

References

- 1) K. W. Kehr, *Hydrogen in Metals I*, ed. G. Alefeld and J. Völkl (Springer, Berlin, 1978) p. 197
- 2) J. Kondo, *Physica* in press.
- 3) H. Sugimoto and Y. Fukai, *Hyperfine Int.* **17-19** (1984) 139
- 4) H. Teichler and A. Seeger, *Phys. Lett.* **82A** (1981) 91
- 5) Y. Fukai, to be published

9. 金属中の陽電子の運動

東大教養 兵頭俊夫

1. はじめに

陽電子は、金属中に導入し得る最も軽い荷電不純物である。同じ金属中の陽子やミューオンの運動との差異は、専ら質量の違いによって起る。陽電子は真空中では安定な粒子であるが、物質中では電子に出会って対消滅する。その寿命は、陽電子の位置での電子密度に反比例し、金属中では 10^{-10} 秒程度である。

以下では、金属中に注入されてから消滅するまでの陽電子の運動の種々相について概観する。

2. 減速と熱平衡化

通常の実験では、 ^{22}Na , ^{58}Co , ^{64}Cu 等の放射性同位元素から成る線源を試料と向い合わせに置いたり、試料間にはさんだりすることによって、陽電子を試料に注入する。これらの同位元素の β^+ 崩壊によって放出される陽電子のスペクトルは、最大エネルギーが 0.5 MeV 程度の連続スペクトルであり、ほとんどの陽電子が 1 keV 以上のエネルギーを持つ。

金属中に入ったこれらの高速陽電子は、まず内殻の電離およびプラズモン励起を起して急速にエネルギーを失う。エネルギーが低くなってくると、電子-正孔対励起とフォノン励起が主要な減速過程になる。運動エネルギーが 1 eV 程度まで下がるのに要する時間は極めて短く、 10^{-14} 秒以下である。しかし、その後は次第に時間がかかるようになる。

陽電子のエネルギーが失われる割合は、

$$\dot{E}(\mathbf{k}) = \sum_{\mathbf{q}} (E_{\mathbf{k}} - E_{\mathbf{k}-\mathbf{q}}) M(\mathbf{k}, \mathbf{k}-\mathbf{q})$$

で与えられる。 $M(\mathbf{k}, \mathbf{k}-\mathbf{q})$ は、衝突による遷移確率である。Carbotteらは、電子-正孔対励

起とフォノン励起の過程を考慮した計算を行い、

$$\dot{E} = - \left[aE^3 + bE^{3/2} \left(1 - \frac{c}{\sqrt{E}} \right)^2 \right]$$

という結果を得ている²⁾ 第一項が電子散乱による項、第二項がフォノン散乱による項である。係数 a , b , c に具体的な表式を入れて計算すると、室温では対消滅前に熱平衡が達成されていることがわかる。しかし、試料温度が液体ヘリウム温度に近づいてくると、 10^{-10} 秒程度の陽電子寿命の間にその温度の熱速度まで減速されることが次第にむづかしくなる。陽電子の到達できる最低温度は、この近似では Na で 18K である。ただし、近似を上げるとさらに低い温度になることが期待されている。

実験的には、対消滅によって生じる r 線 (消滅 r 線) の運動量分布の、フェルミ面に対応する位置でのカットオフが、陽電子の熱運動のためにボケることに注目し、試料温度を下げたときにこのボケがどこまで小さくなるかを観測すれば、陽電子の最低有効温度がわかる。Kubica らによれば、試料を液体ヘリウム温度に保ったときの陽電子の有効温度は、K で (25 ± 25) K, Mg で (10 ± 10) K である³⁾

3. 拡散

熱平衡に達した陽電子は、消滅するまでの間金属中を拡散する。その様子は、陽子やミュオンの場合のように熱励起やトンネリングによる site 間の移動で記述されるのではなく、伝導電子の場合のように、散乱による進行方向の変化で記述される。

従来からの典型的な陽電子消滅実験の手法は、対消滅する瞬間の陽電子に関する情報を得るのには適しているが、拡散のようなそれまでの履歴に関する情報を得るのには適していない。(試料に電場をかけて移動度を測定することは可能であるが、金属には適用できない。)しかし、最近開発された低速陽電子線法を用いれば、拡散定数の測定が可能である⁴⁾ 即ち、低速陽電子を再び任意のエネルギーに加速して試料中に注入し、熱平衡に達した後に拡散で表面にもどってくる陽電子の数を、加速電圧 (あるいは侵入距離) の関数として測定すればよい。このような方法で、室温の Al について $D = (0.76 \pm 0.12) \text{cm}^2 \text{s}^{-1}$, Cu について $D = (1.06 \pm 0.22) \text{cm}^2 \text{s}^{-1}$ が得られている。一方、電子およびフォノンとの衝突を考慮した計算で、室温の Al の場合に $D = 0.4 \text{cm}^2 \text{s}^{-1}$ が得られている⁵⁾ 陽子やミュオンの場合に比べると桁ちがいに大きいことに気づかれるであろう。

4. セルフ・トラッピング

陽電子のような軽い粒子は局在しにくい。局在化による運動エネルギーの増加が大きいからである。しかし、金属中で本当に局在が起らないかどうかは、必ずしも自明なことではない。

理論計算からは、重なる金属中の陽電子-フォノン相互作用は、セルフ・トラッピングを起させるにはわずかながら小さ過ぎるという結論が得られている^{6,7)} 実験的には、Cd中での陽電子のセルフ・トラッピングが示唆されたことがあるが、一般に認められるには到っていないようである。

5. 電子分極と消滅率

陽電子は、電子分極とフォノンの衣を着て運動している。陽電子の寿命の測定および消滅 γ 線の運動量分布の測定から、それらに関する情報が得られる。

陽電子の消滅率(寿命の逆数)は

$$R = \pi r_0^2 c \int d\mathbf{r} g_{ep}(0)$$

で与えられる。ただし $r_0 \equiv e^2/mc^2$ は古典電子半径, c は光速である。

$$g_{ep}(\mathbf{r} - \mathbf{r}') = \langle |\hat{\psi}^+(\mathbf{r}) \hat{\psi}(\mathbf{r}) \hat{\phi}^+(\mathbf{r}') \hat{\phi}(\mathbf{r}')| \rangle$$

は陽電子-電子対分布関数であり、陽電子の位置から見た電子密度の分布を表す。 $\hat{\psi}(\mathbf{r}), \hat{\phi}(\mathbf{r})$ は各々電子, 陽電子の場の演算子, $|1\rangle$ は(電子+陽電子)系の基底状態である。 $g_{ep}(0)$ は、伝導電子の平均密度に比べて当然大きくなる。そのエンハンスメントの程度は、平均密度が小さいほど大きく、Al で約3倍, Na で約15倍, Cs で約30倍になる。 $g_{ep}(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$ の計算は、陽電子と電子の質量が等しいために、相互作用の取り扱いにおいて双方の反跳を等しく考慮しなければならず、容易ではない。最近の理論家の努力により、 $g_{ep}(0)$ に関する限り、陽電子寿命の実験から得られる結果とほぼ一致する値が得られている¹⁾

消滅 γ 線の運動量分布は

$$R(\mathbf{p}) = \frac{\pi r_0^2 c}{V} \iint d\mathbf{r} d\mathbf{r}' e^{i\mathbf{p}(\mathbf{r}-\mathbf{r}')} \langle |\hat{\psi}^+(\mathbf{r}) \hat{\psi}(\mathbf{r}') \hat{\phi}^+(\mathbf{r}) \hat{\phi}(\mathbf{r}')| \rangle$$

で与えられる。 $R(\mathbf{p})$ は \mathbf{p} がフェルミ運動量 \mathbf{p}_F に近づくほど大きくなる。フェルミ面に近い電子の方が励起されやすく、従って陽電子の位置まで近づき易いからである。実験では、例えばK中では $R(\mathbf{p})$ の $\mathbf{p} \sim \mathbf{p}_F$ での値は $\mathbf{p} \sim 0$ 付近の値に比べて約1.7倍になっている⁸⁾ しかるに、消滅率 R に関しては実験とよく合う値を与える最近の理論の結果は、この比が1.1あるいは1.3であり、実験値とかけ離れている。Naの場合も同様の傾向にある¹⁾

6. 陽電子の運動量分布と有効質量

電子分極の衣は、それを伴って運動する陽電子の有効質量を増大させることが予想される。古い実験では例えばKで $m^* = 2.1m$ 等が報告されている。ところが、電子ガスの理論からはせいぜい $m^* = 1.4m$ (バンド効果を考慮しても $m^* = 1.6m$)しか期待されない。

陽電子はフォノンの衣も同時にまとっているはずであるが、それによる有効質量の増大は1~2%に過ぎない。しかし、フォノン散乱による陽電子の状態のダンピングの効果で運動量分布の幅がみかけ上広がり、かつ長い尾をひくようになる(ガウス型の分布がローレンツ型の様相を帯びてくる)ことが指摘されている⁹⁾この効果を見捨てた従来の実験の解析は、みかけの有効質量を与えていたに過ぎない可能性が高い。

最近Kに対して再実験が行われ、この効果を考慮した解析が行われた⁸⁾その結果、真の有効質量が $m^* = 1.4m$ であることがわかり、同時に陽電子-フォノン結合定数も求められた。

文 献

- 1) 藤原邦男・兵頭俊夫：日本物理学会誌 38 (1983) 936.
- 2) J. P. Carbotte: "Positron Solid State Physics", Proc. Intern. School Phys. "Enrico Fermi", No. 86 (North-Holland, 1983), p. 32.
- 3) P. Kubica and A. T. Stewart: Phys. Rev. Letters 34 (1975) 852.
- 4) A. P. Mills Jr.: "Positron Solid State Physics" Proc. Intern. School Phys. "Enrico Fermi", No. 83 (North-Holland, 1983), p. 432.
- 5) B. Bergersen, E. Pajanne, P. Kubica, M. J. Stott and C. H. Hodges: Solid State Commun. 15 (1974) 1377.
- 6) C. H. Leung, T. McMullen and M. J. Stott: J. Phys. F6 (1976) 1063.
- 7) C. H. Hodges and T. Trinkaus: Solid State Commun. 18 (1976) 857.
- 8) T. Hyodo, T. McMullen and A. T. Stewart "Positron Annihilation," Proc. 6th Intern. Conf. Positron Annihilation (North-Holland, 1982) p. 201. T. McMullen, T. Hyodo and A. T. Stewart, *ibid.* p. 204. also *Cau. J. Phys.* 62 (1984) 297.
- 9) H. Mikeska: Phys. Letters A24 (1967) 402. Z. Phys. 232 (1970) 159.

10. 遷移金属における3d空孔の運動

阪大理 五十嵐 潤 一

1. 序 論

3d空孔の状態を直接的に反映する実験として光電子分光をあげることができる。光を照射して放出させる電子のエネルギースペクトルを測定する実験で、電子のぬけた状態(空孔)の