の概念設計によるとトロイダルコイルのほかにプラズマ電流に対して垂直の磁力線を作るためにポロイダルコイルが必要になるが、これも超電導線で作られる。⁷¹⁾ ポロイダルコイルは空心変流器コイルと垂直磁場コイルがあって、空心変流器コイルの磁束変化によってプラズマ電流を励起し、プラズマ電流が所定値まで立ち上がると、以後プラズマ電流を一定に保持するために空心変流器コイルの電流を変化させる。垂直磁場コイルはプラズマ電流により、プラズマ環が拡がろうとするのを制御するような磁場を作るためのものである。熱出力 2000 MW の核融合炉用ポロイダルコイルは $6000 \text{ 秒毎に最高電流値から } 10 \text{ 秒間で電流 } 0$ となるような周期的パルス運転が繰り返される。最大磁場密度は空心変流器コイルで 72 kG 、垂直磁場コイルで 57.6 kG となっている。変流器コイルと垂直磁場コイルおよびプラズマ電流による変動する洩れ磁場によって、トロイダルマグネットに渦電流が流れるし 変動磁場をうける。このため磁束線のジャンプが起こり常電導状態に転移する可能性がある。これは超電導の交流損失といつて磁界の大きさ、周波数によって変化する。いま、直流磁場に重畠して交流磁場を印加した場合を考える。⁷²⁾ 交流磁場を h_0 、その振動数を ν 、直流磁場を H_0 、試料の厚さ L 、体積 V とし、ピン止め力を P_v としたときに、交流磁場の大きさが小さく 試料表面から侵入した磁束変化が到達する最大の深さが試料の厚さ L に比べて小さいときの損失 Q は、

$$Q = 4 \mu_0 V H_0 h_0^3 \nu / (3 L P_v) \quad (h_0 \ll J_c L)$$

h_0 が大きく磁束変化が試料内部に充分に入るとき、 Q は

$$Q = V L P_v h_0 \nu / H_0 \quad (h_0 > J_c L)$$

になる。

従って交流磁場が小さいときはピン止め力が強いほどエネルギー損失が小さいが、交流磁場が大きくなると損失が急激に大きくなる。このように直流磁場の場合だけでなく交流磁場が重畠する場合には、ピン止め力 P_v に対する考察が重要になってくる。

次に、原研の概念設計によると真空壁の速中性子束が $5 \times 10^{14} \text{ n/cm}^2 \cdot \text{sec}$ のとき、超電導磁石前面での 0.1 Mev 以上の中性子束は約 $10^8 \text{ n/cm}^2 \cdot \text{sec}$ になっている。⁷³⁾ 約 20 年間使用すると積算中性子束は 10^{17} n/cm^2 に達する。また中性子のエネルギースペクトルは核分裂炉の炉心におけるものに近いようである。

McCracken ら⁷⁴⁾ の概念設計においては磁石の速中性子照射量は炉を 10 年間連続運転するとして、 $1.2 \times 10^{18} \text{ n/cm}^2$ の値を出している。しかし最近の UWMKA II 核融合炉の概念設計では、真空壁の熱入力が 1.16 MW/m^2 であり、磁石附近の速中性子束は 6×10^{-6} に減衰するとして、照射量は McCracken らが求めた値の 300 分の 1 減少すると報告している。

超電導磁石を核融合炉に使用する場合の照射効果について Kulcinski ら⁷⁵⁾ が計算している。それによると主な問題点は、(a) 超電導線材の臨界電流密度 J_c が照射によって減少すること、(b) 安定化のために用いる銅被覆安定化材の電気抵抗が増加することである。彼らによると(b)の影響が大きい

第8表 トカマク型核融合炉設計パラメータ

設計機関名 または設計名	ORNL	PPPL	UWMAK - I	UWMAK - II	Culham	原研	FINTOR	ANL	GA	ORNL	原研
出力 熱出力 (MW) 電気出力 (MW)	1,000 518	5,305 2,030	5,000 1,473	5,000 (2,000)	5,380 800	2,000 -	170 -	130 30	600 14	200 -	100 -
炉寸法 主半径 (m) プラズマ半径 (m) 第1壁半径 (m) プラズマ容積 (m ³)	10.5 2.8 3.5 1,630	11 3.25 3.6 2,190	13 5 5.5 6,415	12.5 5 5.5 6,415	10 2 2.3 790	11.25 2.25 2.3 544	6.25 2.1 2.4 300	4 1(非円形) 1.15 544	6.75 2.25 1.15 300	6.75 2.25 1.75 300	6.75 1.5 1.75 300
炉心プラズマ 平均プラズマ温度 (keV) 平均プラズマ密度 (10^{14} cm^{-3}) エネルギー閉込め時間 (sec)	20 (2.0)	30 0.5 3.8 5.820	11.2 0.8 14.2 5.400	13.2 0.73 3.6 1.76	11.1 1.8 1.8 5.880	15 1.0 20 -	23 0.56 7.5	9.6 1.44 3	8 0.65 7	9 0.65 7	9 1.1
燃焼時間 (sec) 運転周期 (sec) 軸上トロイダル磁場 (Tesla) 安定係数	- - 2.45 1.4	- 6,000 6.0 2.1	- 5,790 3.82 1.75	- 5,400 3.57 2.3	- 5,000 9.5 2.5	- 6,000 6.0 1.5	- 4.5 2.0	- 3.4 2.5	- 3.7 2.5	- 60 80 100	- 100 150 100
ボロイダルベータ値 プラズマ電流 (MA)	- 10	1.8 14.6	1.07 21	2.3 14.9	2.25 9.7	2.1 8.0	2.2 5	2.2 4.8	2.1 13.5	1.6 7.2	2.2 4
トロイダル磁場マグネット コイル数	48	48	12	24	32	24	36	16	24	20	24
超電導線材 最大電流密度 ($A \text{ cm}^{-2}$)	NbTi - - 11.2/11.2	Nb ₃ Sn - - 12/19	NbTi 1,318 16 /21.5	Nb ₃ Sn 2,200 8.66 /28.3	Nb ₃ Sn 2,000 - /223	Nb ₃ Sn 2,500 - /160	NbTi - 1,280 12 /14	NbTi 1,333 7.5 /11.9	NbTi 1,333 8 /11.7	NbTi 1,333 8 /10.2	NbTi 1,780 11 /10.2
最高磁場 (線材) (Tesla) ボア、巾/高さ (m) 蓄積エネルギー (GeV)	- - - 250	- - - 158	- - /250	- - /158	- - /223	- - /160	- - 15.6	- - 11.6	- - 34.2	- - 50	- - 50

略語 ORNL: (米) オークリッジ国立研究所, PPPL: (米) プリンストン大学プラズマ研究所, UWMAK-I: (米) ウィスコンシン大学トカマク炉-I,
UWMAK-II: 同-I, Culham: (英) カルハム研究所, FINTOR: (伊) Napoli 共同, ANL: (米) アルゴンヌ国立研究所, GA: (米) ジェネラル・エレクトリック
ラルアトミック

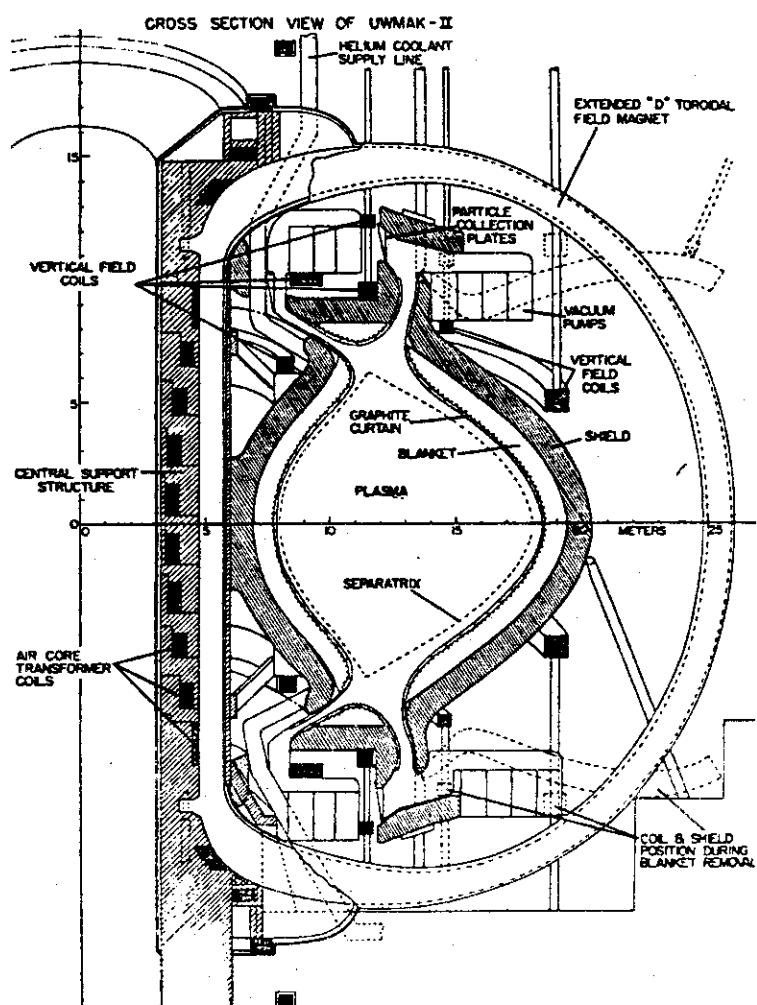
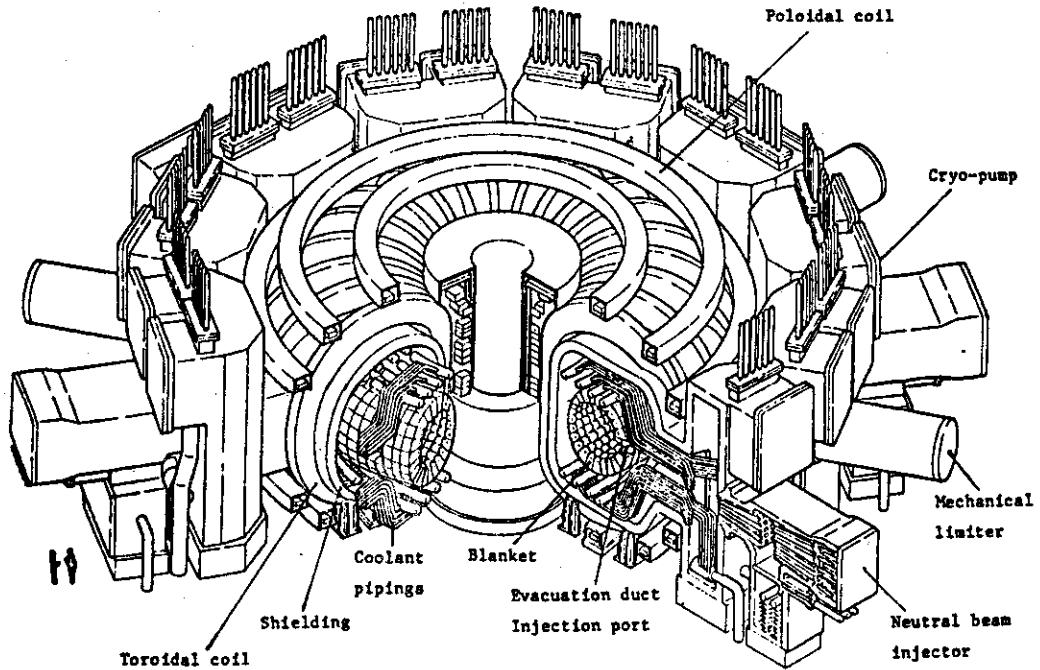


Fig. 42 トカマク型核融合炉 (a)原研実験炉, (b) UWMAK-II
(迫による)

としている。超電導の破壊が起ったときに液体ヘリウムによる冷却能力が安定化材の発熱量より大きければ安定である。すなわち 臨界電流 I は、

$$I^2 \rho_T \cdot \ell / W \cdot h \leq q W \ell$$

で与えられる。ここで q は熱流束、 W は安定化材の巾の長さ、 h はその厚さ、 ρ_T は安定化材の全比抵抗である。全比抵抗は intrinsic な抵抗 ρ_0 、 磁気抵抗 ρ_H 、 照射による抵抗増加 ρ_R の和であり、 照射後も同じ臨界電流を流すことが出来るためには、

$$I^2 = q W^2 h / (\rho_0 + \rho_H) = q (W + \Delta)^2 h / (\rho_0 + \rho_H + \rho_R)$$

となって、 照射によって抵抗が増加する分だけ、 安定化材の巾は Δ 分大きくしなければならない。磁石を室温まで焼なましすると銅の抵抗は 90 % 回復されるとして、 磁石の焼なましする期間を 1 年毎に行なう場合、 10 年毎に行なう場合とでは、 安定化材の巾は夫々 20 %、 100 % と増加させねばならないことになる。以上の計算は中性子積算量が 20 年間で $10^{18} n/cm^2$ とした場合である。なお、 Mills⁷⁶⁾ は最悪の場合 $10^{20} n/cm^2$ にもなるかもしれないと言っていることも考慮される必要がある。特に平均としての設計値は小さくとも、 速中性子の洩れにより局部的に大きな照射量が起りうることを予想しておく必要が考えられる。超電導の破壊が局部的に起ってもそれは致命的だからである。

5. 結 語

種々の超電導線材の臨界温度、臨界磁場、臨界電流に対する照射効果や銅、アルミニウムの安定化材に対する照射の影響について述べた。超電導磁石に対する照射効果を簡単にまとめると、(a)安定化材に対しては速中性子照射量が $2 \times 10^{18} \text{ n/cm}^2$ のときの銅、アルミニウムの比抵抗の増加量が夫々、大よそ 10^{-7} 、 $3 \times 10^{-7} \Omega \text{ cm}$ である。照射後室温まで焼きなましをすると 銅では 80% 以上、アルミニウムでは 100% 回復する。しかし不純物を含む金属および合金は室温に焼きなましてもかなりの量が回復しないで残る。(b) Nb-Ti 合金では低温で速中性子を $4 \times 10^{18} \text{ n/cm}^2$ 照射すると、 J_c は 10~20% 減少する。室温に焼きなましすると約 90% 元の値に回復する。 T_c の減少量は約 0.2 °K である。(c) Nb₃Sn は低温で速中性子照射すると 10^{18} n/cm^2 の照射量までは照射によって J_c は増加する。磁場が大きいほど J_c の増加は大きい。照射量をより増加させると、 J_c は減少する。しかし初期の臨界電流密度が大きく作られたものでは J_c の増加が余り起らないようである。 T_c は $4 \times 10^{18} \text{ n/cm}^2$ の速中性子照射量で約 1.5 °K 減少する。 V_3Ga の照射効果は Nb₃Sn よりも大きいようであるが、実験例が少なく、今後の実験が待たれる。(d) 銅などの安定化材の電気抵抗の増加は線材の不安定性をひき起こすので大きな問題点である。

現在の核融合炉の概念設計によると超電導磁石がうける照射量はせいぜい 10^{18} n/cm^2 程度で臨界電流や臨界温度の変化量は少ない。しかし場所によってはそれ以上の照射をうけることもあるだろうし、また新しい超電導実用材料に対する照射効果の予測のためにも、超電導材料の照射効果は充分に調べることが必要である。超電導磁石は液体ヘリウム温度附近で照射をうけるため 極低温での超導体や安定化材および複合線材の照射実験が必要である。しかしこまだ実験例が少なく 今後詳細に調べなければならない研究課題である。極く最近になって欧米諸国で精力的な研究が進められて来ている。我が国でも 阪大で先駆的な研究が進められているが^{35, 52, 77, 78)}、原研においては 極低温照射装置を用いて 極低温耐照射性の研究が軌道に乗り出しつつある。

謝 辞

本報告書の作成に当って、いろいろな御助言や御鞭撻をいただきました元、固体物理第 2 研究室、小幡行雄室長（現、核融合研究部次長）とこの報告書について有益な御意見と御助言をいただきました奥田重雄固体物理第 2 研究室長に深く感謝致します。

参考文献

- 1) M. T. Robinson and I. M. Torrens: Phys. Rev. 9 (1974) 5008.
- 2) B. T. Kelly: Irradiation Damage to Solids (Pergamon Press, 1966)
- 3) 曹根和穂・白石健介: JAERI-M6358 (1976)
- 4) G. Burger, H. Meissner and W. Schilling: Phys. Stat. Sol. 4 (1964) 267.
- 5) S. Takamura and S. Okuda: Radiation Effects 17 (1973) 151.
- 6) T. H. Blewitt: cited in J. F. Guess, R. W. Boom, R. R. Coltman, Jr., S. T. Sekula: ORNL-TM-5187 (1975)
- 7) S. Takamura and H. Maeta and S. Okuda: J. Phys. Soc. Japan 26 (1969) 1120.
- 8) K. Böning, H. J. Fenzl, J. M. Welter and H. Wenzl: Phys. Kondens. Materie 12 (1970) 72.
- 9) J. F. Guess, R. W. Boom, R. R. Coltman, Jr., and S. T. Sekula: ORNL-TM-5187 (1975)
- 10) H. Ullmaier: Defects and Defect Clusters in B.C.C. Metals and their Alloys (edited by R. J. Arsenault) P. 363.
- 11) H. Berndt and F. Sernetz: Phys. Lett. 33A (1970) 427.
- 12) D. Becker, F. Dworschak, C. Lehmann, K. T. Rie, H. Schuster, H. Wollenberger and J. Wurm: Phys. Stat. Sol. 30 (1968) 219.
- 13) A. R. Sweedler and D. E. Cox: Phys. Rev. B 12 (1975) 147.
- 14) A. R. Sweedler, D. G. Schweitzer and G.W. Webb: Phys Rev. Lett. 33 (1974) 168.
- 15) H. T. Coffey, E. L. Keller, A. Patterson and S. H. Autler: Phys. Rev. 155 (1967) 355.
- 16) R. Bett: Cryogenics 14 (1974) 361.
- 17) D. Dew Hughes: Rep. Prog. Phys. 34 (1971) 821.
- 18) S. Takamura: J. Phys. Soc. Japan 30 (1971) 1367.
- 19) W. Wohlleben: J. Low Temp. Phys. 13 (1973) 269.
- 20) R. Labusch: Phys. Stat. Sol. 19 (1967) 715.
- 21) 大西利只: 「超導磁石の放射線照射効果」電気研調査報告175(1973)
- 22) 永野弘: 「超伝導の化学」共立出版(1973) P.128

- 23) R. Hancox: Phys. Lett. 16 (1965) 208.
- 24) Z. J. J. Stekley et al.: Rev. Sci. Instr. 36 (1965) 825.
- 25) M. Soell, C.A.M. vander Klein, H. Bauer and G. Vogl: Appl. Super. Conf. (1974)
- 26) M. Soell, K. Boning and H. Bauer: J. Low Temp. Phys. 24 (1976) 631.
- 27) B. Besslein, G. Ischenko, S. Klaumünzer, P. Müller, H. Neumüller, K. Schmelz and H. Adrian: Phys. Lett. 53A (1975) 49.
- 28) E. Seibt: IEEE Trans. Mag. 11 (1975) 174.
- 29) D.U. Gubser, H. R. Kerchner, D. K. Christen and S. T. Sekula: ORNL-5135 (1975) 32.
- 30) J. M. Poate, L. R. Testardi, A.R. Storm, and W. M. Augustyniak: Phys. Rev. Lett. 35 (1975) 1290.
- 31) A. R. Sweedler, C. L. Snead, L. Newkirk, F. Valencia, T. H. Geballe, R. H. Schwall, B. T. Matthias and E. Corenswit: BNL-20581 (1975)
- 32) H. Bauer, E. J. Saur and D. G. Schweitzer: J. Low Temp. Phys. 19 (1975) 171., 189.
- 33) R. H. Kernohan and S. T. Sekula: J. Appl. Phys. 38 (1967) 4904.
- 34) J. T. A. Pollak et al. : Trans. Met. Soc. AIME 245 (1969) 2350.
- 35) T. Sugisaki, T. Okada and T. Suita: Tech. Rep. Osaka Univ. 21 (1971) 385.
- 36) B. S. Brown, T. H. Blewitt, D. G. Wozniak and M. Suenaga: J. Appl. Phys. 46 (1975) 5163.
- 37) J. L. Cooper: RCA Review 25 (1964) 405.
- 38) D. M. Parkin and D. G. Schweitzer: Nucl. Tech. 22 (1974) 108.
- 39) P. S. Swartz, H. R. Hart, Jr., and R. L. Fleisher: Appl. Phys. Lett. 4 (1964) 71.
- 40) O. Meyer, H. Mann and E. Phrilingos: Appl. Ion Beams to Metals edited by S. T. Picraux et al. (Plenum, New York, 1974) P. 15.
- 41) H. Ullmaier, K. Papastaikoudis, S. Takács and W. Schilling: Phys. Stat. Sol. 41 (1970) 671.
- 42) B. S. Brown: Proc. American Soc. Metals, Mat. Sci. Seminar, Radiation Damage in Metals, ed. N. L. Peterson et al. (1975)

- 43) 高村三郎, 畠田重雄: 日本物理学会予稿集-物理学B(1976秋) P.16.
- 44) D. C. Agrawal, B. A. Loomis and E. J. Kramer: Cited in 42).
- 45) M. Couach, J. Doulat and E. Bonjour: IEEE Trans. Mag. 11 (1975) 170.
- 46) M. Soell, S. L. Wipf, G. Vogl: Proc. Appl. Super. Conf. (1972) 434.
- 47) M. Soell, C. A. M. vander Klein, H. Bauer and G. Vogl: IEEE Trans. Mag. 11 (1975) 178.
- 48) B. S. Brown, H. C. Freyhardt and T. H. Blewitt: J. Appl. Phys. 45 (1974) 2724.
- 49) W. V. Hassenzahl, J. D. Rogers and W. C. Armstrong: IEEE Trans. Nucl. Sci. 18 (1971) 683.
- 50) D. G. Schweitzer, D. M. Parkin, M. Garber and A. Goland: Proc. Appl. Super. Conf. (1972) 491.
- 51) cited in 9)
- 52) H. Tsubakihara, T. Okada, T. Suita, T. Horiuchi, K. Matsumoto and S. Tsurutani: J. Nucl. Sci. Tech. 11 (1974) 46.
- 53) D. M. Parkin and C. L. Snead, Jr.: Conf. Fundament. Aspect Radia. Damage in Metals (1975) Vol.II, P.1162
- 54) D. M. Parkin and A. R. Sweedler: IEEE Trans. Mag. 11 (1975) 166.
- 55) I. R. McEvoy, Jr. and R. F. Decell: Appl. Phys. Lett. 4 (1964) 43.
- 56) D. M. Parkin and D. G. Schweitzer: Proc. Appl. Super. Conf. (1972) 495.
- 57) R. Benaroya: IEEE Trans. Nucl. Sci. NS14 (1967) 383.
- 58) R. Babcock and H. Riemersma: Appl. Phys. Lett. 1 (1962) 43.
- 59) 超電導ハンドブック, 電気学会 (1969) P. 51.
- 60) K. S. Liu, O. Kawano, H. Yoshida and Y. Murakami: 日本国学会誌 36 (1972) 75.
- 61) B. S. Brown, T. H. Blewitt, T. L. Scott and A. C. Klank: J. Nucl. Mat. 52 (1974) 215.
- 62) S. L. Colucci, H. Weinstock and B. S. Brown: Appl. Phys. Letters 28 (1976) 667.

- 63) C. L. Snead and D. M. Parkin: Nucl. Tech. 29 (1976) 264.
- 64) K. Wohlleben: Zeit. Angew. Phys. 27 (1969) 92.
- 65) G. Ischenko, H. Mayer, H. Voit, B. Besslein and E. Haindt: Zeit. Phys. 256 (1972) 176.
- 66) B. S. Brown, T. H. Blewitt, D. G. Wozniak and M. Suenaga: cited in 9)
- 67) G. W. Cullen and R. L. Novak: J. Appl. Phys. 37 (1966) 3348.
- 68) H. J. Bode and K. Wohlleben: Phys. Lett. 24A (1967) 25.
- 69) C. P. Bean, R. L. Fleischer, P. S. Swartz and H. R. Hart, Jr.: J. Appl. Phys. 37 (1966) 2218.
- 70) 逸澤: 核融合研究の進歩と動力炉開発への展望(日本原子力学会,1976)P.477
- 71) 三浦敬彦: 同上 P.527
- 72) H. Ullmaier: Irreversible Properties of Type II Superconductors (Springer-Verlag, 1975) P. 109.
- 73) 関泰: JAERI-M レポート 6046 (1975)
- 74) G. M. McCracken and S. Blow: Culham Report CLM-R120 (1972)
- 75) G. L. Kulcinski et al.: Nucl. Tech. 22 (1974) 31.
- 76) R. Mills: cited in 38)
- 77) H. Tsubakihara, S. Katoh, M. Nishimoto and T. Okada: Fundamental Aspects of Radiation Damage in Metals (1975) Vol. II, P. 1155.
- 78) 岡田東一: 核融合研究の進歩と動力炉開発への展望(日本原子力学会,1976)
P.382.