

# スピン偏極陽電子を使った物質材料研究について

原子力機構・スピン偏極陽電子ビーム研究グループ 河裾厚男

**ここでは、なぜいま、スピン偏極陽電子なのかについて解説します**

陽電子消滅法は、主に陽電子と電子の対消滅過程の観測を通じて

- 結晶中の原子空孔や高分子中の自由体積など「孔」を検出
- 金属のフェルミ面やバンド構造を研究

するための手法として伝統的に利用されています。

ところで、次ページに示すように、陽電子と電子の対消滅様式は相対的なスピン方向によって異なることが分かっています。

ちなみに陽電子と電子のスピンは同じ(磁気モーメントは反対)です。

陽電子 : スピン角運動量と磁気モーメントは平行

電子 : スピン角運動量と磁気モーメント反平行

※スピンと磁気モーメントの向きを明確に定義しておかないと混乱を招きます。

# スピンに依存した陽電子-電子対消滅

陽電子スピンを $\Rightarrow$ 、電子スピンを $\rightarrow$ で表します。陽電子と電子の対には、合成スピン $S$ と磁気量子数 $m$ に応じて次の4つの状態があります。

$$\mathbf{S}=0, m=0 \quad |00\rangle = |\uparrow\downarrow\rangle - |\downarrow\uparrow\rangle \quad \mathbf{S}=1, m=0, \pm 1 \quad |10\rangle = |\uparrow\downarrow\rangle + |\downarrow\uparrow\rangle \quad |11\rangle = |\uparrow\uparrow\rangle \quad |1-1\rangle = |\downarrow\downarrow\rangle$$

対消滅ガンマ線の本数 $n$ は、陽電子-電子対のCP保存則により定まります。

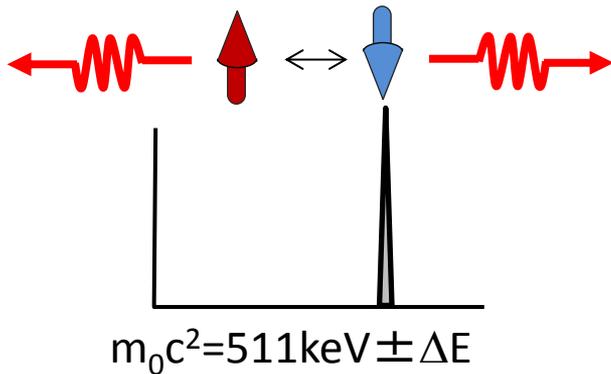
$$(-1)^S = (-1)^n \quad \mathbf{S}=0 \rightarrow 2, 4, 6 \dots \quad \mathbf{S}=1 \rightarrow 1, 3, 5 \dots \quad \text{ただし、1光子消滅は起こらない}$$

二光子消滅

エネルギー  $0.511\text{keV} \times 2$

断面積

$$\sigma_{2\gamma} = \frac{\pi r_0^2}{\gamma+1} \left[ \frac{\gamma^2 + 4\gamma + 1}{\gamma^2 - 1} \ln(\gamma + \sqrt{\gamma^2 - 1}) - \frac{\gamma + 3}{\sqrt{\gamma^2 - 1}} \right] \approx \pi r_0^2 c/v$$

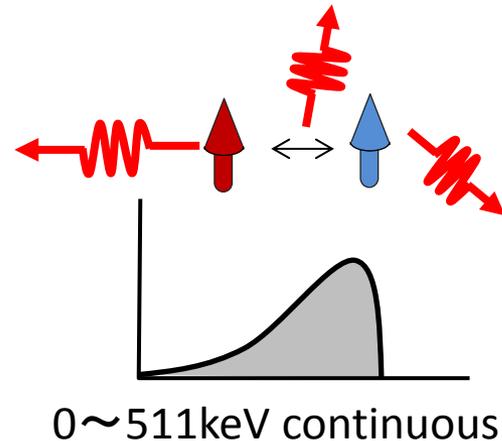


三光子消滅

エネルギー  $0 \sim 511\text{keV}$ 連続

断面積

$$\sigma_{3\gamma} = \sigma_{2\gamma}/371$$

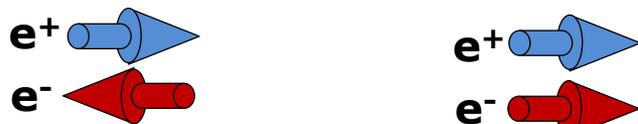
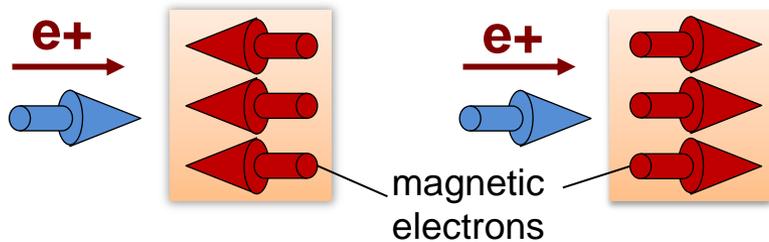


なお、四光子以上の消滅断面積はさらに小さいため観測が非常に難しく、物性研究に利用できるかは不明です。

このように、陽電子と電子の消滅様式はスピンの向きによって異なるので、双方のスピンの偏極している場合には次のようなことが起こります。

強磁性体にスピン偏極した陽電子を打ち込んだ場合

陽電子と電子の自由消滅を観測します



磁性電子との二光子消滅確率は

**高い**

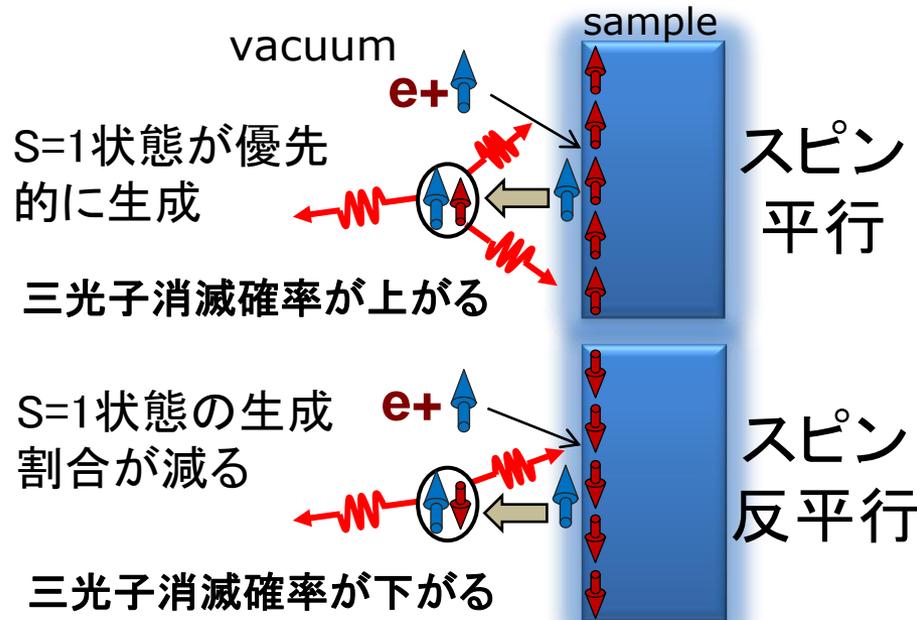
**低い**

測定される電子運動量分布や消滅寿命がスピン反転に対して非対称性を示します。

$$N_+(p) - N_-(p) \neq 0 \quad L_+(t) - L_-(t) \neq 0$$

強磁性体表面にスピン偏極した陽電子を打ち込んだ場合

孤立した陽電子-電子結合状態 (Ps) を観測します



従ってポジトロニウム三光子消滅確率がスピン反転に対して非対称性を示します。

$$F_{Ps}^{3\gamma}(+) - F_{Ps}^{3\gamma}(-) \neq 0$$

これらより、スピン偏極陽電子を使うと電子スピンに関する知見を得ることができます。特に最表面や原子空孔などについては、際立った情報が得られます。

実はスピン偏極陽電子を用いた強磁性体の研究は、陽電子の予言(ディラック)、発見(アンダーソン)、ベータ崩壊におけるパリティ非保存の発見(ヤン・リー、ウ)の直ぐ後から色々な国で始められていました。

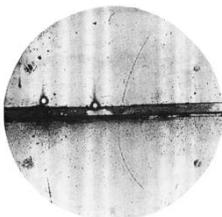


Dirac 1932年



Carl David Anderson

Anderson 1934年



Yang & Li 1956年



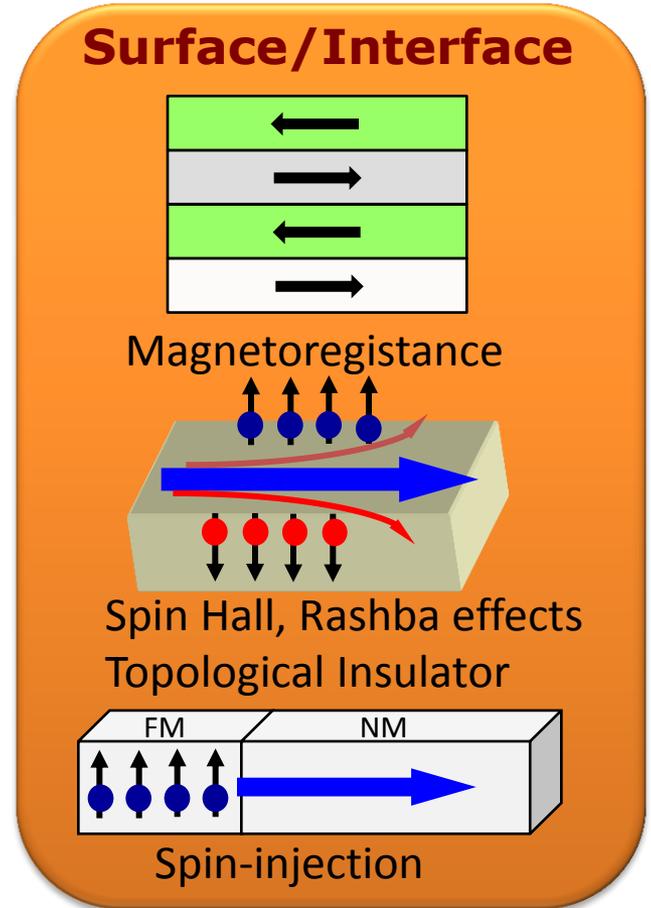
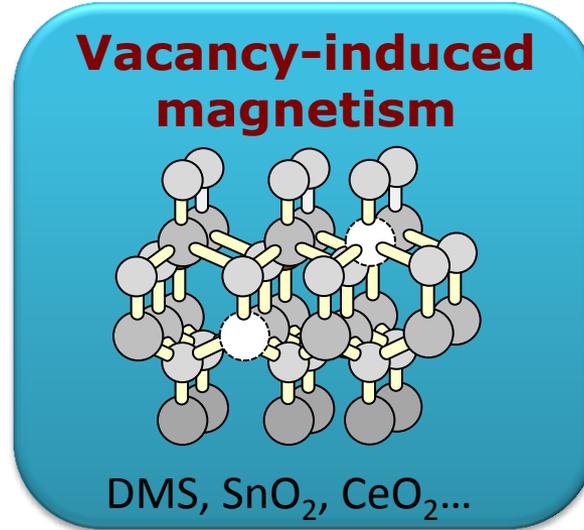
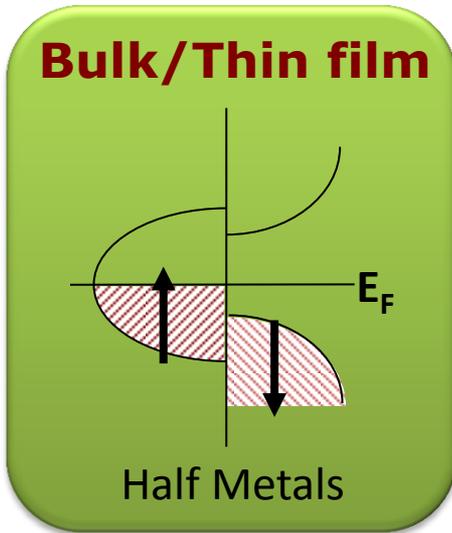
Wu 等 1957年



しかし1980年以後、スピン偏極陽電子を用いたスピン物性の研究は殆ど行われず、いつしか忘れられた感さえありました。理由はよく分かりません。

# スピントロニクスとスピン偏極陽電子

現在、スピントロニクスの発展とともに、電子スピんに絡む新しい現象や物質が次々に発見されています。それらを観るツールとしてのスピン偏極陽電子の復刻と、さらに新しい手法の開発は大きなインセンティブを感じさせるテーマです。



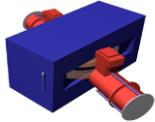
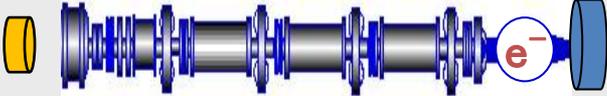
## スピン偏極陽電子の いくつかの有力な応用課題

例えば空孔誘起 $d^0$ 強磁性などは正しくスピン偏極陽電子のための課題とさえ言えます

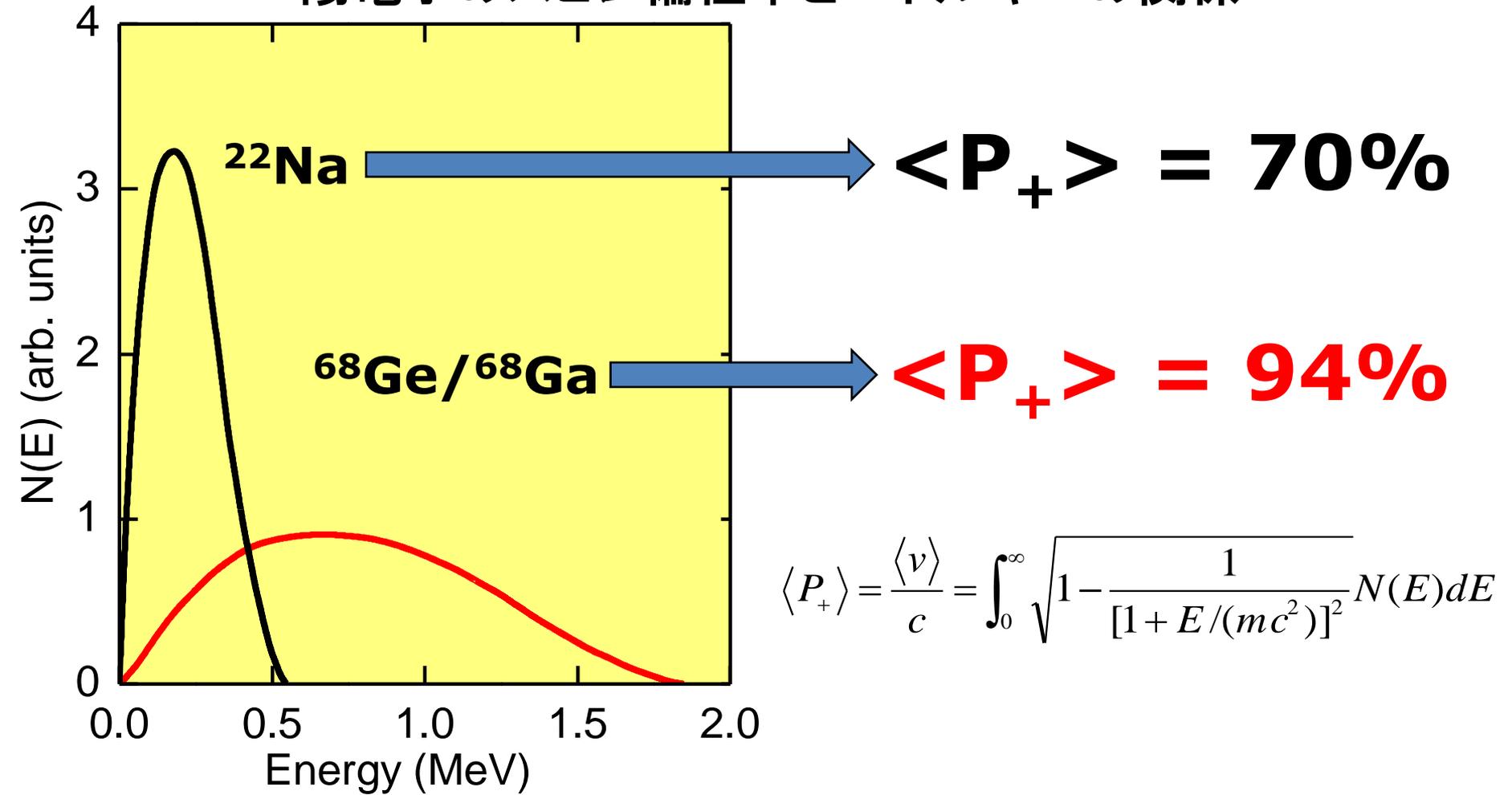
そしてこれを実現するためには、高強度で高スピン偏極な陽電子源が必要になります。

# スピン偏極陽電子を得る方法

弱い相互作用におけるパリティ非保存のため、 $\beta$ 崩壊に伴う電子や陽電子は進行方向にスピン偏極しています。従って $\beta$ 線源を使えば、そのままスピン偏極の実験ができます。他方、偏極ガンマ線による対生成からスピン偏極陽電子を生成する方法もあります。これには大型の加速器施設が必要になりますが、高強度・高偏極という観点から魅力的です。

Method	Intensity/Polarization
<p style="text-align: center;">Ion accelerator/Reactor</p> <div style="display: flex; justify-content: space-around; align-items: center;"> <div style="text-align: center;">  <p>Na-22</p> <p>Commercial RI</p> </div> <div style="text-align: center;">  <p>Nuclear Reaction</p> </div> <div style="text-align: center;">  <p>Si-27</p> </div> <div style="text-align: center;">  <p>Ge-68</p> </div> </div>	<p>Source <math>10^6</math>-<math>10^{10}</math>e<sup>+</sup>/sec 70-100%</p> <p>Beam <math>10^3</math>-<math>10^6</math>e<sup>+</sup>/sec 30-50% <b>In use</b></p>
<div style="display: flex; align-items: center;">  <div style="margin-left: 20px;"> <p>Compton Scattering</p> <p>Polarized Laser</p> <p>Pair Creation</p> </div> </div>	<p><math>10^4</math>-<math>10^7</math>e<sup>+</sup>/sec ~50% Beam <b>Planned</b></p>
<p style="text-align: center;">Electron accelerator</p> <div style="display: flex; align-items: center;">  <div style="margin-left: 20px;"> <p>Pair Creation</p> <p>Polarized electrons → Polarized gamma</p> </div> </div> <p>Photo-cathode</p>	<p><math>10^4</math>-<math>10^5</math>e<sup>+</sup>/sec ~50% Beam <b>Planned</b></p>

# 陽電子のスピンの偏極率とエネルギーの関係



陽電子のスピンの偏極率はその速度を光速で割った値になります。 $\beta$ 崩壊では陽子、陽電子、ニュートリノが関与するために陽電子のエネルギー分布は、上の図のように連続分布となります(☞詳しくは解説)。例えば $^{22}\text{Na}$ の場合の平均偏極率は70%、 $^{68}\text{Ge}/^{68}\text{Ga}$ では94%となります。なので、高エネルギーの陽電子を放出する線源を得ることが、高スピン偏極陽電子実験の一つの方策になります。

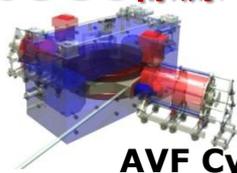
# 陽電子のスピンの偏極率とエネルギーの関係

核種	半減期	$E_{\max} / \text{MeV}$	$\langle E \rangle / \text{MeV}$	$\langle v \rangle / c$
$^{18}\text{F}$	110分	0.633	0.21	0.71
$^{22}\text{Na}$	2.6年	0.545	0.20	0.70
$^{26}\text{Al}$	740000年	1.17		0.82
$^{27}\text{Si}$	4.2秒	3.79	2.6	0.99
$^{44}\text{Ti}$ - $^{44}\text{Sc}$	49年	1.47	0.45	0.85
$^{64}\text{Cu}$	12.7時間	0.653	0.27	0.76
$^{58}\text{Co}$	70.8日	0.475	0.19	0.68
$^{68}\text{Ge}$ - $^{68}\text{Ga}$	271日	1.90	0.99	0.94

上の表は色々な陽電子線源の特性を示しています。平均偏極率は一番右の列  $\langle v \rangle / c$  になります。例えば $^{27}\text{Si}$ のスピンの偏極率はほぼ100%ですが、半減期が短いので、オンライン利用できる加速器が必要になります。 $^{26}\text{Al}$ や $^{44}\text{Ti}$ - $^{44}\text{Sc}$ はスピンの偏極率・半減期ともに魅力的ですが、核反応による生成断面積が非常に小さく高強度化に難点があります。私たちは、市販の $^{22}\text{Na}$ に加えて、そこそこの半減期とスピンの偏極率をもつ $^{68}\text{Ge}$ - $^{68}\text{Ga}$ を製造して使っています。ところで、94%の偏極率は線源から出てくるものの値ですが、実際には放出角度や、ビーム形成のための減速材などによって減偏極してしまいます(👉詳しくは解説)。

# 陽電子線源と陽電子ビーム装置の例(筆者ら)

## プロトン核反応による $^{68}\text{Ge}$ 線源の製造



AVF Cyclotron

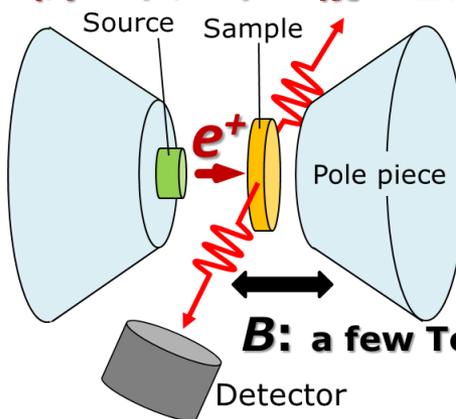
Nuclear reaction  $^{69}\text{Ga}(p, 2n)^{68}\text{Ge}$



これまでGaNを標的としていたため最大線源強度は300MBq程度に制限されていましたが、現在は同位体分離された $^{69}\text{Ga}$ を標的としているため最大生成量は1GBq程度になる見込みです。

線源強度  $10^9$ 陽電子/秒  
→低速ビーム強度  $10^5$ 陽電子/秒

## 高エネルギー縦スピン偏極陽電子ビーム

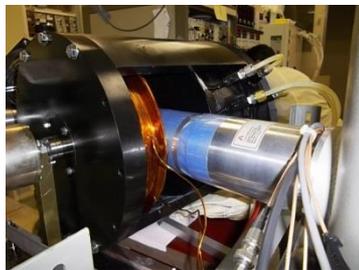
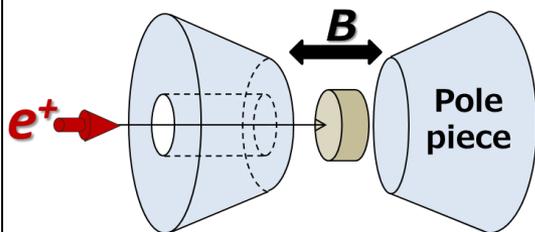


**B: a few Tesla**

線源から出た陽電子をそのまま試料に打ち込む

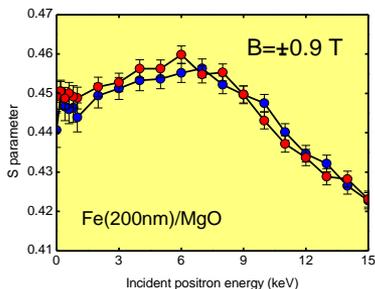
**Flux  $\sim 10^6$  e<sup>+</sup>/sec**  
 **$^{68}\text{Ge}$ - $^{68}\text{Ga}$  P $\sim 70\%$**

## 低エネルギー縦スピン偏極陽電子ビーム

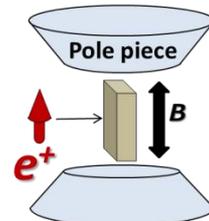
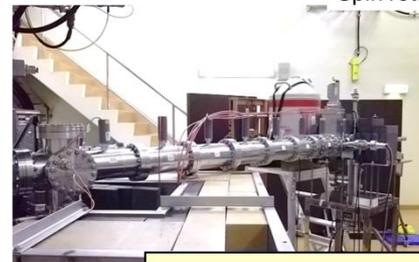
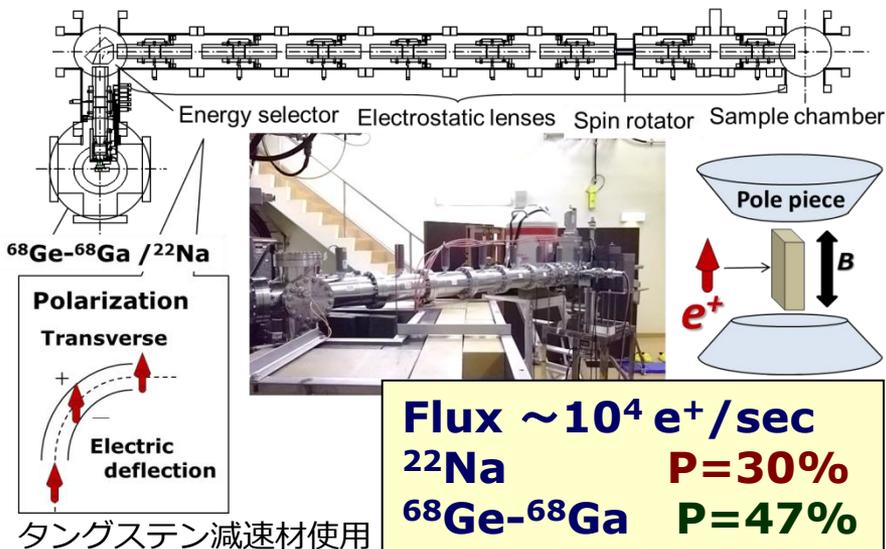


線源から出た陽電子をネオン減速材で低エネルギービームにして試料に打ち込む

**Flux  $\sim 10^5$  e<sup>+</sup>/sec**  
 **$^{22}\text{Na}$  P $\sim 30\%$**



## 低エネルギー横スピン偏極陽電子ビーム



**Flux  $\sim 10^4$  e<sup>+</sup>/sec**  
 **$^{22}\text{Na}$  P=30%**  
 **$^{68}\text{Ge}$ - $^{68}\text{Ga}$  P=47%**

タングステン減速材使用

# 強磁性体中でのスピン偏極陽電子消滅

ここではスピン偏極陽電子が強磁性体電子と対消滅する場合について考えます。アップ・ダウンスピン(↑,↓)の陽電子がアップ・ダウンスピン(↑,↓)の電子とS=0またはS=1状態に至り消滅するときの消滅速度は以下の様になります。

	S=0	S=1, M <sub>S</sub> =0	S=1, M <sub>S</sub> =1
アップスピン 陽電子	$\lambda_i^{\uparrow 2\gamma} = \frac{1}{2} \lambda_S w_i^\downarrow$	$\lambda_i^{\uparrow 3\gamma} = \frac{1}{2} \lambda_T w_i^\downarrow$	$\lambda_T w_i^\uparrow$
ダウンスピン 陽電子	$\lambda_i^{\downarrow 2\gamma} = \frac{1}{2} \lambda_S w_i^\uparrow$	$\lambda_i^{\downarrow 3\gamma} = \frac{1}{2} \lambda_T w_i^\uparrow$	$\lambda_T w_i^\downarrow$

重なり  
陽電子 電子

↑ w<sub>i</sub><sup>↓</sup> ↓ { ½がS=0  
½がS=1, M<sub>S</sub>=0

↑ w<sub>i</sub><sup>↑</sup> ↑ そのままS=1, M<sub>S</sub>=1

↓ w<sub>i</sub><sup>↑</sup> ↑ { ½がS=0  
½がS=1, M<sub>S</sub>=0

↓ w<sub>i</sub><sup>↓</sup> ↓ そのままS=1, M<sub>S</sub>=-1

ただし  $\lambda_S = 4\pi r_e^2 c$  ( $r_e$ : 古典電子半径、 $c$ : 光速),  $\lambda_T = \lambda_S / 1115$ ,  $w_i^{\uparrow(\downarrow)}$  は  $i$  番目のバンドのアップ(ダウン)スピン電子と陽電子の波動関数の重なり:  $w_i^{\downarrow(\uparrow)} = \int_{-\infty}^{+\infty} N_i^{\uparrow(\downarrow)}(p_z) dp_z$

従って、アップ・ダウンスピンの陽電子の全消滅速度(寿命の逆数)は次のようになります。

$$\lambda^{\uparrow(\downarrow)} = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^{occ.} \left[ \lambda_S w_i^{\downarrow(\uparrow)} + \lambda_T (w_i^{\downarrow(\uparrow)} + 2w_i^{\uparrow(\downarrow)}) \right]$$

正負(±)磁場中での陽電子の全消滅寿命スペクトルは次のようになります。

$$L_{+(-)}(t) = \frac{\lambda_S}{4} \sum_{i=1}^{occ.} \left[ w_i^\downarrow (1 \pm P) \exp(-\lambda^{\uparrow} t) + w_i^\uparrow (1 \mp P) \exp(-\lambda^{\downarrow} t) \right]$$

即ち、強磁性体中の消滅寿命には二成分あり、多数スピンと少数スピンの数が違うことに起因している。

# 強磁性体中でのスピン偏極陽電子消滅

i-thバンドの運動量密度  $\rho_i^{\downarrow(\uparrow)}(\mathbf{p}) = \left| \int e^{-i\mathbf{p}\cdot\mathbf{r}} \Psi_+(\mathbf{r}) \Psi_i^{\downarrow(\uparrow)}(\mathbf{r}) \sqrt{\gamma(n_-(\mathbf{r}))} d\mathbf{r} \right|^2$

i-thバンドの電子運動量分布  $N_i^{\downarrow(\uparrow)}(p_z) = \iint \rho_i^{\downarrow(\uparrow)}(\mathbf{p}) dp_x dp_y$

正磁場・負磁場の電子運動量分布

$$N_{+(-)}(p_z) = \frac{\lambda_S}{4} \sum_{i=1}^{occ.} \left[ \frac{(1 \pm P) N_i^{\downarrow}(p_z)}{\lambda^{\uparrow}} + \frac{(1 \mp P) N_i^{\uparrow}(p_z)}{\lambda^{\downarrow}} \right]$$

これらの差分

$$\Delta N = N_+(p_z) - N_-(p_z) = \frac{\lambda_S P}{2} \sum_{i=1}^{occ.} \left[ \frac{N_i^{\downarrow}(p_z)}{\lambda^{\uparrow}} - \frac{N_i^{\uparrow}(p_z)}{\lambda^{\downarrow}} \right]$$

これらの和

$$\Sigma N = N_+(p_z) + N_-(p_z) = \frac{\lambda_S}{2} \sum_{i=1}^{occ.} \left[ \frac{N_i^{\downarrow}(p_z)}{\lambda^{\uparrow}} + \frac{N_i^{\uparrow}(p_z)}{\lambda^{\downarrow}} \right]$$

多数スピン電子と少数スピン電子の運動量分布の差分は以下の様に得られます。

$$\sum_{i=1}^{occ.} [N_i^{\downarrow}(p_z) - N_i^{\uparrow}(p_z)] = \frac{\lambda^{\uparrow} + \lambda^{\downarrow}}{\lambda_S P} \left[ \Delta N + P \frac{\lambda^{\uparrow} - \lambda^{\downarrow}}{\lambda^{\uparrow} + \lambda^{\downarrow}} \Sigma N \right]$$

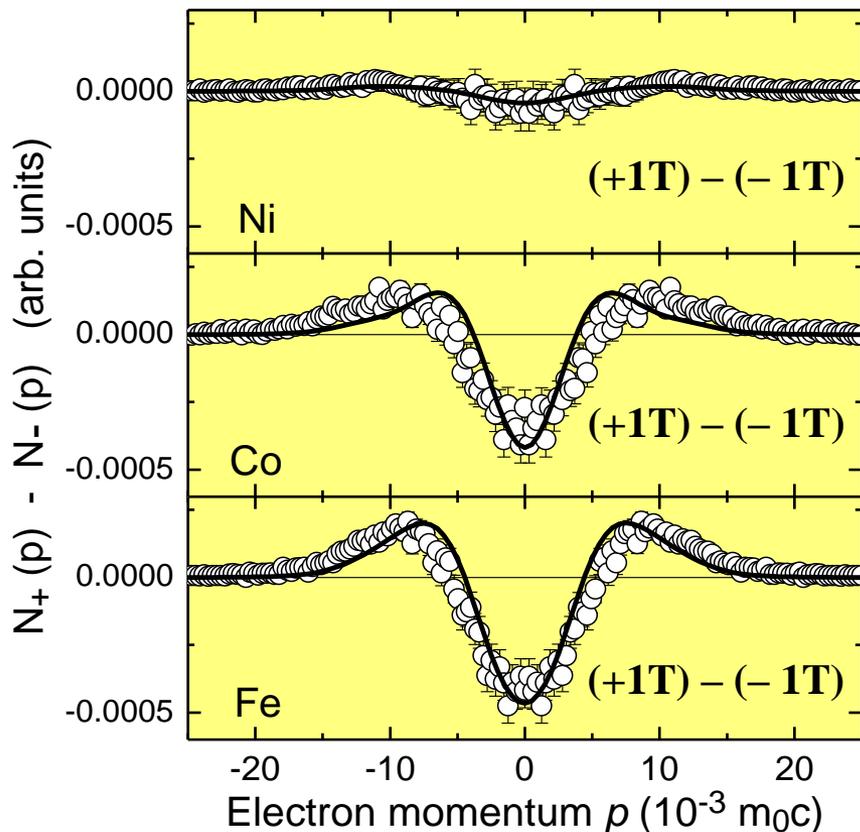
$$\propto \Delta N + P^{3\gamma} \Sigma N \quad \left( P^{3\gamma} = \frac{N_+^{3\gamma} - N_-^{3\gamma}}{N_+^{3\gamma} + N_-^{3\gamma}} \right)$$

単なる差分 $\Delta N$ でも強磁性効果は分かりますが、こちらの方がバンド構造との比較がより明確になります。これにはスピン依存した消滅寿命を決めて、このように再規格化することが必要です。

Berkoらはこれが三光子消滅強度の磁場反転に等しいとしています。

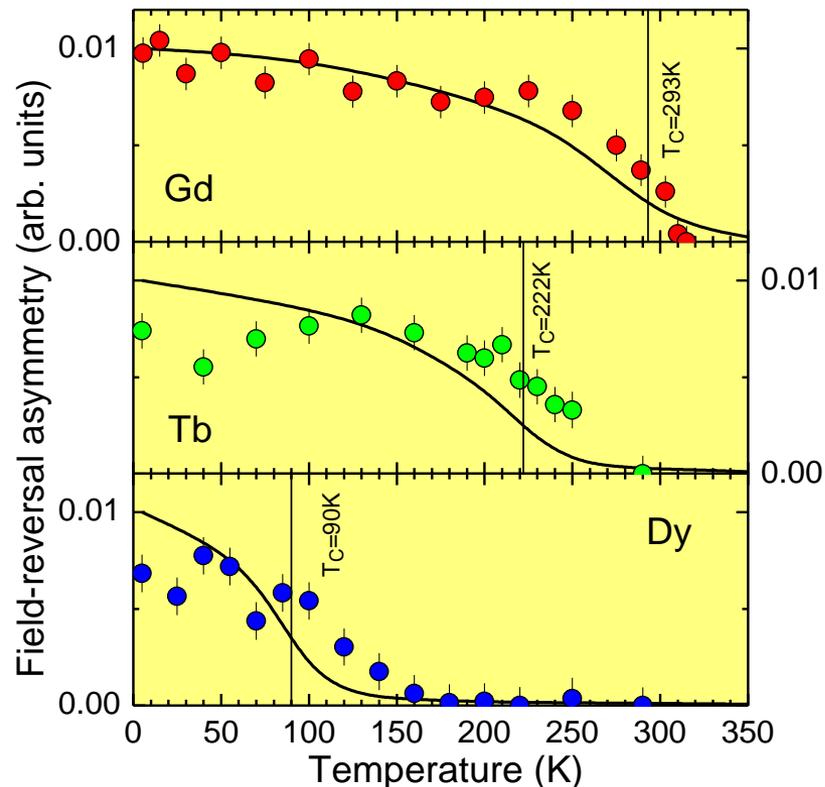
# 強磁性体中でのスピン偏極陽電子消滅

正負磁場中で電子運動量分布の差分(スピン依存消滅寿命による再規格化なし)



	Fe > Co > Ni		
Intensity	2.2	:1.6	:0.4
$M_S$ ( $\mu_B$ )	2.2	:1.7	:0.6

正負磁場の強度差は各物質の磁化と同じ傾向



正負磁場の強度差の温度依存性は強磁性相転移(実線:ワイス理論)とよく一致している

電子のスピン偏極性を反映した結果になっています

# 強磁性体中でのスピン偏極陽電子消滅

スピン依存消滅寿命による電子運動量分布の再規格化: Fe, Co, Niの $\lambda^{\uparrow(\downarrow)}$ の場合

$$\lambda^{\uparrow(\downarrow)} = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^{occ.} \left[ \lambda_S w_i^{\downarrow(\uparrow)} + \lambda_T (w_i^{\downarrow(\uparrow)} + 2w_i^{\uparrow(\downarrow)}) \right]$$

の括弧内第一項は二光子消滅、第二項は三光子消滅に対応しています。陽電子が偏極していないとして、多数(少数)スピン電子との二光子消滅速度を $\lambda_{maj(min)}$ とおくと以下になります。

$$\lambda^{\uparrow(\downarrow)} = \lambda_{maj(min)} + (\lambda_{maj(min)} + \lambda_{min(maj)}) / 1115$$

正負磁場中の二光子消滅スペクトルで観測される消滅速度は以下の様になります。

$$\lambda_{\pm} = \frac{1 \pm P_+}{2} \lambda_{maj} + \frac{1 \mp P_+}{2} \lambda_{min}$$

このように二光子消滅測定から $\lambda_{maj(min)}$ 、故に $\lambda^{\uparrow(\downarrow)}$ が分かります。

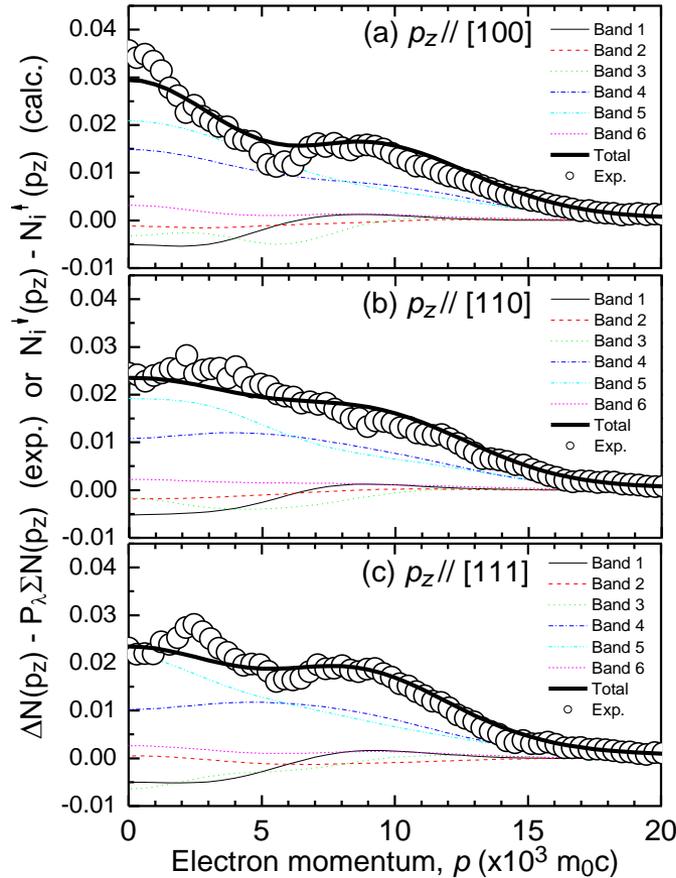
実際に得られた $\lambda^{\uparrow(\downarrow)}$ の実験値と理論値の比較

Fe		Co		Ni	
$1/\lambda^{\downarrow}$	$1/\lambda^{\uparrow}$	$1/\lambda^{\downarrow}$	$1/\lambda^{\uparrow}$	$1/\lambda^{\downarrow}$	$1/\lambda^{\uparrow}$
<b>109ps</b>	<b>120ps</b>	<b>100ps</b>	<b>114ps</b>	<b>106ps</b>	<b>100ps</b>
<b>95ps</b>	<b>107ps</b>	<b>95ps</b>	<b>98ps</b>	<b>101ps</b>	<b>97ps</b>

理論は金沢大斎藤先生

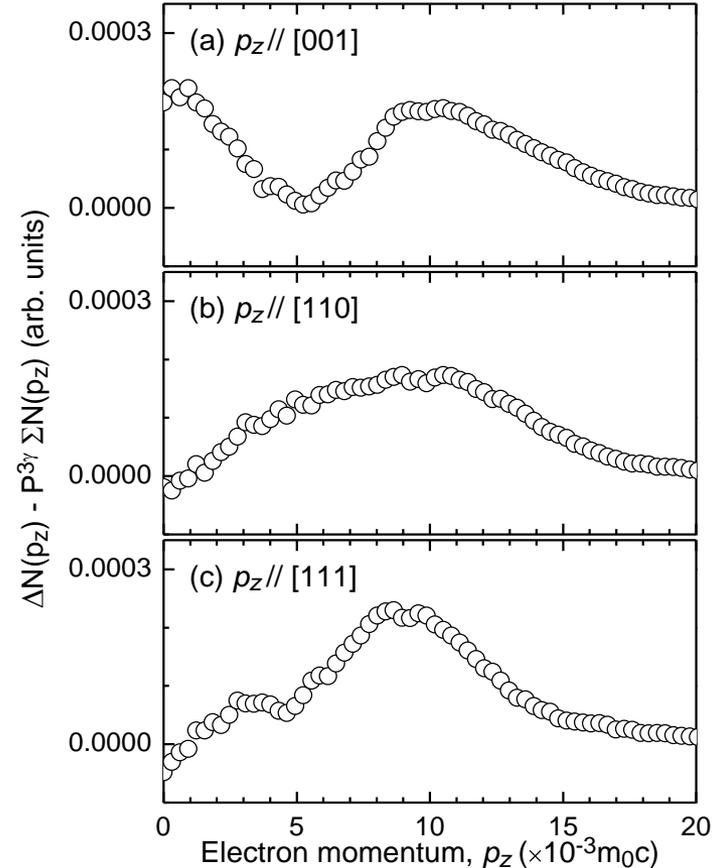
# 強磁性体中でのスピン偏極陽電子消滅

鉄単結晶についてスピン依存消滅寿命により再規格化した電子運動量分布の正負磁場の差分



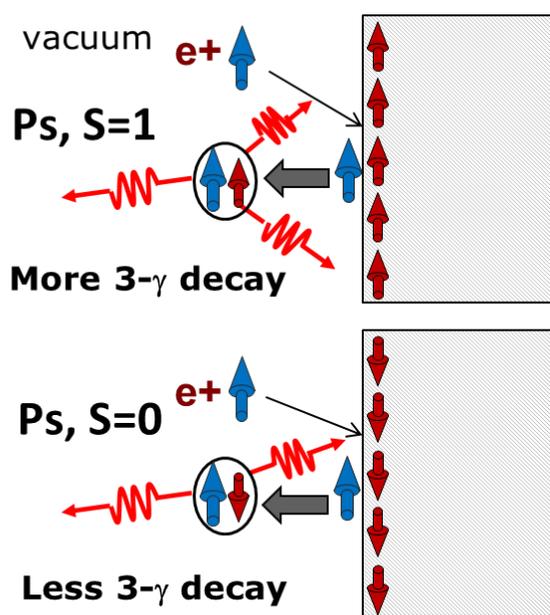
実験(○)とバンド理論(線)は良く一致  
⇒理論の検証となっている

左と同じデータについて約40年前に決定された $P^{3\gamma}$ を使って再規格化した電子運動量分布の差分



左のバンド理論と一致していない  
⇒理論の検証となっていない

# スピン偏極ポジトロニウム消滅法



ここでは最表面のスピン偏極を決定できるスピン偏極ポジトロニウム消滅について述べます。金属の表面近傍に陽電子を打ち込むと、その一部は表面に拡散します。そこで電子と結合してポジトロニウムを作り真空外に放出される場合があります。

ポジトロニウム ( $P_s$ ) には合成スピン  $S$  と磁気量子数  $m$  で区別される4状態  $|S m\rangle$  があり、各生成割合は下のようになります。

$$F_{|00\rangle} = (1 - P_+ P_- \cos \varphi) / 4$$

$$F_{|10\rangle} = (1 - P_+ P_- \cos \varphi) / 4$$

$$F_{|11\rangle} = (1 + P_+ + P_- \cos \varphi + P_+ P_- \cos \varphi) / 4$$

$$F_{|1-1\rangle} = (1 - P_+ - P_- \cos \varphi + P_+ P_- \cos \varphi) / 4$$

スピン1重項  $|00\rangle$  は二光子消滅、スピン3重項  $|10\rangle$ ,  $|11\rangle$ ,  $|1-1\rangle$  は三光子消滅します。二光子消滅は、試料内部の自由消滅と区別が難しいので三光子消滅を利用します。ガンマ線の異方性を考慮すると三光子消滅強度は以下の様になります。

$$F_{P_s}^{3\gamma} = \varepsilon(1)(F_{|11\rangle} + F_{|1-1\rangle}) + \varepsilon(0)F_{|10\rangle}$$

$\varepsilon(1,0)$  は  $m = \pm 1$  と  $0$  の  $P_s$  からの消滅ガンマ線の検出効率です。

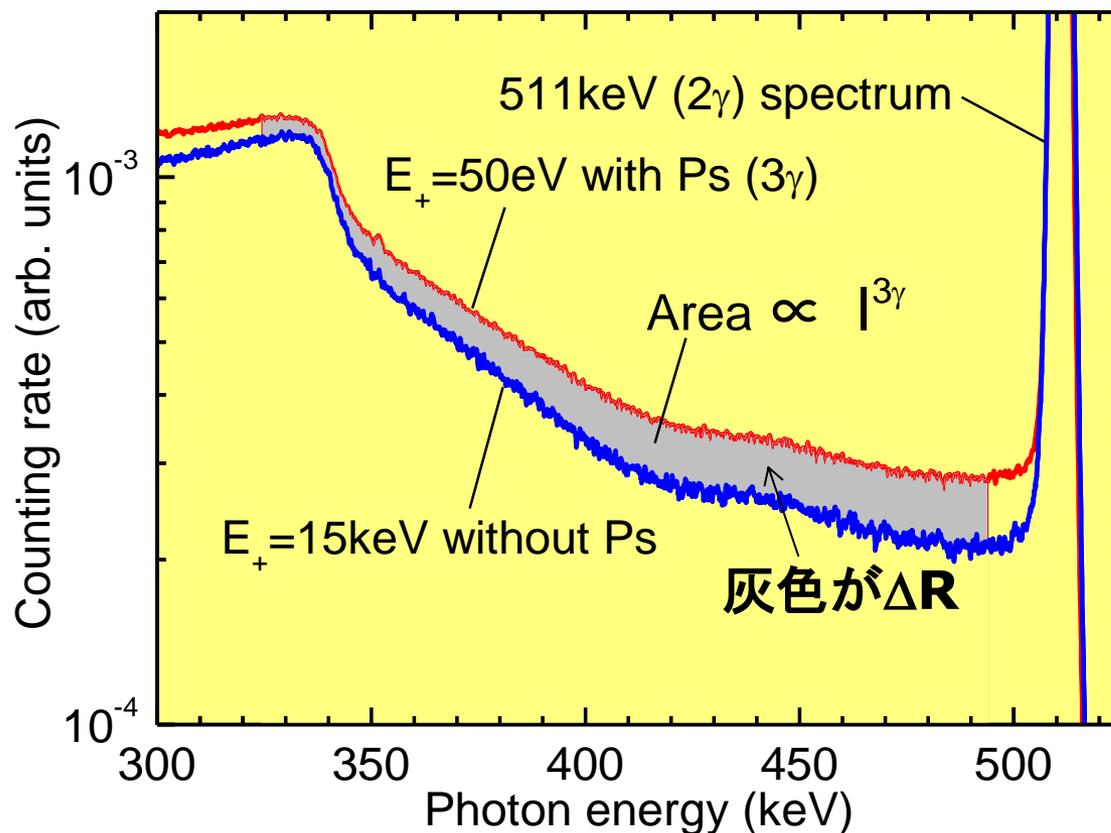
# スピン偏極ポジトロニウム消滅法

消滅ガンマ線エネルギースペクトルにおいて511keV以下のスペクトルの強度をR値とすると、Ps生成がない場合の $R_0$ からの差 $\Delta R$  (図の灰色の部分)がポジトロニウム三光子消滅強度になり、そのスピン反転Aが表面電子のスピン偏極率を与えます。

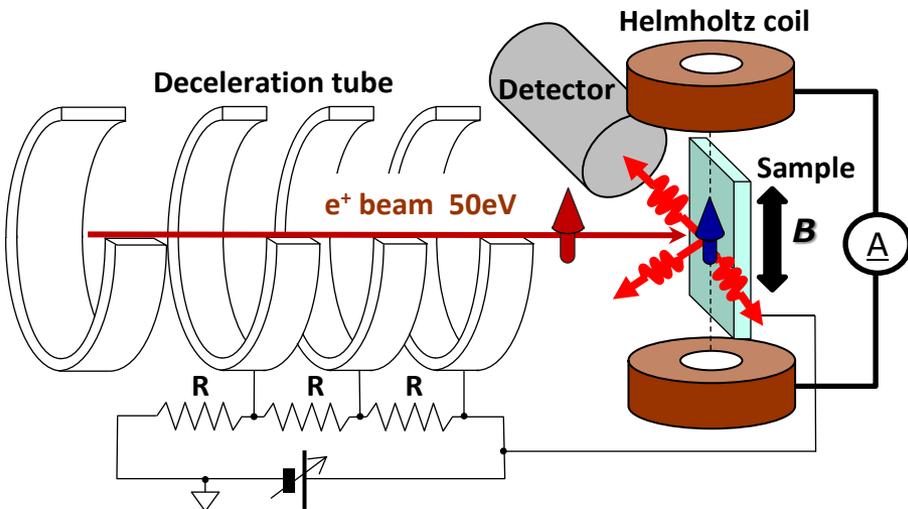
$$R = \frac{(1 - F_{Ps}^{3\gamma})R_0 + F_{Ps}^{3\gamma} R_1 P_1 / P_0}{1 - F_{Ps}^{3\gamma} + F_{Ps}^{3\gamma} P_1 / P_0}$$

$$\Delta R = R - R_0 \propto F_{Ps}^{3\gamma}$$

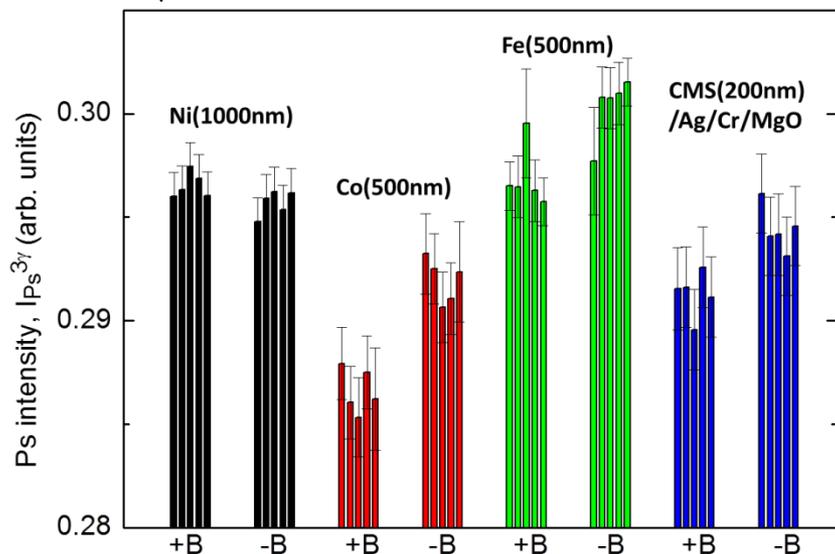
$$A = \frac{\Delta R(+)-\Delta R(-)}{\Delta R(+)+\Delta R(-)} = \frac{2\varepsilon(1)-\varepsilon(0)}{2\varepsilon(1)+\varepsilon(0)} P_+ P_- \cos \varphi$$



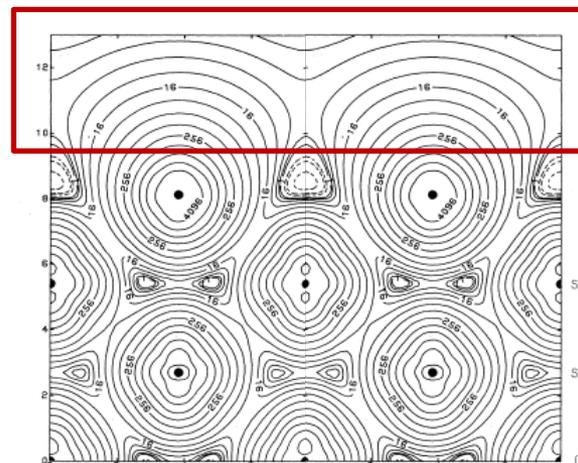
# スピン偏極ポジトロニウム消滅法



左の図のように面内に磁化させた強磁性体にスピン偏極陽電子を打ち込み、磁化の向きを変えてポジトロニウムの三光子消滅を測定すると、両者に差が見られ、表のようにスピン偏極率が得られます。マイナスの符号は多数スピン電子が優勢であることを示しています。他方、得られたスピン偏極率は磁性体内部(30-50%)よりも相当に低い値です。



これはポジトロニウムがスピン偏極率の低い金属最外層で形成されることに起因しており、実際に理論的に説明することができます



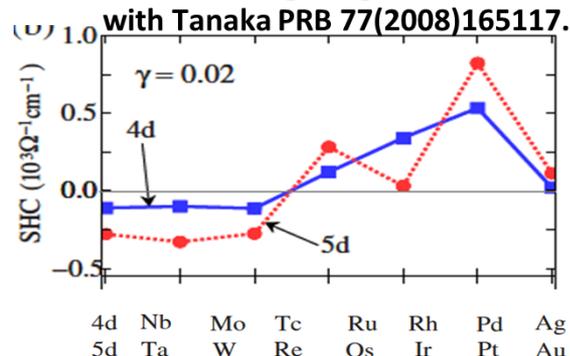
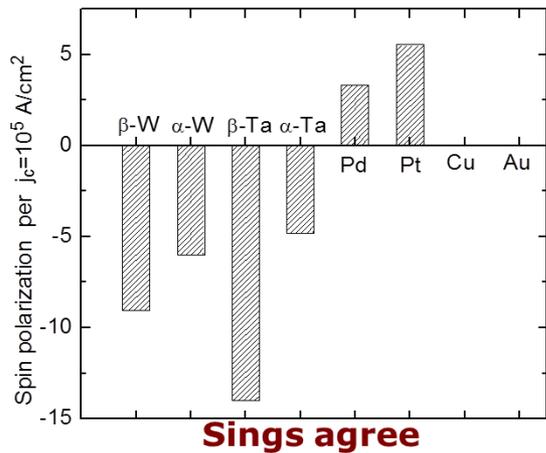
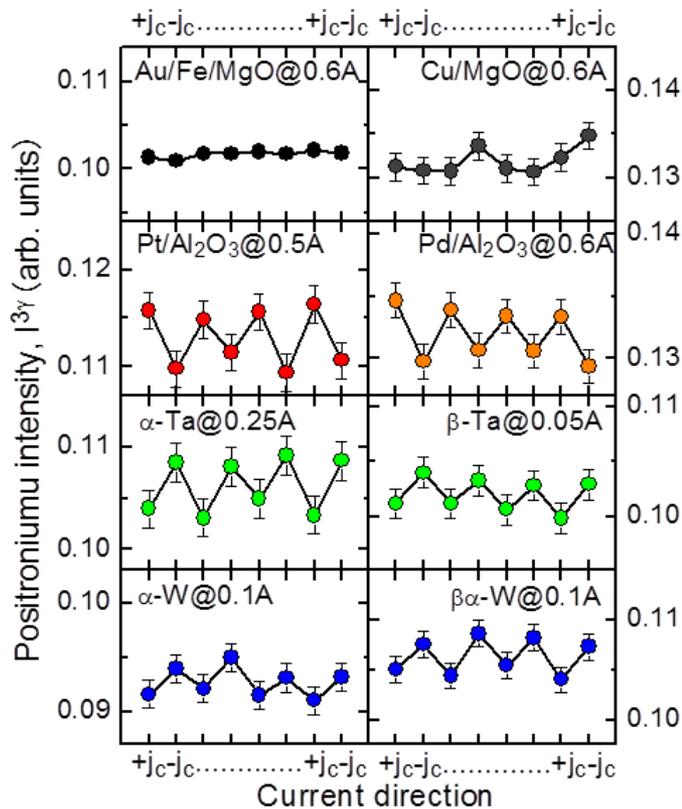
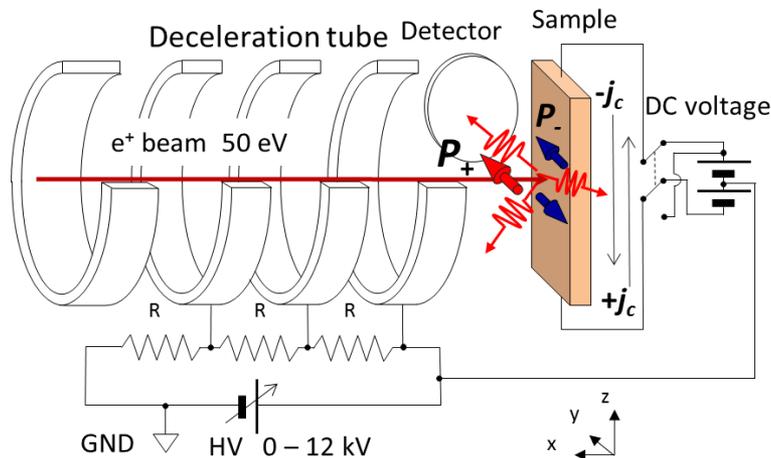
**P<sub>s</sub>: -2~-3%**

Fe	Co	Ni	Co <sub>2</sub> MnSi
-2.6%	-2.1%	+0.5%	-1.3%

Fe(001) surface  
Wang&Freeman, PRB24(1981)4364.

# スピン偏極ポジトロニウム消滅法

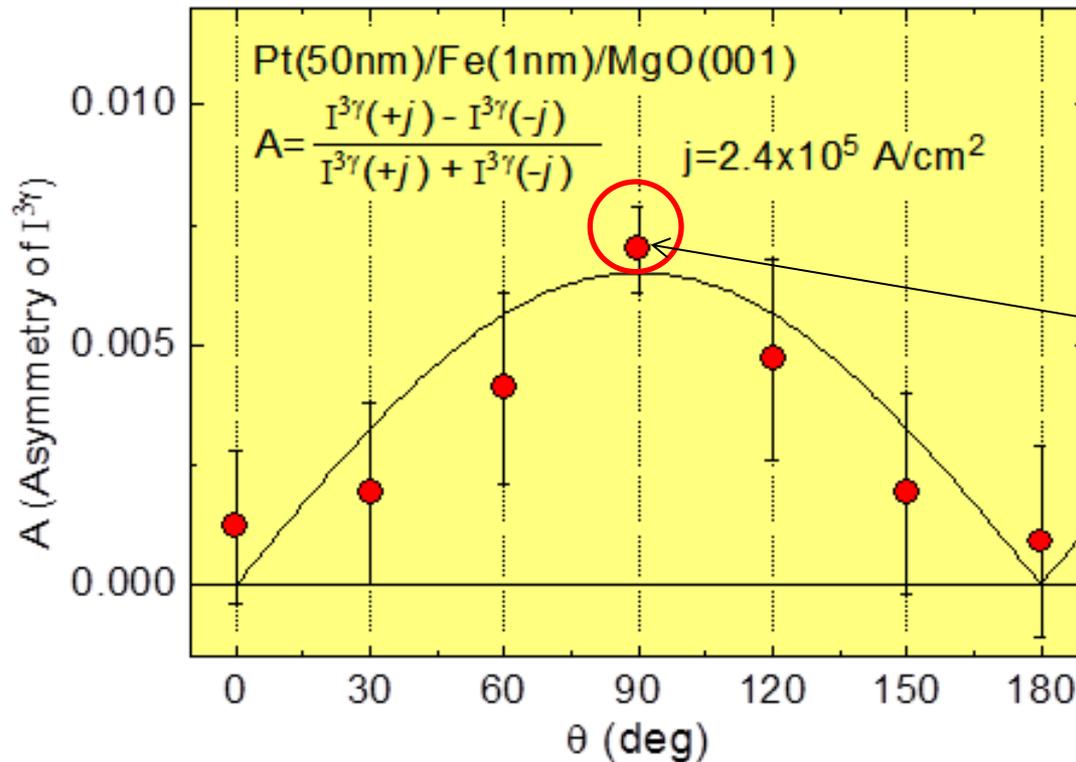
今度は全く同じ方法で、金属表面の電流誘起スピン蓄積効果の測定を行った結果を示します。近年、巨大なスピンホール効果やラシュバ効果、トポロジカル絶縁体などの表面スピン偏極系が見つかっています。4d,5d遷移金属は特に強いスピンホール系として知られています。



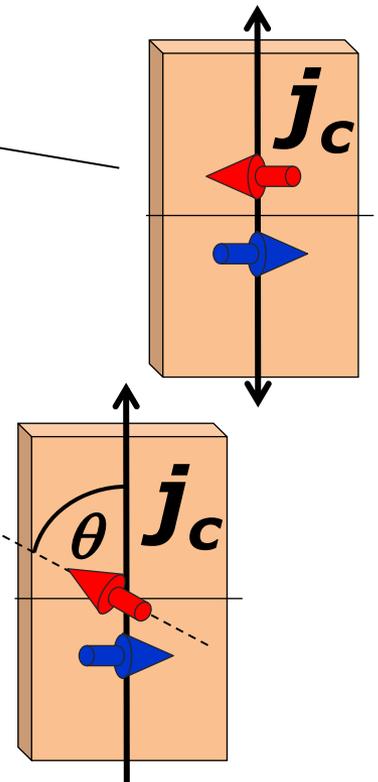
電流方向を交互に入れ替えてポジトロニウムの三光子消滅強度を計ると左図に示す通り、AuとCu以外の場合には振動が現れることが分かります。また、振動方向（及びスピン偏極率）が逆転することがわかります。これはスピン軌道相互作用の予測と一致する結果です。

# スピン偏極ポジトロニウム消滅法

さらに、陽電子のスピンの方向と電流方向の角度を変えながらスピン偏極率を求めると、陽電子スピンの方向が電流と垂直の場合に電子のスピン偏極率が最大になることが知られます。

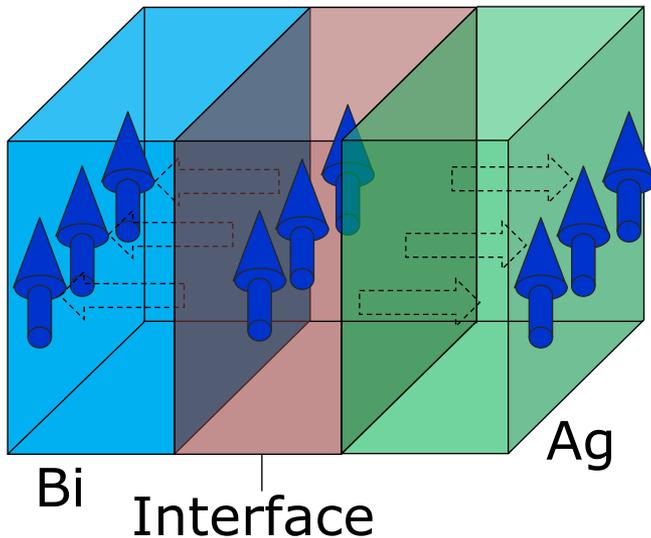
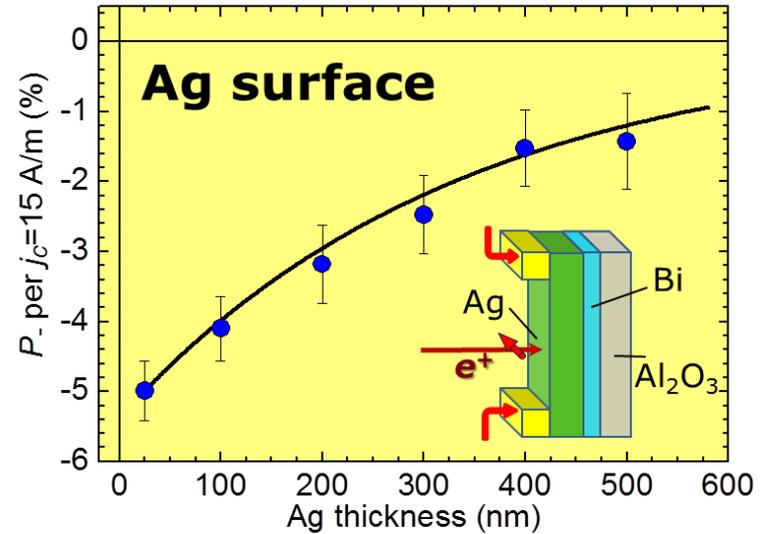
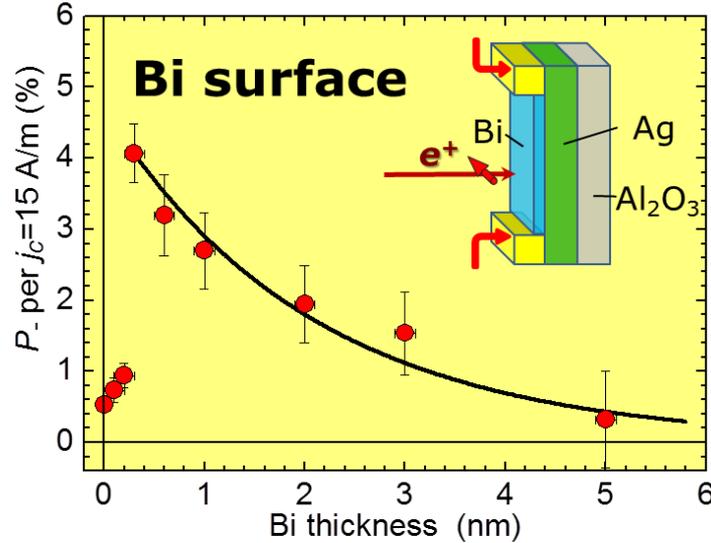


このことは電子スピンの方向が電流に対して垂直に偏極していることを示しています。



# スピン偏極ポジトロニウム消滅法

今度は強いラッシュバ系のBi/Ag系を観察してみました。



その結果、BiとAgの最外層で逆のスピンの蓄積が蓄積され、膜厚とともに指数関数的に減衰することがわかります。これはBi-Agの界面で発生したスピン偏極が膜中を拡散して表面に現れたためと言えます。実際得られたスピン拡散長は別の実験で得られていた値と良く一致しています。

**Diffusion length**  
**Bi  $\sim 2 \text{ nm}$**   
**Ag  $\sim 330 \text{ nm}$**

Consistent with previous values. e.g.,  
APL.101(2012)042403.

# 分析ツールとしての発展性

以上簡単ですが、スピン偏極陽電子を用いたスピン物性の研究について紹介しました。陽電子を用いた分析ツールは各種ありますが、そこにスピンと言う自由度を付加することで新しい分析ツールとして生まれ変わり、陽電子の分析ツールとしての可能性を広げることができるかも知れません。以下はその一例として考え得るものです。

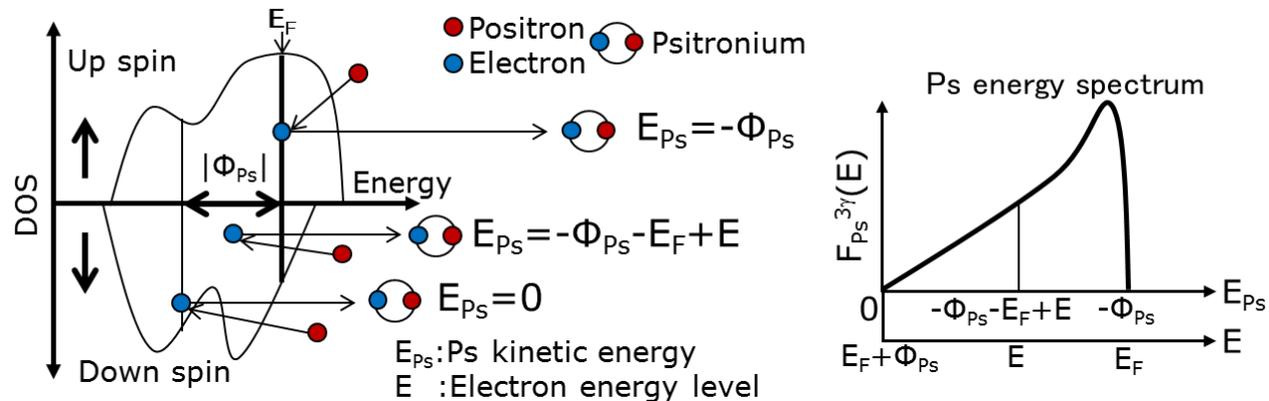
<b>普通の陽電子消滅法</b> 原子空孔、バンド構造、析出異相	<b>スピン偏極陽電子消滅法</b> 偏極バンド構造、強磁性誘起原子空孔・析出異相
<b>ポジトロニウム飛行時間測定法</b> 表面電子状態	<b>スピン偏極ポジトロニウム飛行時間測定法</b> スピン偏極表面電子状態
<b>陽電子/ポジトロニウム回折</b> 表面構造	<b>スピン偏極陽電子/ポジトロニウム回折法</b> 表面構造＋表面磁性
<b>陽電子誘起二次電子分光</b> 電子状態	<b>陽電子スピン偏極二次電子分光</b> 表面スピン偏極、磁性ドメイン
<b>陽電子誘起オージェ電子分光</b> 組成分析	<b>陽電子誘起スピン偏極オージェ電子分光</b> 元素スピン分析

このような新規開発を進めるためには、当然ですが、もっと陽電子に関する物理を洞察して行く必要があります。例として最後にスピン偏極Ps飛行時間測定に触れます。

# 分析ツールとしての発展性～Ps飛行時間測定を例に～

先ほど最表面におけるポジトロニウムを通じたスピン偏極測定の記事を紹介しました。表面ポジトロニウムに付随する情報について、もう少し考えてみます。ポジトロニウムは水素原子様の結合状態で、6.8eVという結合エネルギーを持っています。これに陽電子と電子の仕事関数を足したものがポジトロニウムの仕事関数となり、通常、負値となります。このため真空へ飛び出したポジトロニウムは有限の運動エネルギーを持ちます。

## Relationship between DOS and Ps TOF spectrum



最大運動エネルギーはフェルミ面上の電子がポジトロニウム形成に与る場合で、それよりも深い位置にある電子がポジトロニウム形成に与る場合は、運動エネルギーはこれより小さくなります。フェルミ面からポジトロニウム仕事関数分だけ深い位置にある電子がポジトロニウム形成に与る場合は、運動エネルギーはゼロとなります。

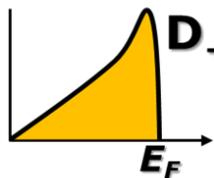
## Ps TOF spectrum = Positron-weighted DOS

$$N_{TOF}(t) = dN(t) / dt = \lambda \exp(-\lambda t) D_{+/-}(E) dE / dt$$

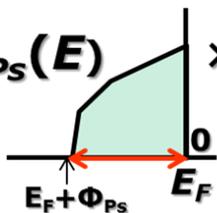
$$D_{+/-}(E) = -t^3 N_{TOF}(t) / [m x^2 \lambda \exp(-\lambda t)]$$

Ps annihilation in flight included  
 $t = x(2E/m)^{-1/2}$

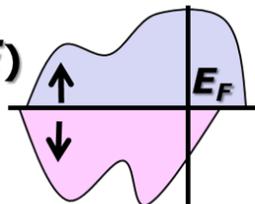
Positron-weighted  
Density of states



Ps formation  
probability



Real  
density of states



$$D_{+/-}(E) = f_{Ps}(E) \times D(E)$$

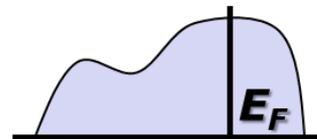
つまり、左に示すように、ポジトロニウムの運動エネルギー分布(通常、飛行時間測定により得られる)は、ポジトロニウム形成に与る電子と陽電子の状態密度(陽電子で重みづけされた電子状態密度)となります。

# 分析ツールとしての発展性～Ps飛行時間測定を例に～

以上をまとめると、最も単純なポジトロニウム飛行時間測定は、表面電状態密度に関する情報を与えます。もし、ポジトロニウムの角度分解測定が可能になると、それに加えてバンド分散に関する知見が得られる可能性があります。さらに、スピン偏極陽電子を使えば、表面電子のスピン偏極状態密度に関する情報を引き出すことができると考えられます。これは電子エネルギー準位毎にスピン偏極率を決定することができるので、電流誘起スピン蓄積効果の観測などには極めて有用と考えられます。

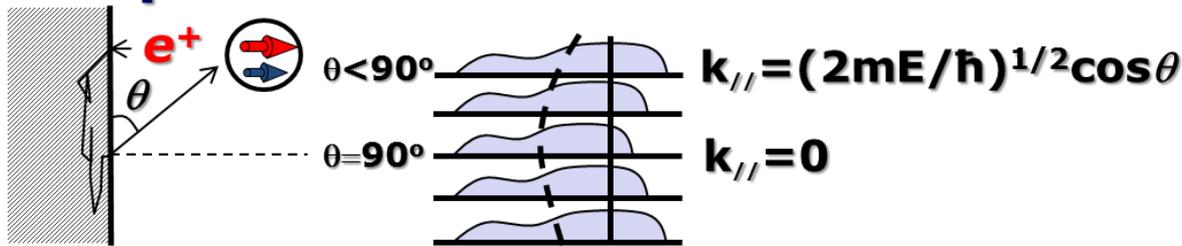
## Simplest Ps TOF measurement

### ● Electron density of states



## Angle-resolved Ps TOF measurement

### ● Band dispersion



## Spin-polarization of positrons

### ● Spin-polarized density of states

$$P(E) = \frac{D^\uparrow(E) - D^\downarrow(E)}{D^\uparrow(E) + D^\downarrow(E)}$$

