

半導体スピントロニクス

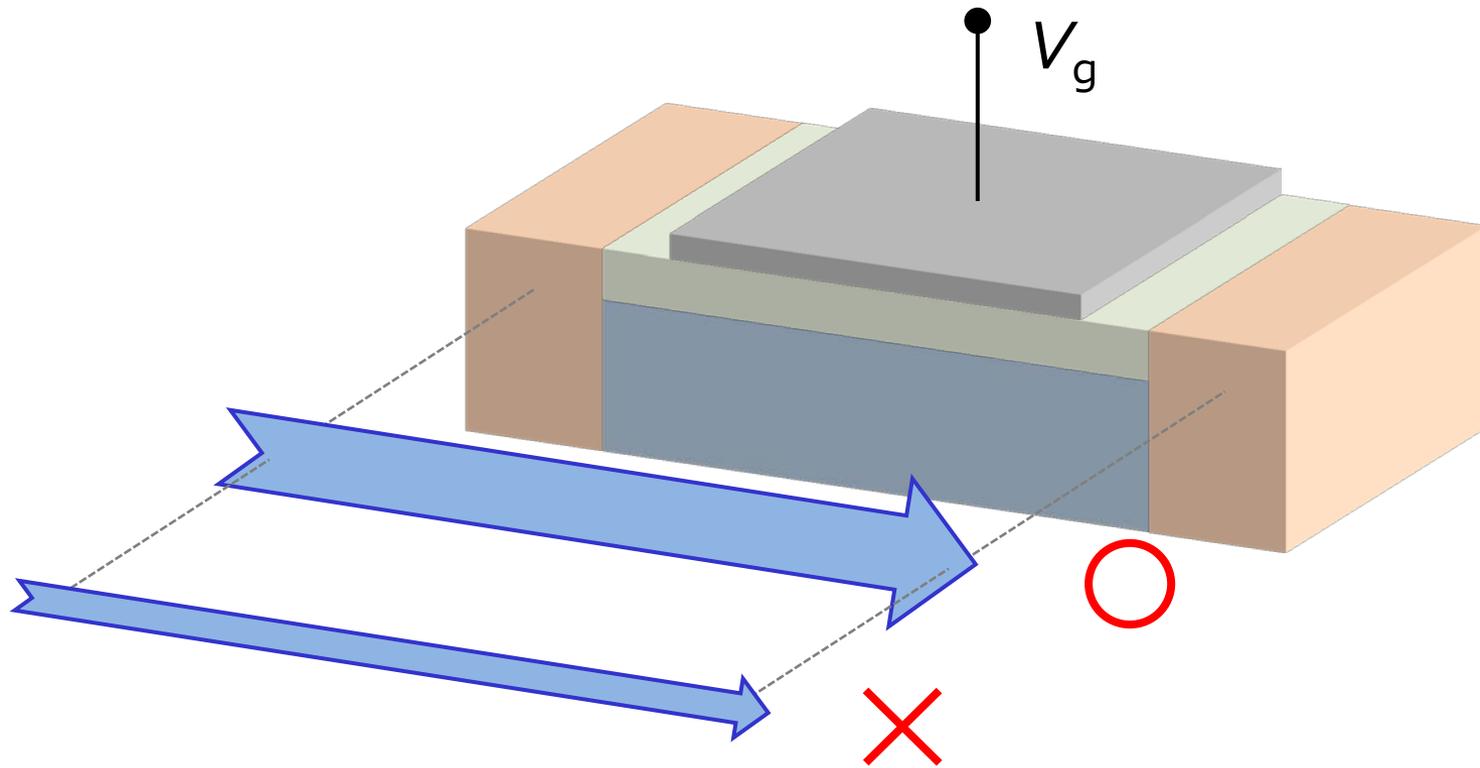
阿部 英介

慶應義塾大学 先導研究センター

応用物理情報特別講義A

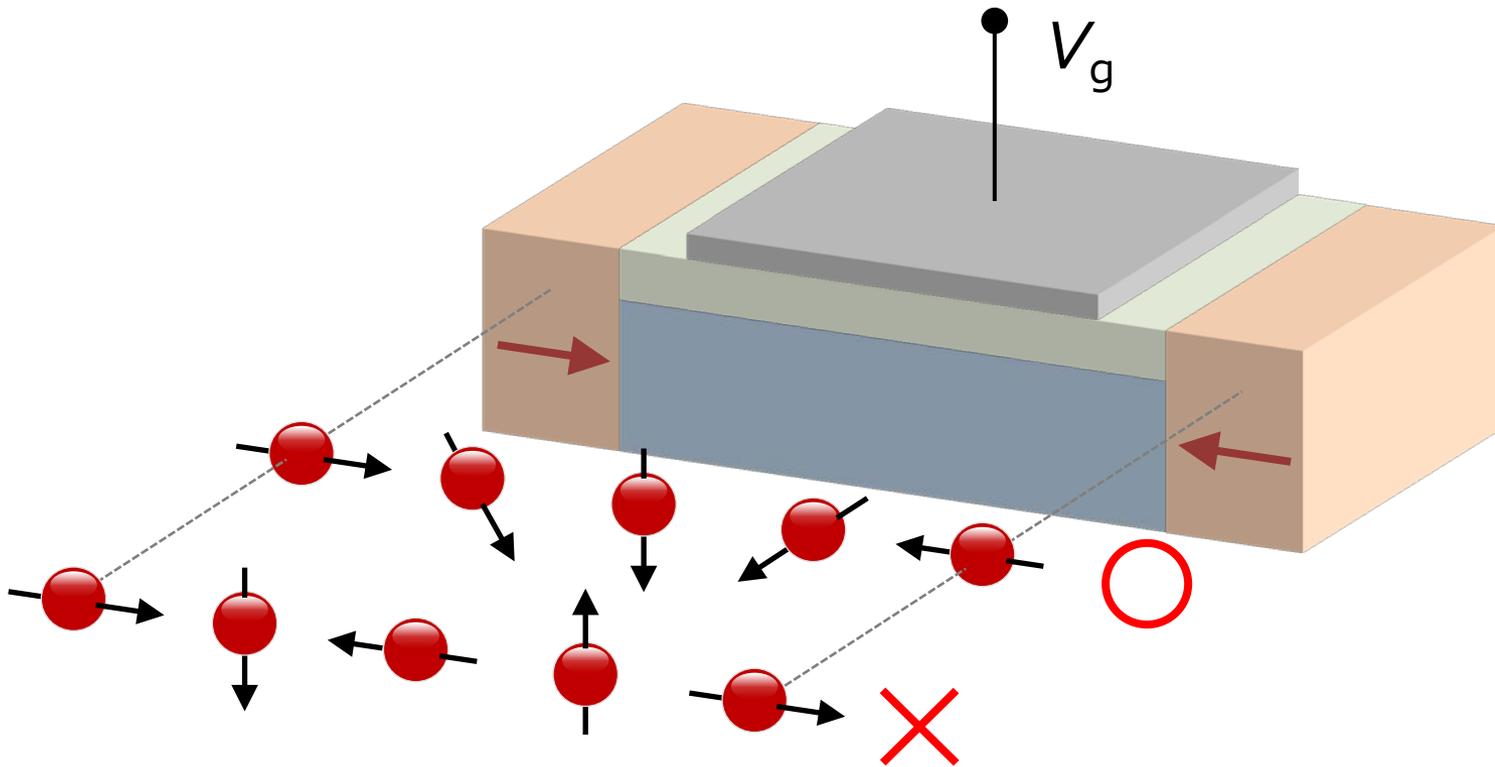
2016年度春学期後半 金曜4限@14-202

FET: エレクトロニクス



ON/OFFを**電子の流れ**で判断するには大きな電圧差が必要

スピンFET: スピントロニクス



ON/OFFを**スピンの向き**の判断するので省電力
メモリとロジック回路の融合の可能性

講義内容

- **半導体光物性の基礎**
 - バンド構造と光学遷移の選択則
 - 時間分解ファラデー回転測定法
- **ラシュバ効果**
- **スピンFETと関連する実験**

参考書

- D. D. Awschalom, D. Loss & N. Samarth [Eds.] (2002)
 - **“Semiconductor Spintronics and Quantum Computation”**
- R. Winkler (2003)
 - **“Spin–Orbit Coupling Effects in Two-Dimensional Electron and Hole Systems”**
- 中村浩之、守谷頼、古賀貴亮
 - **“ラシュバ効果の新展開”**
 - 固体物理 **49**, (9) 519 (2014)

講義内容

- **半導体光物性の基礎**
 - **バンド構造と光学遷移の選択則**
 - 時間分解ファラデー回転測定法
- ラシュバ効果
- スピンFETと関連する実験

電子スピン

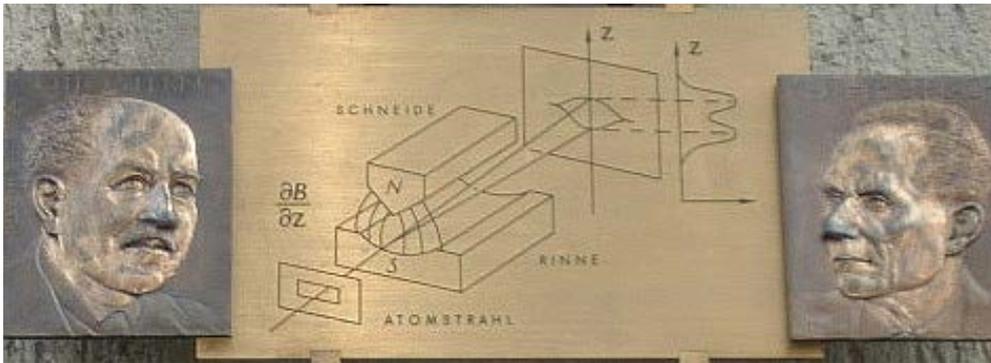
電子の持つ量子力学的角運動量(内部自由度) $s = 1/2$

角運動量としての基本的性質

$$|\alpha\rangle, |\beta\rangle \quad (m_s = \pm 1/2)$$

$$s_z|\alpha\rangle = \frac{\hbar}{2}|\alpha\rangle \quad s_z|\beta\rangle = -\frac{\hbar}{2}|\beta\rangle$$

シュテルン-ゲルラッハの実験



Plaque at Frankfurt Institute (from Wikipedia)



GerlachからBohrへの1922年2月8日付ハガキ
(注)スピンの提案は1925年

電子スピン

電子の持つ量子力学的角運動量(内部自由度) $s = 1/2$

角運動量としての基本的性質

$$|\alpha\rangle, |\beta\rangle \quad (m_s = \pm 1/2)$$

$$s_z|\alpha\rangle = \frac{\hbar}{2}|\alpha\rangle \quad s_z|\beta\rangle = -\frac{\hbar}{2}|\beta\rangle$$

行列表示

$$|\alpha\rangle = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad |\beta\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad s_z = \frac{\hbar}{2}\sigma_z = \frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$$

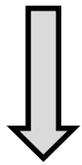
$$s_x = \frac{\hbar}{2}\sigma_x = \frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \quad s_y = \frac{\hbar}{2}\sigma_y = \frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}$$

$$[s_i, s_j] = i\hbar s_k \quad i, j, k = x, y, z \quad (\text{巡回置換})$$

ブロッホ球

任意のスピン状態の記述

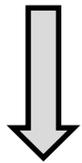
$$|\Psi\rangle = a|\alpha\rangle + b|\beta\rangle = \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix}$$



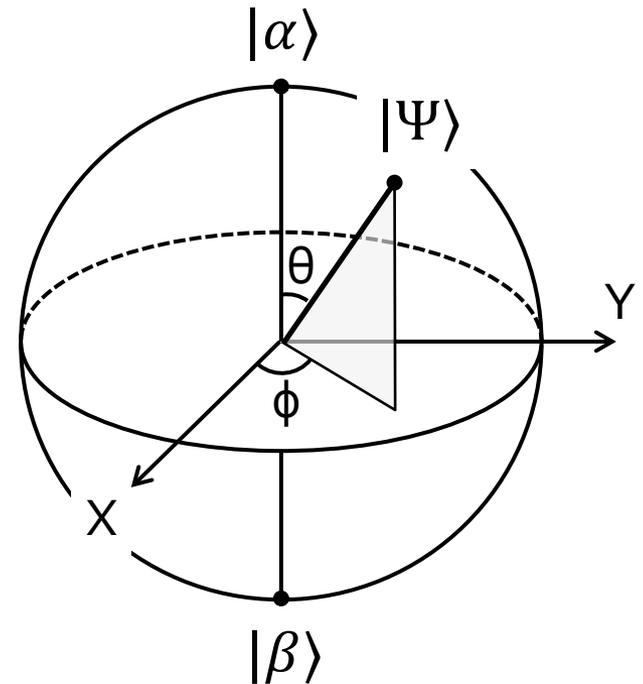
$$|a|^2 + |b|^2 = 1 \quad a, b \in \mathbb{C}$$

$$|\Psi\rangle = \underline{e^{i\gamma}} \left(\cos \frac{\theta}{2} |\alpha\rangle + e^{i\phi} \sin \frac{\theta}{2} |\beta\rangle \right)$$

測定に影響しない



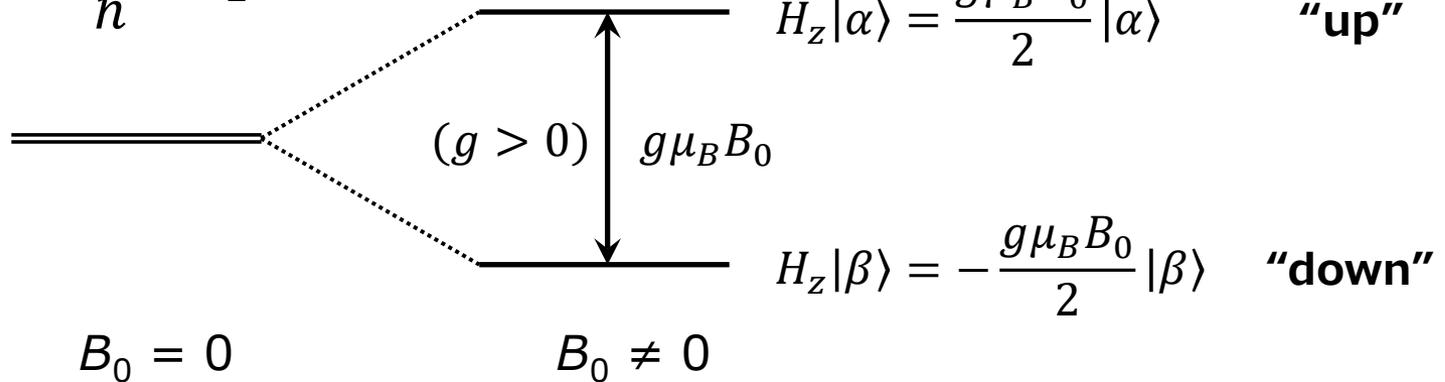
$$|\Psi\rangle = \cos \frac{\theta}{2} |\alpha\rangle + e^{i\phi} \sin \frac{\theta}{2} |\beta\rangle$$



ゼーマン効果

ハミルトニアン

$$H_Z = \frac{g\mu_B B_0}{\hbar} S_z$$



g -因子

$$g_e = 2.002319$$

$$g_{\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}} = 0.40$$

$$g_{\text{InSb}} = -51.3$$

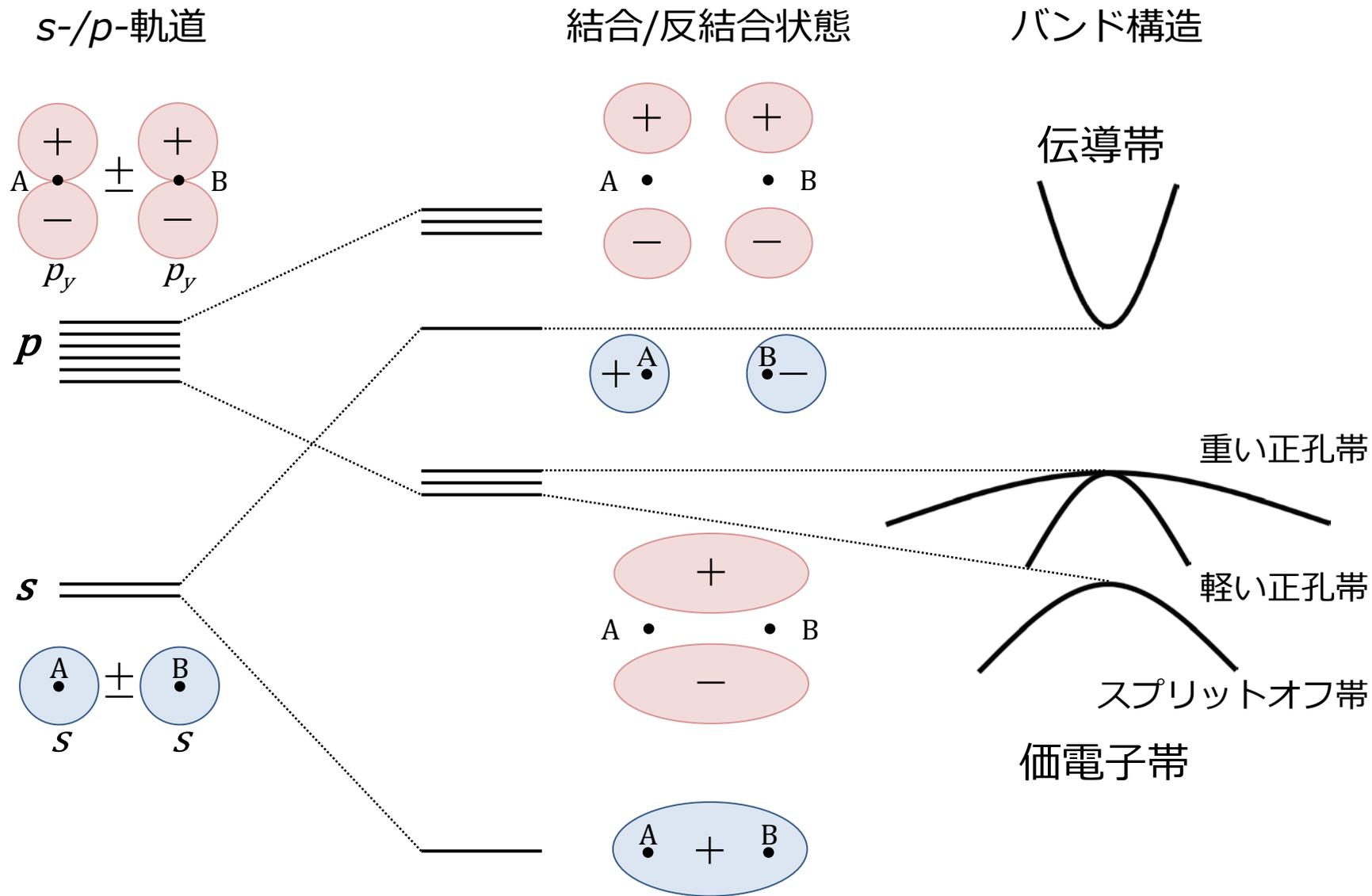
$$g_{\text{GaAs}} = -0.44$$

ボーア磁子

$$\mu_B = 9.274 \times 10^{-24} \text{ J/T}$$

⇒ "g-因子エンジニアリング"(材料や電場による制御)が可能

バンド構造: 分子軌道



伝導帯底の記述

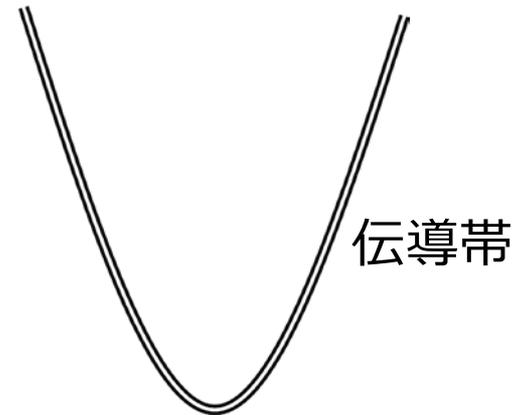
球面調和関数 Y_l^m (中心力場の電子)からの連想で
"s-軌道的な"波動関数 $|S\rangle$ をディラック記法で導入する

軌道成分 $l = 0$

$$|l, m_l\rangle = |0, 0\rangle = |S\rangle$$

スピン成分 $s = 1/2$

$$|s, m_s\rangle = \begin{cases} |1/2, 1/2\rangle & = |\alpha\rangle \\ |1/2, -1/2\rangle & = |\beta\rangle \end{cases}$$



$$|\text{CB } \uparrow\rangle = |S\rangle|\alpha\rangle$$

$$|\text{CB } \downarrow\rangle = |S\rangle|\beta\rangle$$

価電子帯頂上の記述

“p-軌道的な”波動関数 $|X, Y, Z\rangle$ を導入($Y_{l=1}^{m=0, \pm 1}$ のデカルト座標表示)

軌道成分 $l = 1$

スピン成分 $s = 1/2$

$$|l, m_l\rangle = \begin{cases} |1, 1\rangle & = -\frac{1}{\sqrt{2}}(|X\rangle + i|Y\rangle) \\ |1, 0\rangle & = |Z\rangle \\ |1, -1\rangle & = \frac{1}{\sqrt{2}}(|X\rangle - i|Y\rangle) \end{cases} \quad |\alpha\rangle, |\beta\rangle$$

スピン軌道相互作用 $H_{SO} = \lambda \mathbf{l} \cdot \mathbf{s}$

⇒ 全角運動量で対角化 $[\mathbf{j}^2, H_{SO}] = 0 \quad [j_z, H_{SO}] = 0$

$$\mathbf{j}^2 = (\mathbf{l} + \mathbf{s})^2 = \mathbf{l}^2 + \mathbf{s}^2 + 2\mathbf{l} \cdot \mathbf{s}$$

$$\begin{aligned} [j_z, \mathbf{l} \cdot \mathbf{s}] &= [l_z, l_x s_x] + [l_z, l_y s_y] + [s_z, l_x s_x] + [s_z, l_y s_y] \\ &= i\hbar(l_y s_x - l_x s_y + l_x s_y - l_y s_x) = 0 \end{aligned}$$

価電子帯頂上の記述

全角運動量

$$j = \begin{cases} l + s = 3/2 & m_j = \pm 3/2, \pm 1/2 \\ l - s = 1/2 & m_j = \pm 1/2 \end{cases}$$

価電子帯

重い正孔帯

軽い正孔帯

スプリットオフ帯

$|j, m_j\rangle$

$$|\text{HH } \uparrow\rangle = |3/2, 3/2\rangle$$

$$|\text{HH } \downarrow\rangle = |3/2, -3/2\rangle$$

$$|\text{LH } \uparrow\rangle = |3/2, 1/2\rangle$$

$$|\text{LH } \downarrow\rangle = |3/2, -1/2\rangle$$

$$|\text{SO } \uparrow\rangle = |1/2, 1/2\rangle$$

$$|\text{SO } \downarrow\rangle = |1/2, -1/2\rangle$$

⇒ 各状態を書き下す(クレブシュ・ゴルダン係数の計算)

価電子帯頂上の記述

($\uparrow \downarrow$ は磁気量子数の符号に対応する“正孔スピン”)

重い正孔

$$\begin{aligned} |j, m_j\rangle & \quad |l, m_l\rangle |m_s\rangle \\ |\text{HH } \uparrow\rangle = |3/2, 3/2\rangle & = |1, 1\rangle |\alpha\rangle = -\frac{1}{\sqrt{2}} |X\rangle |\alpha\rangle - \frac{i}{\sqrt{2}} |Y\rangle |\alpha\rangle \\ |\text{HH } \downarrow\rangle = |3/2, -3/2\rangle & = |1, -1\rangle |\beta\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} |X\rangle |\beta\rangle - \frac{i}{\sqrt{2}} |Y\rangle |\beta\rangle \end{aligned}$$

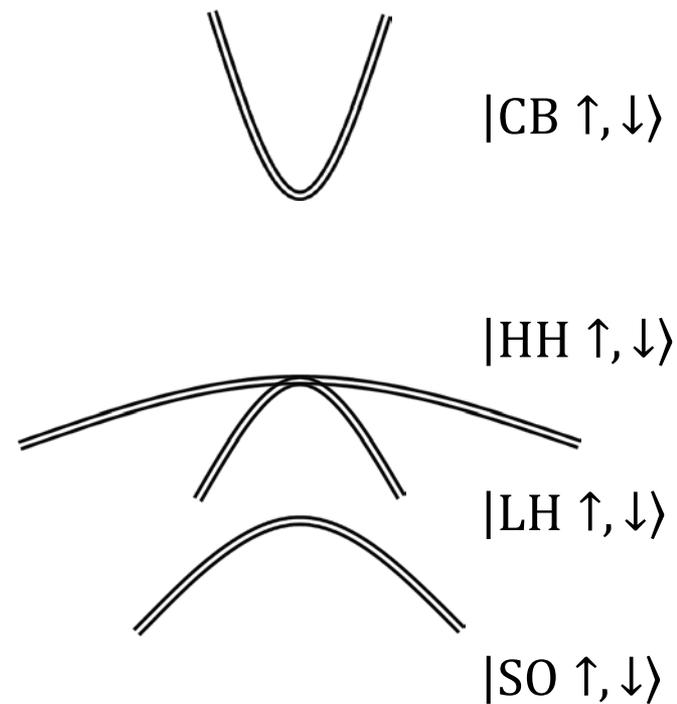
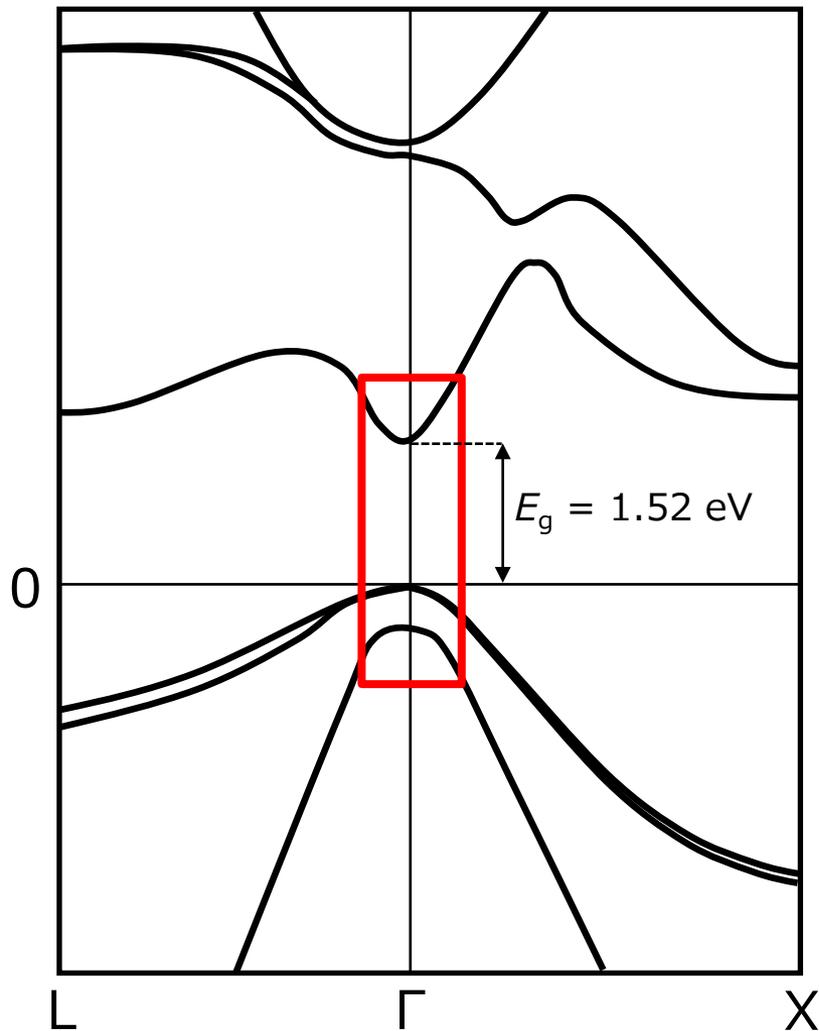
軽い正孔

$$\begin{aligned} |\text{LH } \uparrow\rangle = |3/2, 1/2\rangle & = \frac{1}{\sqrt{3}} |1, 1\rangle |\beta\rangle + \sqrt{\frac{2}{3}} |1, 0\rangle |\alpha\rangle = -\frac{1}{\sqrt{6}} |X\rangle |\beta\rangle - \frac{i}{\sqrt{6}} |Y\rangle |\beta\rangle + \sqrt{\frac{2}{3}} |Z\rangle |\alpha\rangle \\ |\text{LH } \downarrow\rangle = |3/2, -1/2\rangle & = \frac{1}{\sqrt{3}} |1, -1\rangle |\alpha\rangle + \sqrt{\frac{2}{3}} |1, 0\rangle |\beta\rangle = \frac{1}{\sqrt{6}} |X\rangle |\alpha\rangle - \frac{i}{\sqrt{6}} |Y\rangle |\alpha\rangle + \sqrt{\frac{2}{3}} |Z\rangle |\beta\rangle \end{aligned}$$

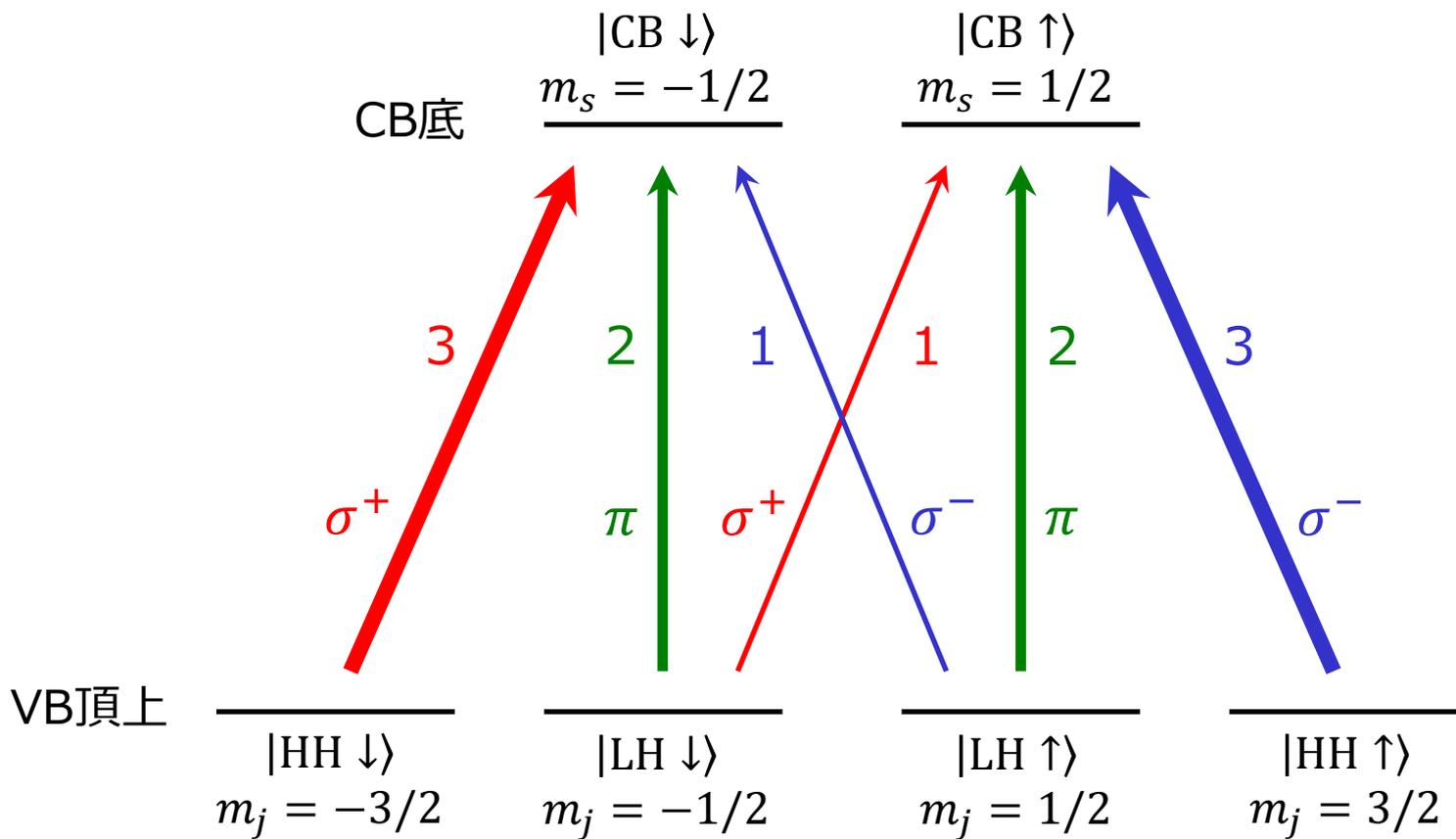
スプリットオフ

$$\begin{aligned} |\text{SO } \uparrow\rangle = |1/2, 1/2\rangle & = \frac{1}{\sqrt{3}} |1, 0\rangle |\alpha\rangle - \sqrt{\frac{2}{3}} |1, 1\rangle |\beta\rangle = \frac{1}{\sqrt{3}} |Z\rangle |\alpha\rangle + \frac{1}{\sqrt{3}} |X\rangle |\beta\rangle + \frac{i}{\sqrt{3}} |Y\rangle |\beta\rangle \\ |\text{SO } \downarrow\rangle = |1/2, -1/2\rangle & = \frac{1}{\sqrt{3}} |1, 0\rangle |\beta\rangle - \sqrt{\frac{2}{3}} |1, -1\rangle |\alpha\rangle = \frac{1}{\sqrt{3}} |Z\rangle |\beta\rangle - \frac{1}{\sqrt{3}} |X\rangle |\alpha\rangle + \frac{i}{\sqrt{3}} |Y\rangle |\alpha\rangle \end{aligned}$$

GaAsのバンド構造



バンド間光学遷移の選択則



円偏光(σ^\pm): ヘリシティ ± 1

電気双極子遷移

始状態 a から終状態 b へ電気双極子遷移する確率

$$P_{a \rightarrow b} = |\langle b | D | a \rangle|^2$$

双極子演算子

非ゼロの行列要素

$$D = \begin{cases} \Sigma^+ = -\frac{1}{\sqrt{2}}(D_x + iD_y) \\ \Pi = D_z \\ \Sigma^- = \frac{1}{\sqrt{2}}(D_x - iD_y) \end{cases} \quad \delta = \langle S | D_x | X \rangle = \langle S | D_y | Y \rangle = \langle S | D_z | Z \rangle$$

⇒ 全ての組み合わせ(24通り)に対して遷移確率を計算すればよい

$$|a\rangle = |HH \uparrow\rangle, |HH \downarrow\rangle, |LH \uparrow\rangle, |LH \downarrow\rangle$$

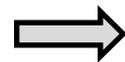
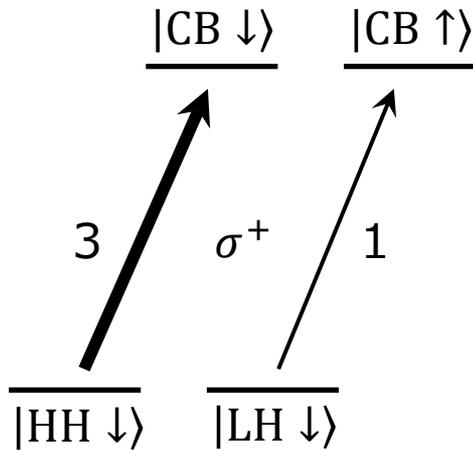
$$|b\rangle = |CB \uparrow\rangle, |CB \downarrow\rangle$$

$$D = \Sigma^+, \Pi, \Sigma^-$$

計算例

$$\begin{aligned} \langle \text{CB} \downarrow | \Sigma^+ | \text{HH} \downarrow \rangle &= -\frac{1}{2} \langle S | \langle \beta | (D_x + iD_y) (|X\rangle |\beta\rangle - i|Y\rangle |\beta\rangle) \\ &= -\frac{1}{2} (\langle S | D_x | X \rangle + \langle S | D_y | Y \rangle) = -\delta \end{aligned}$$

$$\langle \text{CB} \uparrow | \Sigma^+ | \text{LH} \downarrow \rangle = -\frac{1}{2\sqrt{3}} \langle S | \langle \alpha | (D_x + iD_y) (|X\rangle |\alpha\rangle - i|Y\rangle |\alpha\rangle + 2|Z\rangle |\beta\rangle) = -\frac{\delta}{\sqrt{3}}$$



他の遷移確率も同様だが

$$\langle S | \Sigma^\pm | 1, \mp 1 \rangle = -\delta \quad \langle S | \Pi | 1, 0 \rangle = \delta$$

などを使うとすぐできる

$$|\text{HH} \downarrow\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|X\rangle |\beta\rangle - i|Y\rangle |\beta\rangle) \quad \Sigma^+ = -\frac{1}{\sqrt{2}} (D_x + iD_y)$$

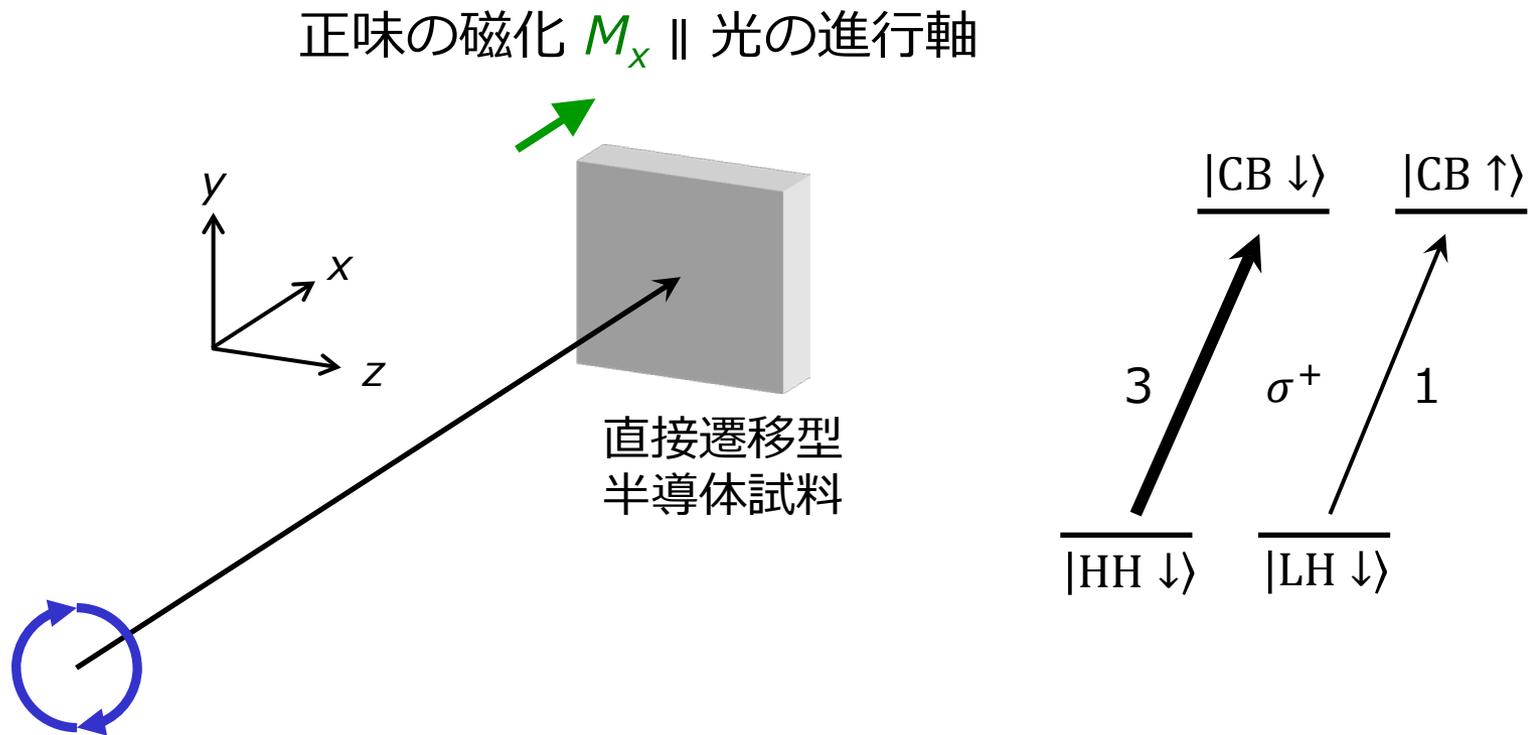
$$|\text{LH} \downarrow\rangle = \frac{1}{\sqrt{6}} (|X\rangle |\alpha\rangle - i|Y\rangle |\alpha\rangle + 2|Z\rangle |\beta\rangle)$$

講義内容

- **半導体光物性の基礎**
 - バンド構造と光学遷移の選択則
 - **時間分解ファラデー回転測定法**
- ラシュバ効果
- スピンFETと関連する実験

光によるスピン注入

円偏光(σ^\pm)励起で50%スピン偏極した伝導電子を生成

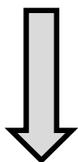


(細かい注) 「光スピン注入」は“Optical spin injection”よりは“Optical orientation”と呼ぶのが業界的

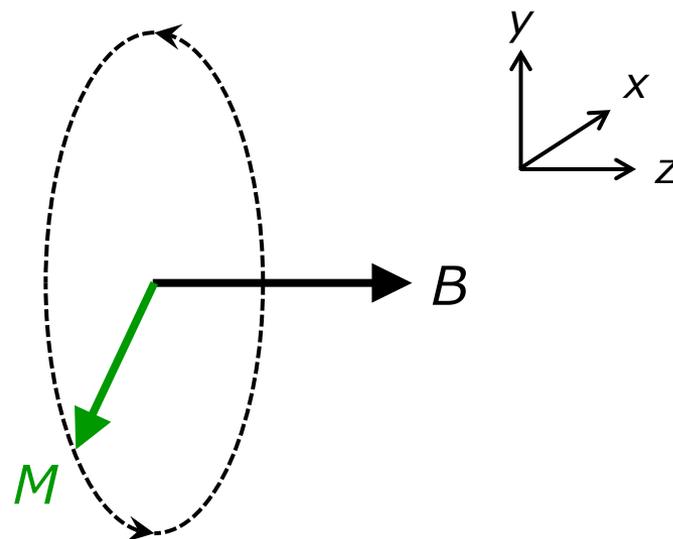
ラーモア歳差運動

磁場中での磁気モーメントの運動

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\frac{g\mu_B}{\hbar} \mathbf{M} \times \mathbf{B}$$



$$\mathbf{M}(t) = M_0 \begin{pmatrix} \cos(2\pi f_L t) \\ \sin(2\pi f_L t) \\ 0 \end{pmatrix}$$

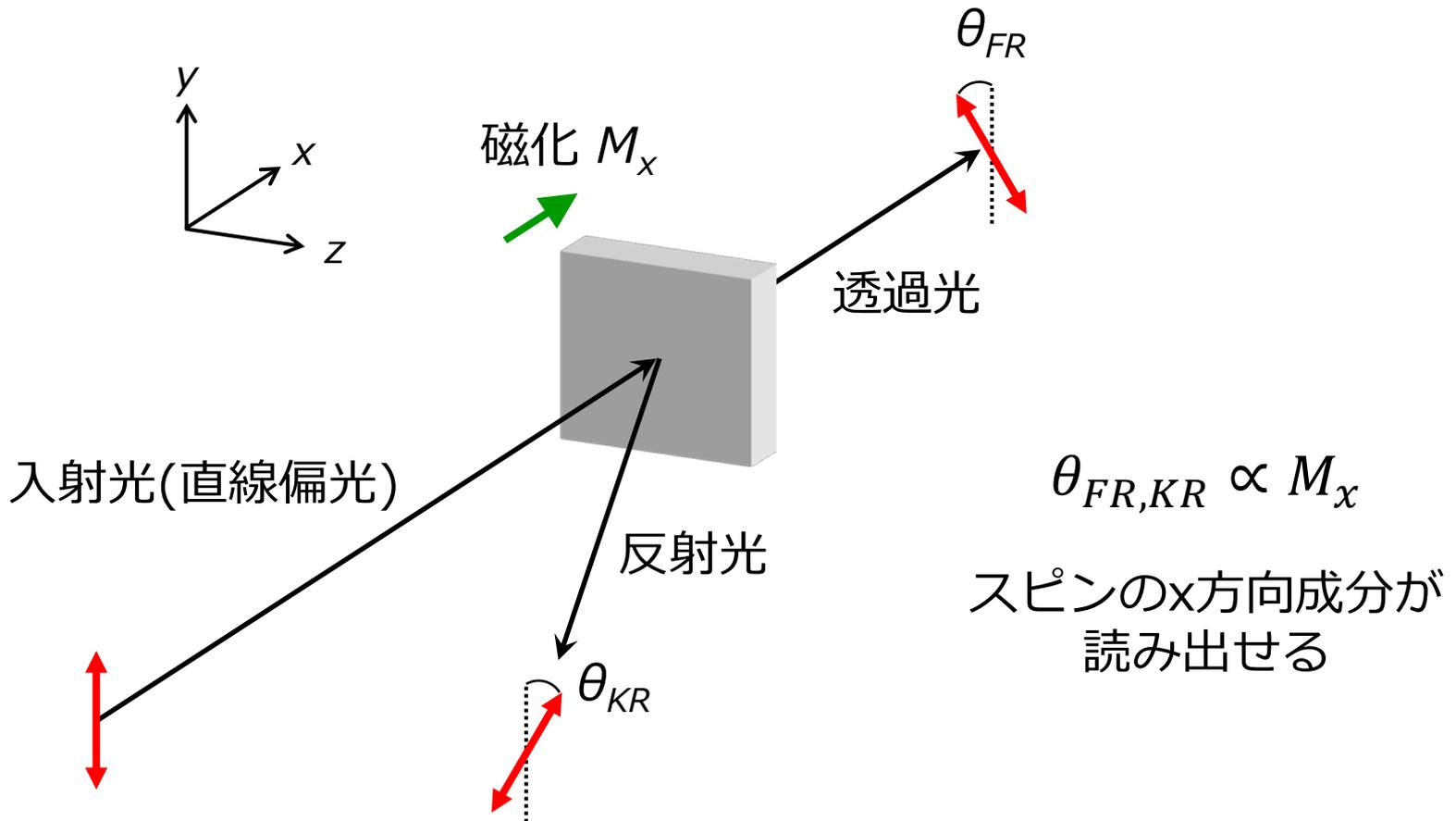


磁化 $\mathbf{M} = \sum_r (-g\mu_B \mathbf{s}^{(r)}) = (M_x, M_y, 0)$ $\mathbf{M}_0 = (M_0, 0, 0)$

ラーモア周波数 $f_L = g\mu_B/h$

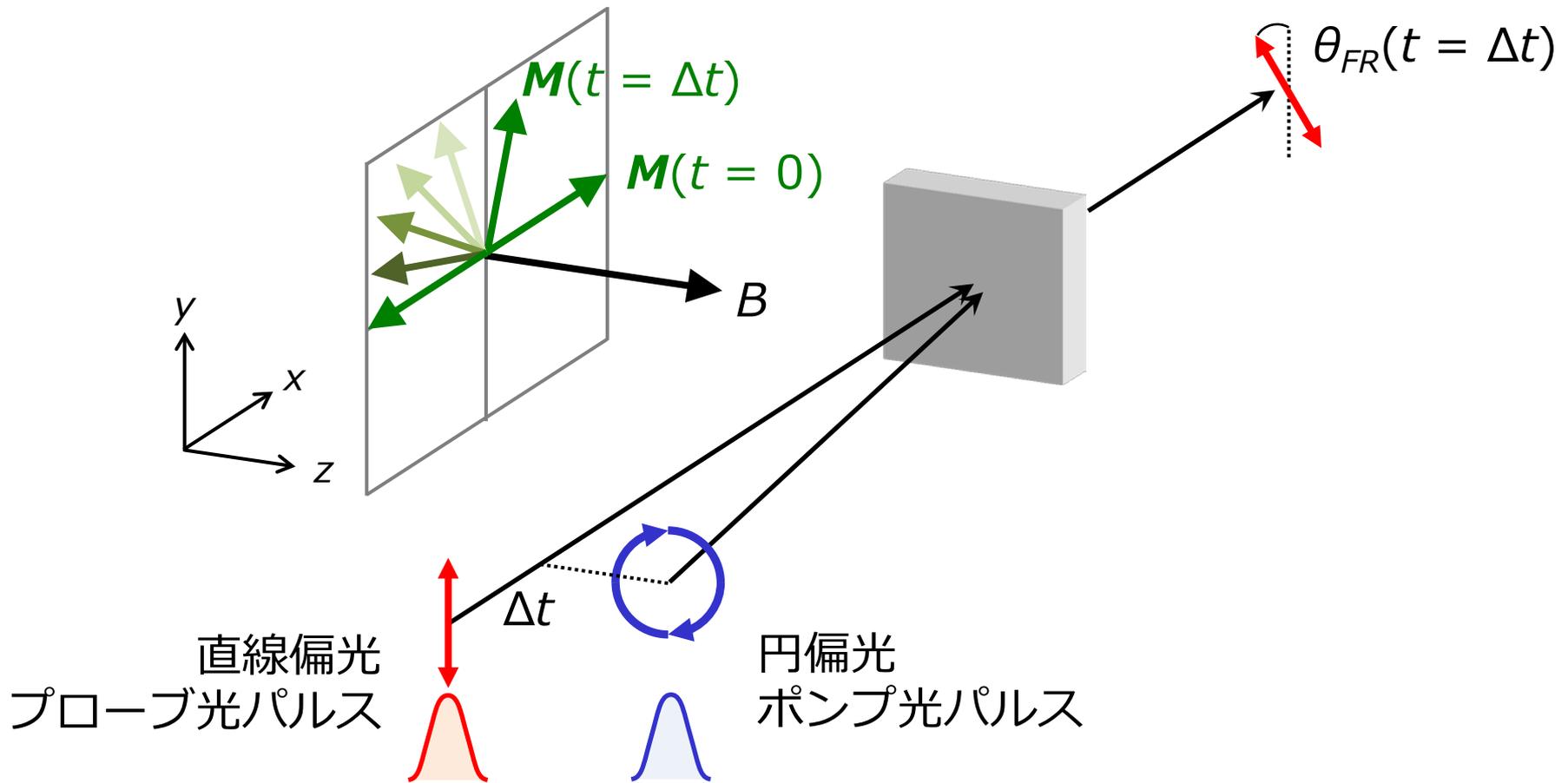
ファラデー/カー回転

試料磁化に平行に入射した直線偏光の偏光角が回転する現象(円複屈折)

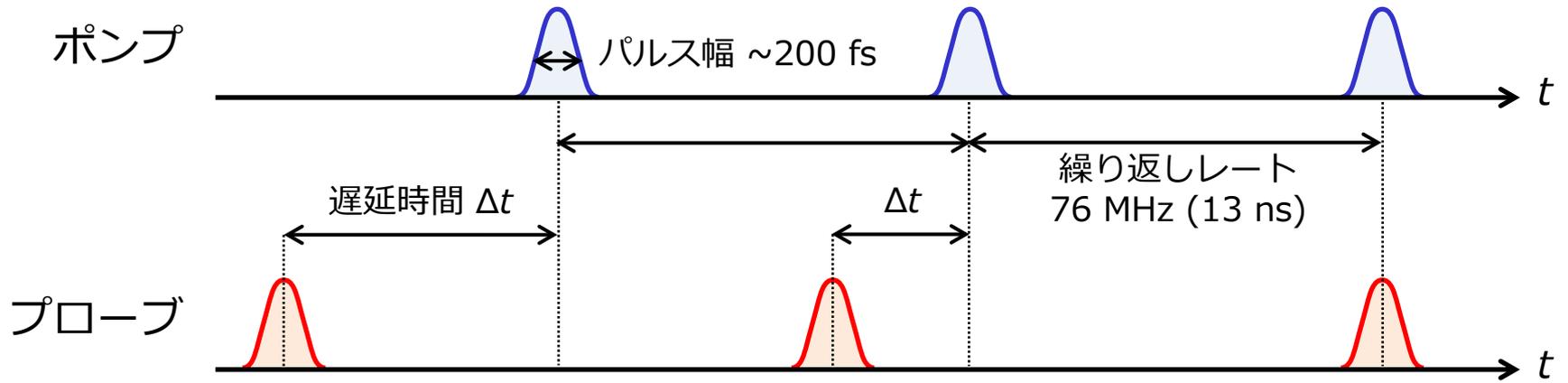


時間分解ファラデー回転

ポンプ・プローブ測定法 $\theta_{FR}(\Delta t) \propto M_x(\Delta t) = M_0 \cos(2\pi f_L \Delta t)$



時間分解ファラデー回転



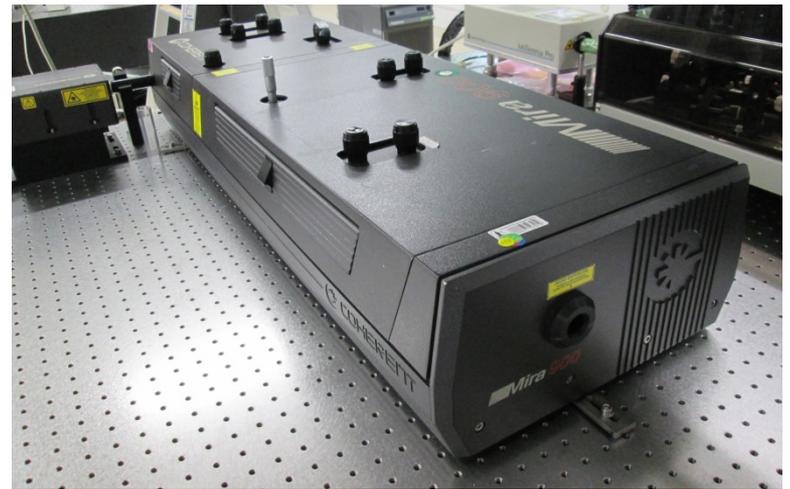
スピン歳差を観測するには

for $|g_{\text{GaAs}}| = 0.44$, $B = 4$ T

$f_L = 25$ GHz, $1/f_L = 40$ ps

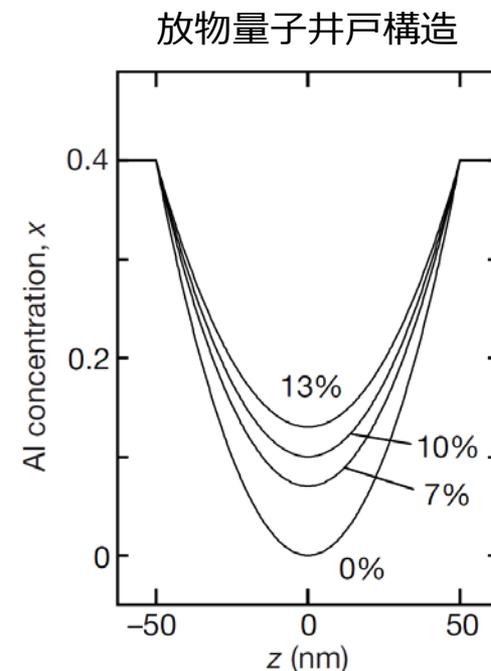
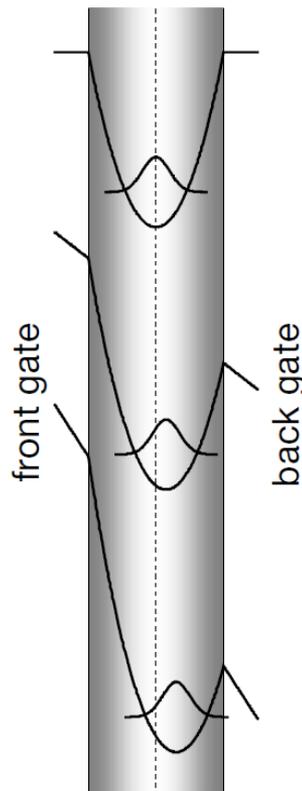
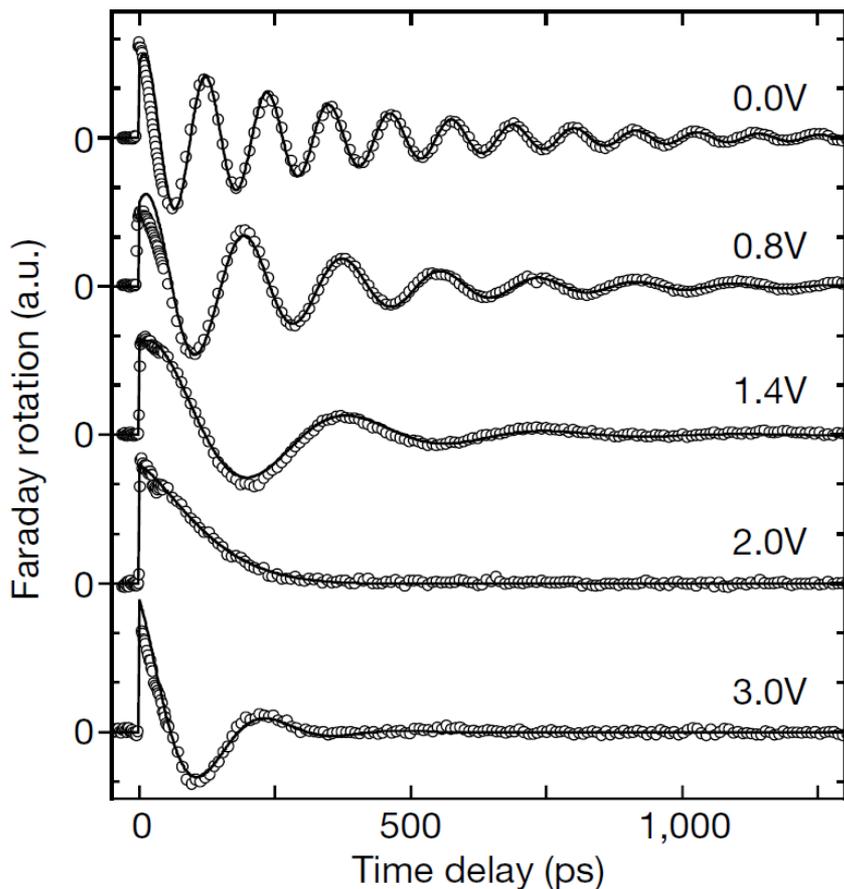
$\Delta t = 4$ psの精度が欲しければ、ポンプ・
プローブ光の光路差は 4 ps $\times c = 1.2$
mm ($c = 3 \times 10^8$ m/s)の精度が必要

最大 Δt を 5 nsとするには、光路差 1.5 m
(片道75 cm)が必要



モードロックチタンサファイアレーザー
理化学研究所 (2014)

スピン歳差の観測と制御

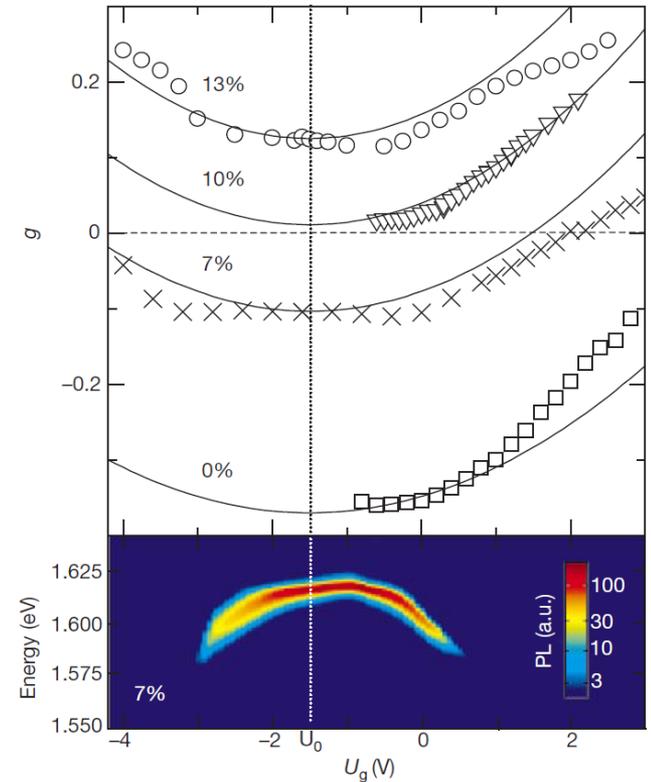
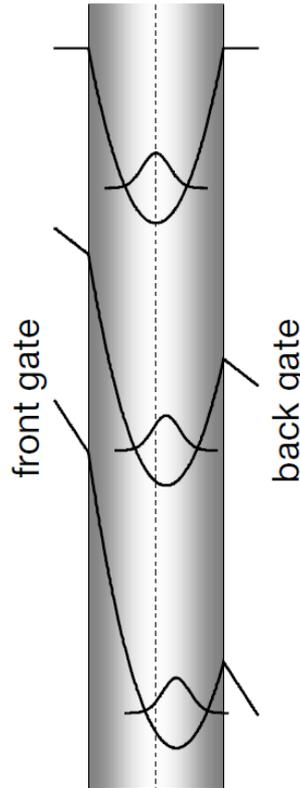
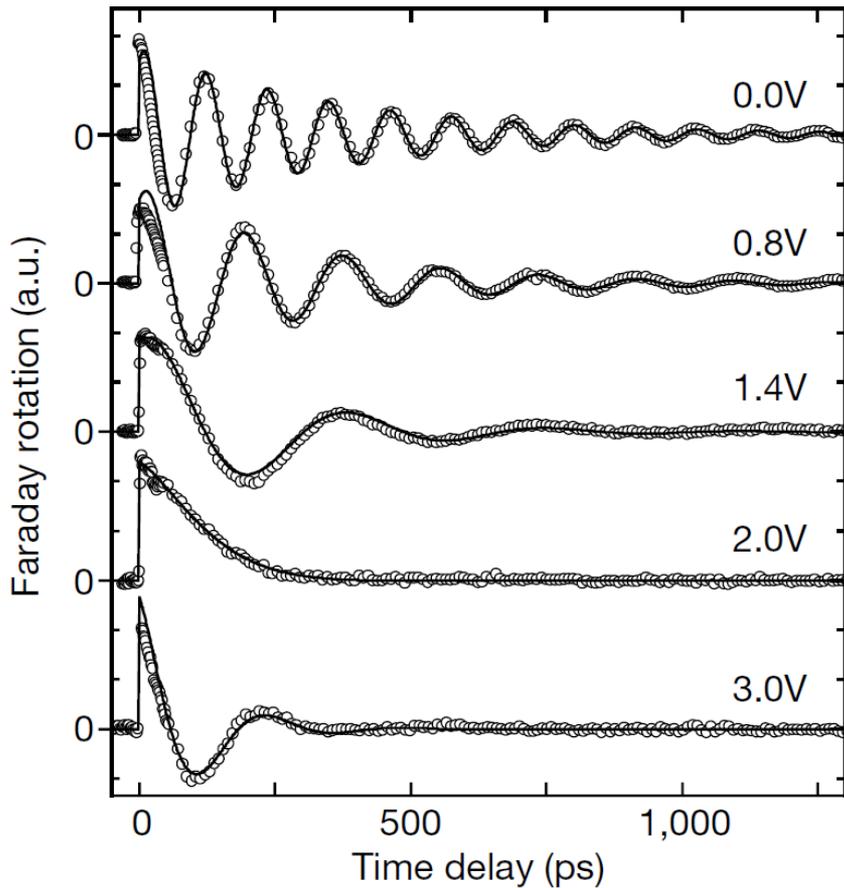


$$\theta_{FR}(\Delta t) \propto M_0 \cos(2\pi f_L \Delta t) \exp(-\Delta t/T_2^*)$$

Al conc. 7%, $T = 5$ K, $B = 6$ T

Nature **414**, 619 (2001) Salis et al.

スピン歳差の観測と制御



$$\theta_{FR}(\Delta t) \propto M_0 \cos(2\pi f_L \Delta t) \exp(-\Delta t/T_2^*)$$

Al conc. 7%, $T = 5$ K, $B = 6$ T

Nature **414**, 619 (2001) Salis et al.

講義内容

- 半導体光物性の基礎
 - バンド構造と光学遷移の選択則
 - 時間分解ファラデー回転測定法
- **ラシュバ効果**
- スピンFETと関連する実験

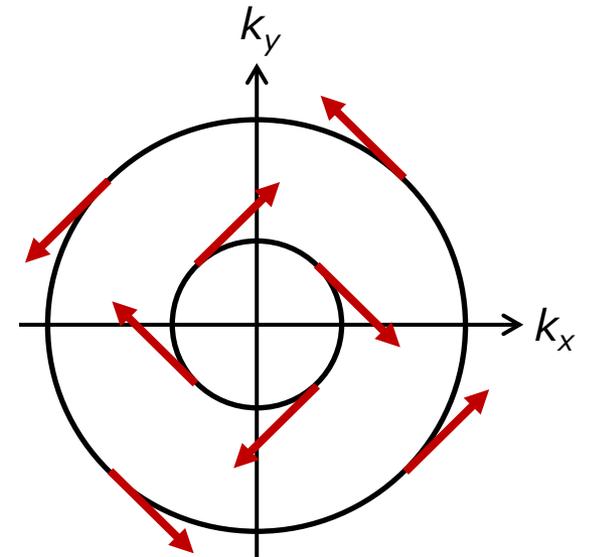
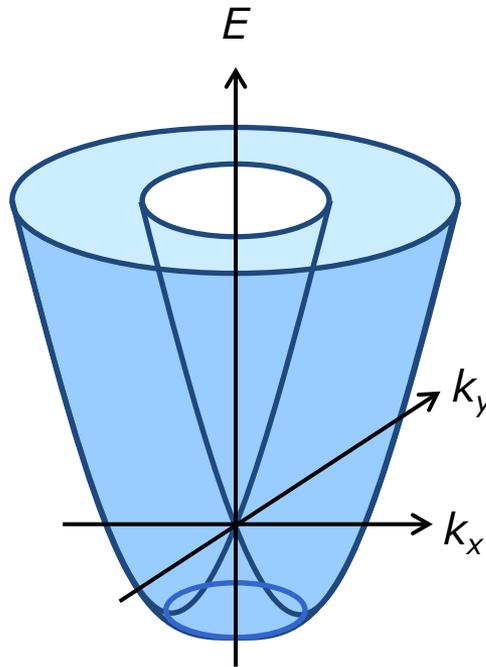
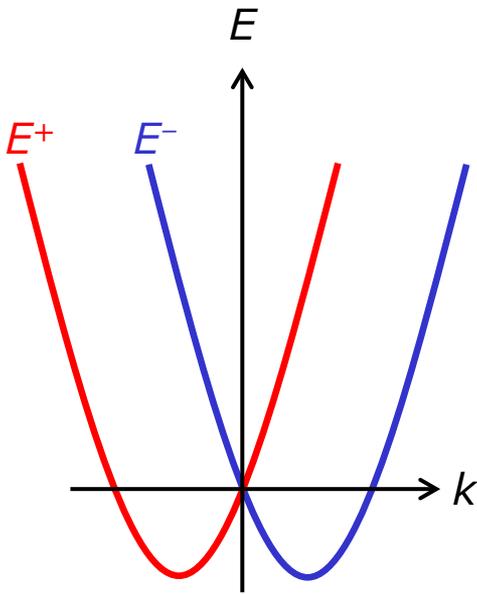
ラシュバ効果

ラシュバハミルトニアン

$$H_R = \alpha(k_y\sigma_x - k_x\sigma_y)$$

エネルギー分散

$$E^\pm(k) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} \pm \alpha k$$



ラシュバ効果

伝導電子のハミルトニアン

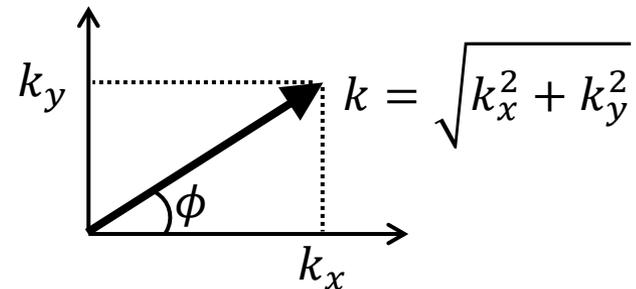
$$H = \underbrace{-\frac{\hbar^2 \nabla^2}{2m^*}}_{\text{平面波解}} + \underbrace{\alpha(k_y \sigma_x - k_x \sigma_y)}_{|\text{CB } \uparrow\rangle, |\text{CB } \downarrow\rangle \text{ に作用}}$$

$$e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}}$$



$$\alpha \begin{pmatrix} 0 & k_y + ik_x \\ k_y - ik_x & 0 \end{pmatrix} = \alpha k \begin{pmatrix} 0 & ie^{-i\phi} \\ -ie^{i\phi} & 0 \end{pmatrix}$$

$$\sigma_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \quad \sigma_y = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}$$



ラシュバ効果

ラシュバハミルトニアン

$$H_R = \alpha k \begin{pmatrix} 0 & ie^{-i\phi} \\ -ie^{i\phi} & 0 \end{pmatrix}$$

$$\left\{ \begin{array}{ll} \text{固有値 } +\alpha k & \text{固有ベクトル } \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ -ie^{i\phi} \end{pmatrix} \\ \text{固有値 } -\alpha k & \text{固有ベクトル } \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ ie^{i\phi} \end{pmatrix} \end{array} \right.$$

$$\alpha k \begin{pmatrix} 0 & ie^{-i\phi} \\ -ie^{i\phi} & 0 \end{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ -ie^{i\phi} \end{pmatrix} = \alpha k \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ -ie^{i\phi} \end{pmatrix}$$

$$\alpha k \begin{pmatrix} 0 & ie^{-i\phi} \\ -ie^{i\phi} & 0 \end{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ ie^{i\phi} \end{pmatrix} = -\alpha k \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ ie^{i\phi} \end{pmatrix}$$

ラシュバ効果

ラシュバハミルトニアン

$$H_R = \alpha k \begin{pmatrix} 0 & ie^{-i\phi} \\ -ie^{i\phi} & 0 \end{pmatrix}$$

$$\left\{ \begin{array}{ll} \text{固有値 } +\alpha k & \text{固有ベクトル } \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ -ie^{i\phi} \end{pmatrix} \\ \text{固有値 } -\alpha k & \text{固有ベクトル } \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ ie^{i\phi} \end{pmatrix} \end{array} \right.$$



- スピンは \mathbf{k} のベクトルと垂直
- 異なる固有値では互いに反対を向いている

エネルギー分散

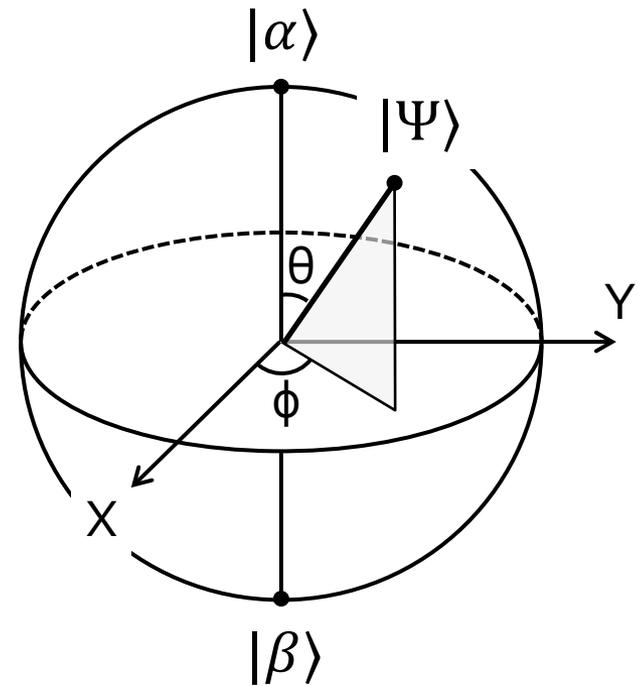
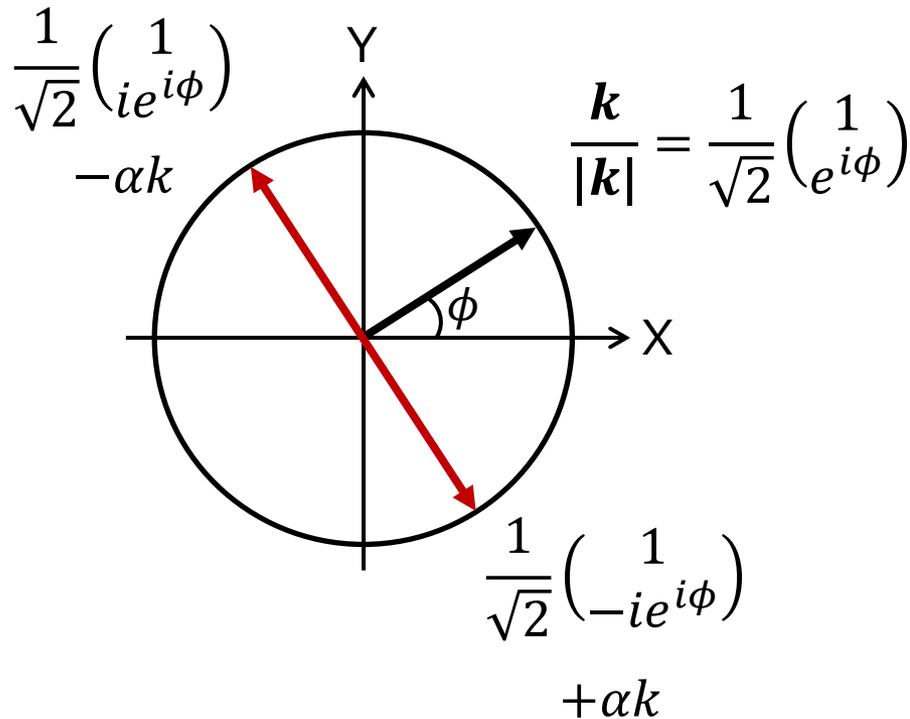
$$E(k) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} \pm \alpha k$$

$$\frac{\mathbf{k}}{|\mathbf{k}|} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ e^{i\phi} \end{pmatrix}$$

ラシュバ効果

$$|\Psi\rangle = \cos\frac{\theta}{2}|\alpha\rangle + e^{i\phi}\sin\frac{\theta}{2}|\beta\rangle$$

ブロッホ球のXY平面



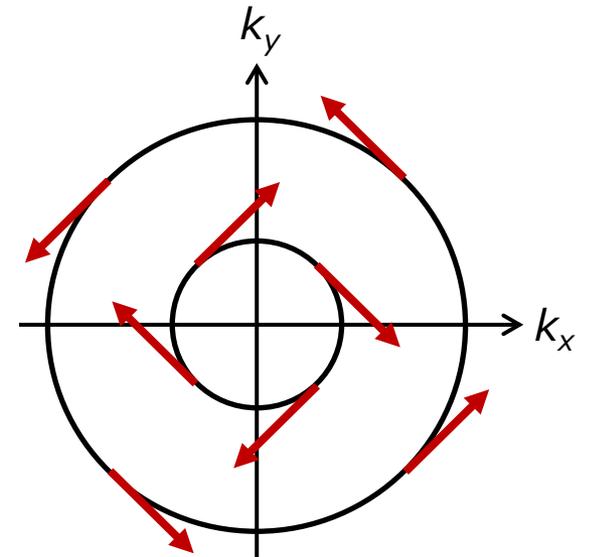
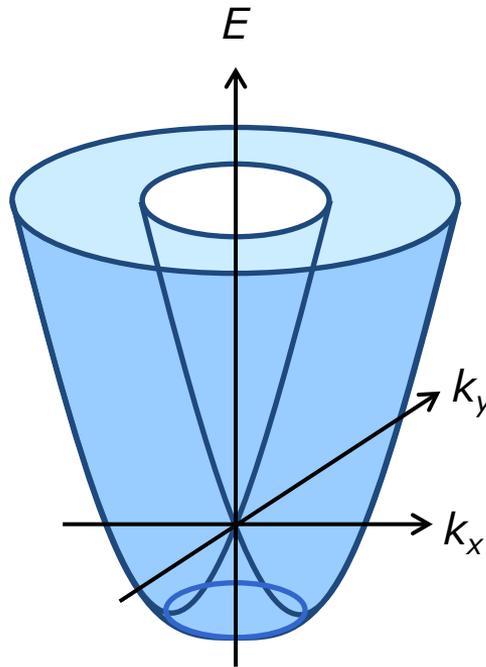
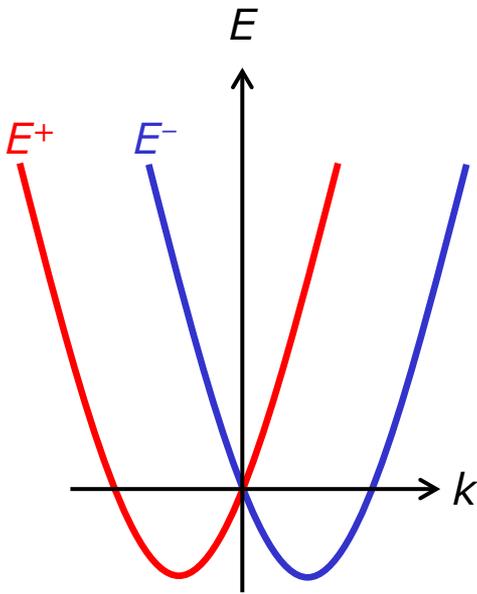
ラシュバ効果

ラシュバハミルトニアン

$$H_R = \alpha(k_y\sigma_x - k_x\sigma_y)$$

エネルギー分散

$$E^\pm(k) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} \pm \alpha k$$

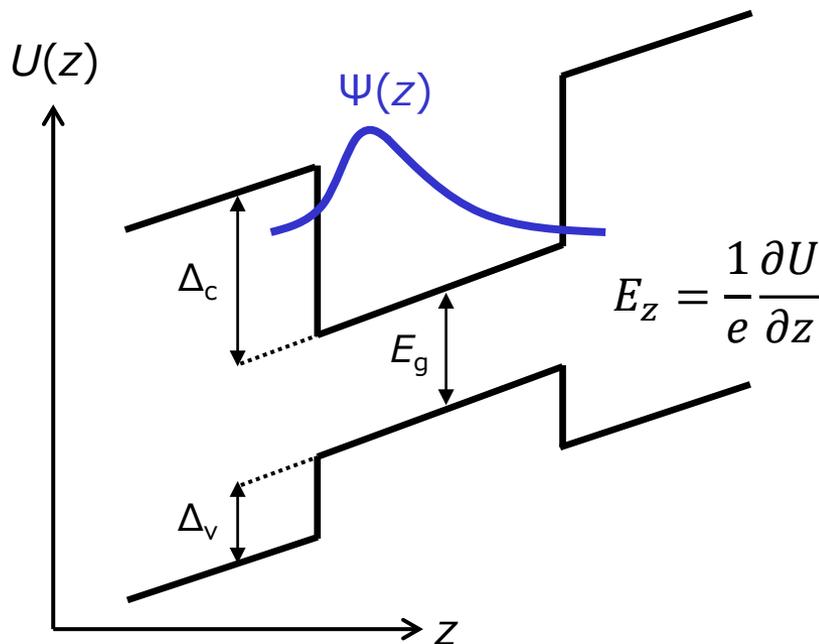


ラシュバ効果

量子井戸構造におけるラシュバパラメータ

$$\alpha = \frac{eP^2}{3} \left(1 + \frac{\Delta_c}{\Delta_c + \Delta_v} \right) \left[\frac{1}{E_g^2} - \frac{1}{(E_g + \Delta)^2} \right] \langle E_z \rangle$$

$$\frac{m}{\hbar} P = \langle S | p_x | X \rangle = \langle S | p_y | Y \rangle = \langle S | p_z | Z \rangle$$



$k \cdot p$ 摂動によって伝導帯に混ざり込んだ価電子帯の成分で"スピン軌道相互作用"が生じる(界面電場の効果)

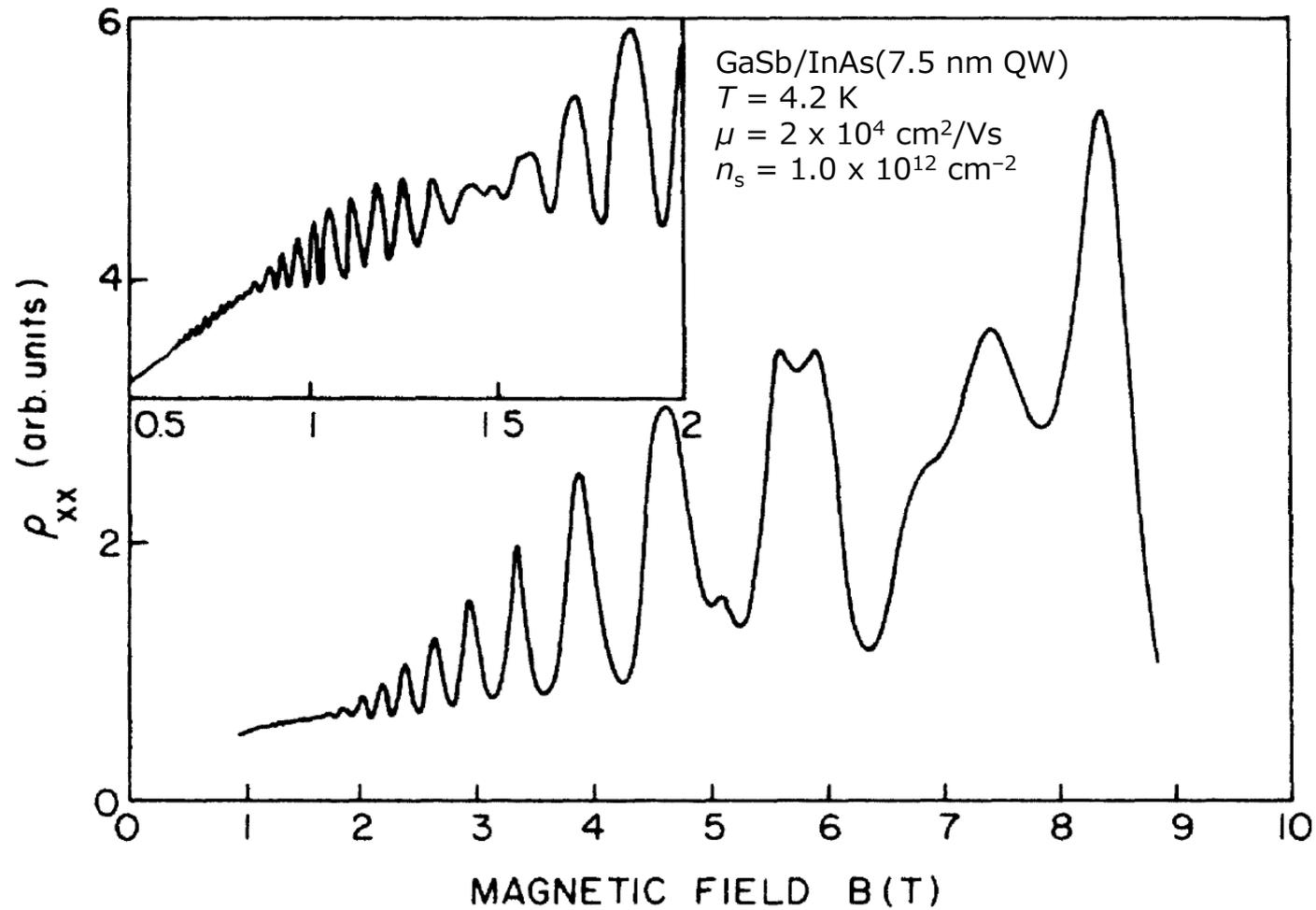
$$\mathbf{B}_{\text{eff}} \propto \mathbf{p} \times \mathbf{E}$$

バンドギャップの小さい材料ほど
大きなラシュバ効果

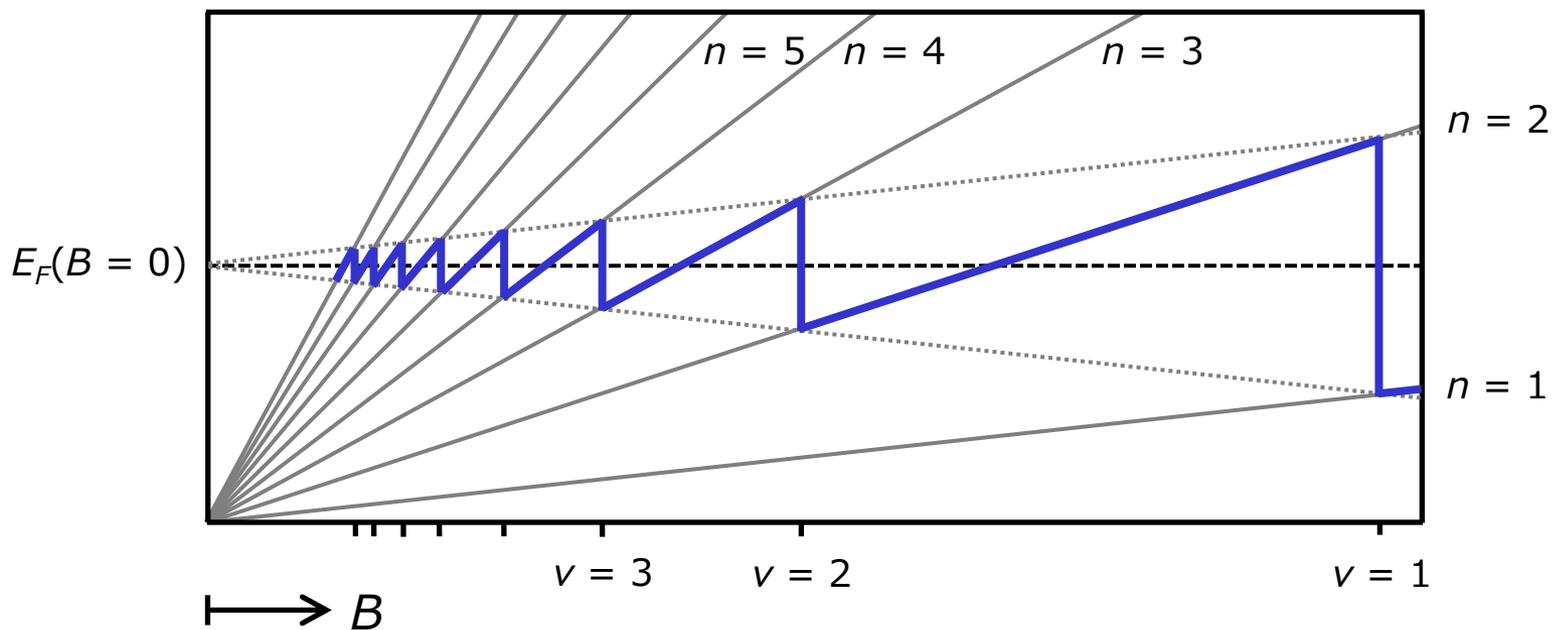
ラシュバ効果とスピン軌道相互作用

- 半導体のラシュバ効果は「構造反転非対称によって生じるスピン軌道相互作用」
($\mathbf{B}_{\text{eff}} \propto \mathbf{p} \times \mathbf{E}$)と見なせるが、
- ディラック方程式から得られるスピン軌道相互作用とは見かけが大分異なる
- そもそも後者の導出も(工学系・物性系では)あまりやらない
- 導出の詳細に興味のある方は、Winklerの本と中村らの固体物理誌記事参照

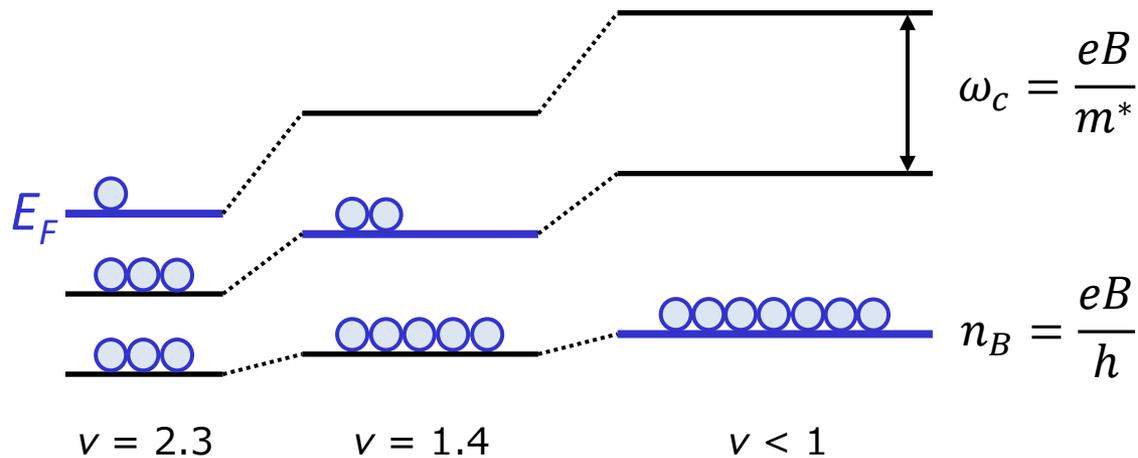
量子井戸におけるラッシュバ効果



SdH振動

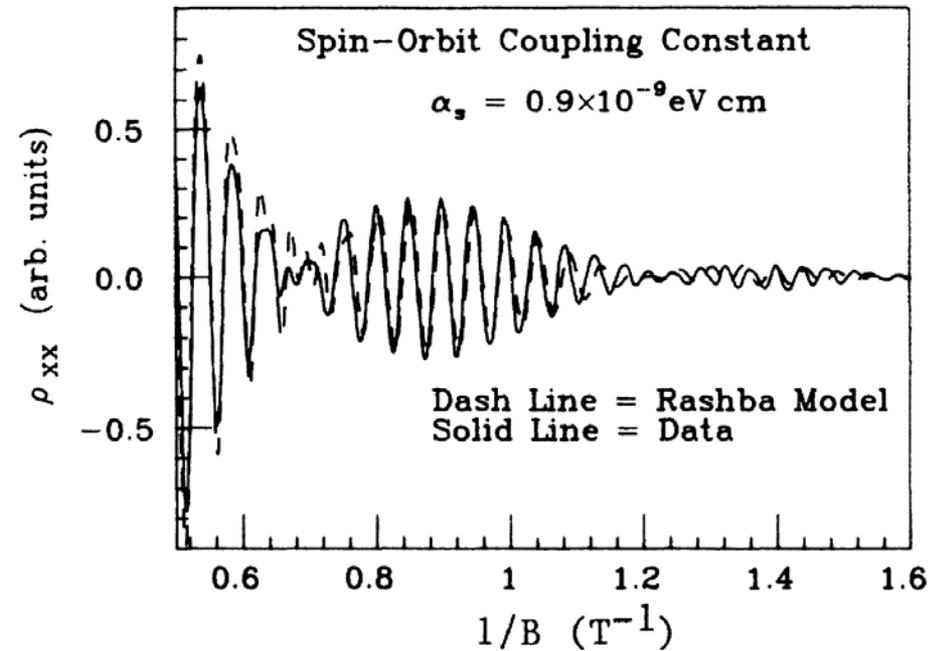
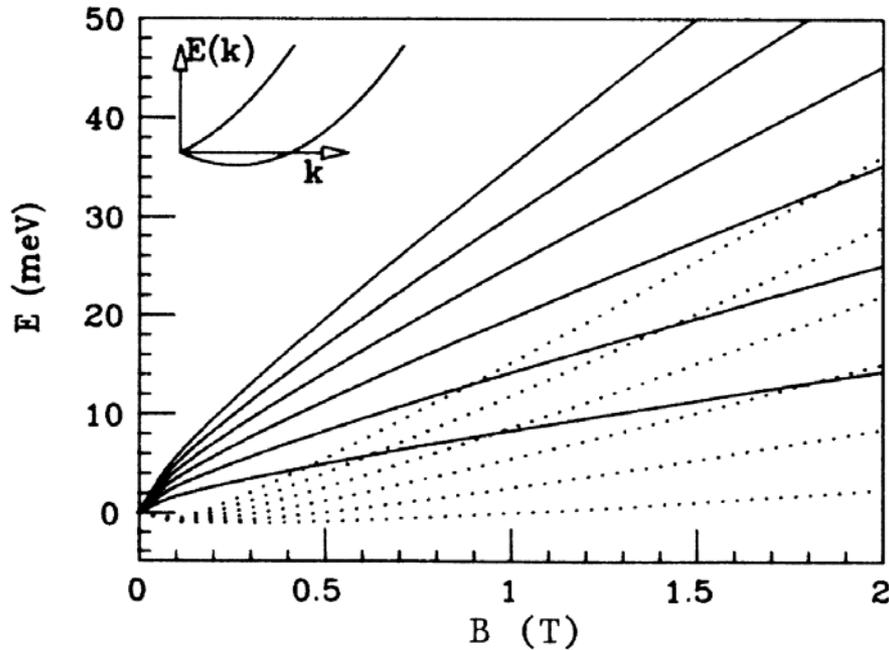


$$E_n = \left(n - \frac{1}{2} \right) \hbar \omega_c$$



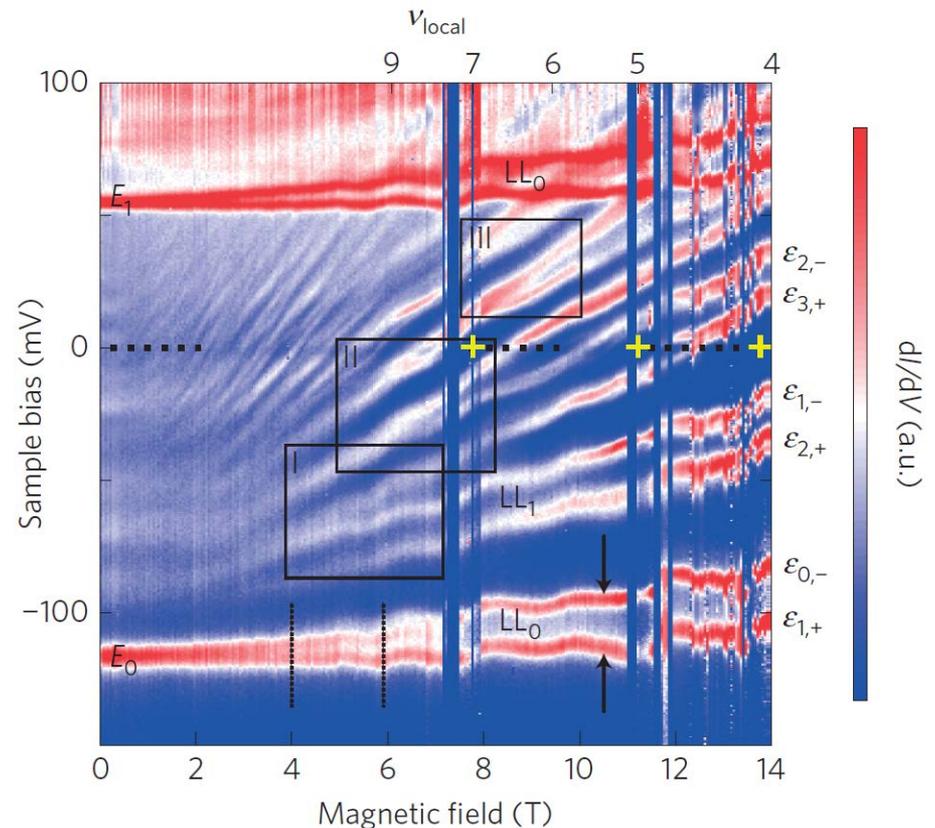
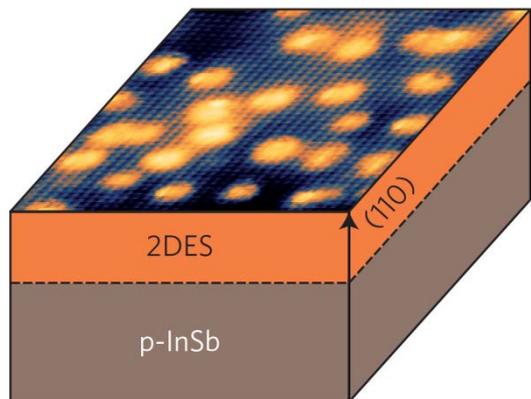
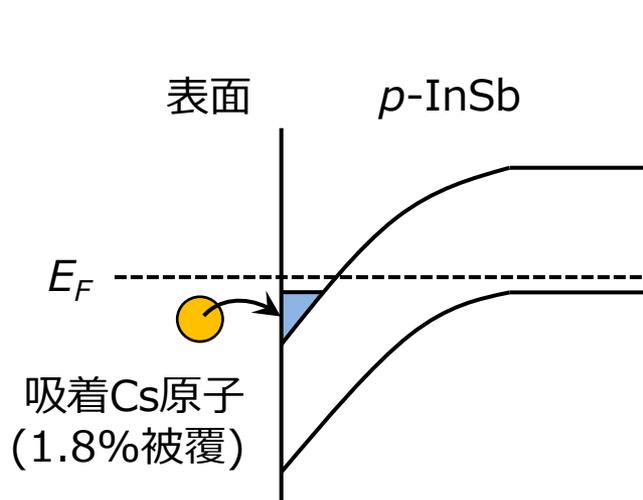
SdH振動のビート

- ラッシュバ効果で分裂したバンド分散が異なるSdH振動を起こす
- 2本の振動によってビート、ノード構造が生じる
- ラッシュバ分裂が大きいほど高磁場側でノード

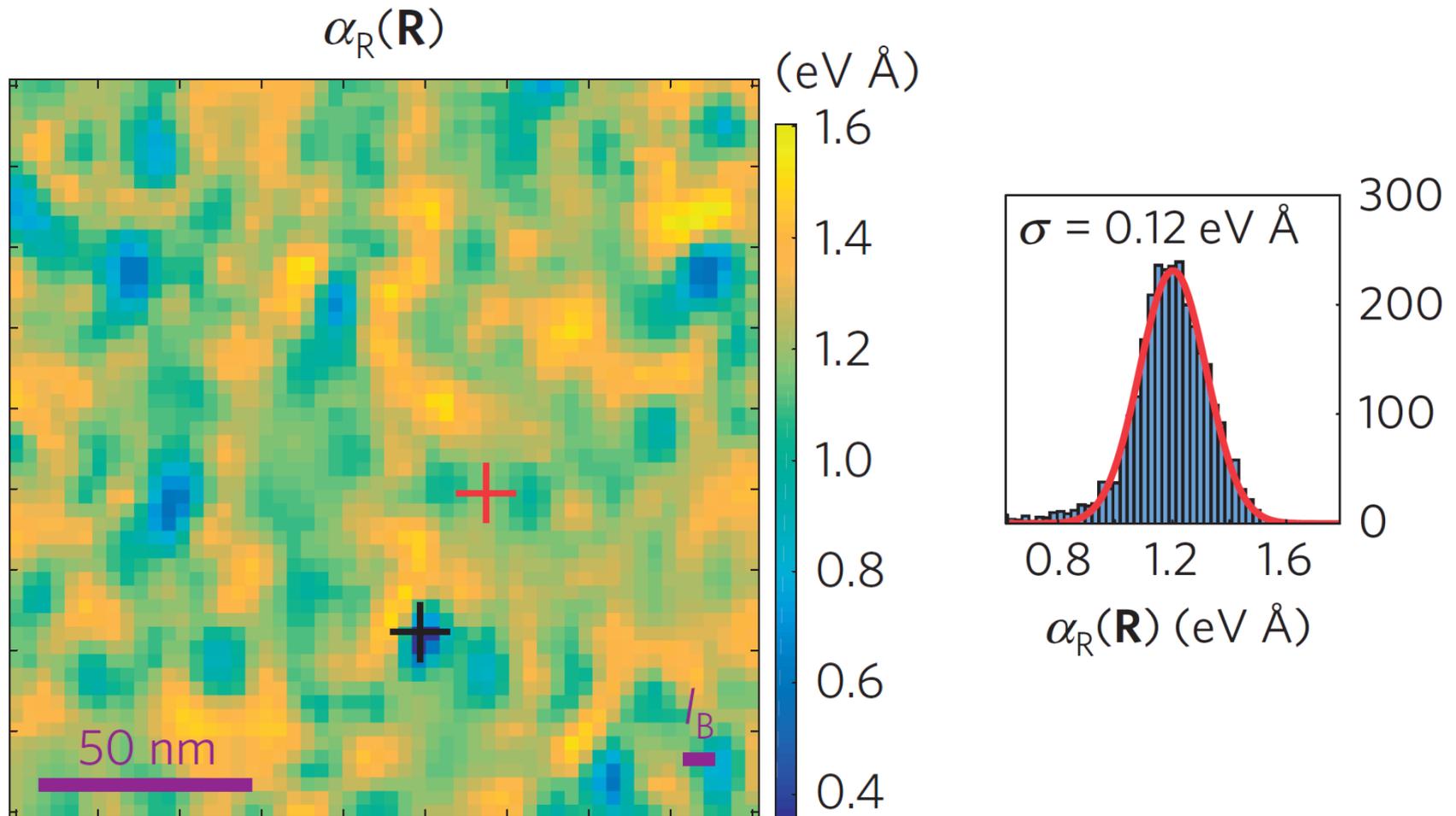


ラッシュバ効果の空間分布

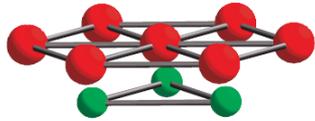
- p -InSb(110)表面にCs原子(表面ドナー)を吸着させて反転層を形成
- STS(走査トンネル分光)で位置ごとのランダウ準位スペクトルを得る



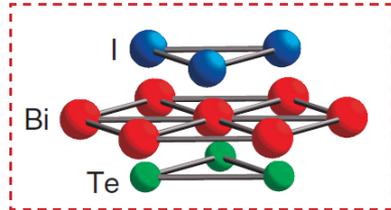
ラッシュバ効果の空間分布



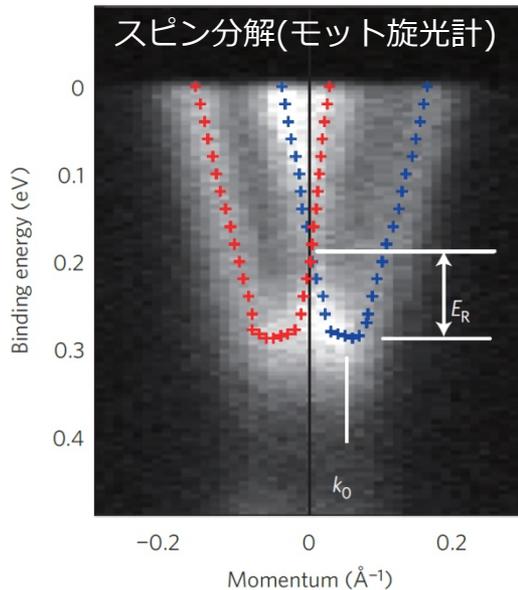
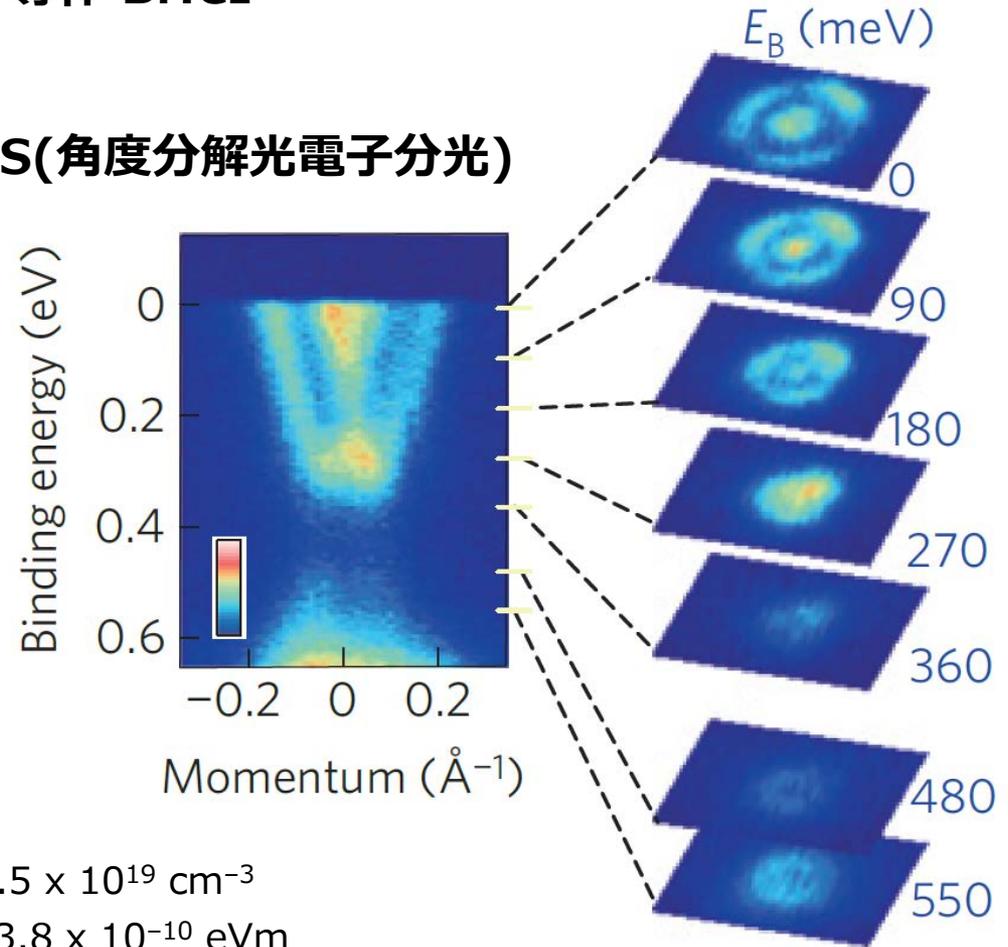
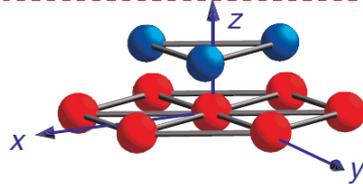
バルク材料の巨大ラッシュバ分裂



極性半導体 BiTeI



ARPES(角度分解光電子分光)



$$n = 4.5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$$

$$\alpha_R = 3.8 \times 10^{-10} \text{ eVm}$$

ラッシュバツパラメータ

Materials	α_R (10^{-10} eVm)
GaSb/InAs 7.5 nm QW	0.09
InSb surface	0.4 – 1.6
Bulk BiTel	3.8

(注1)Inを含んだIII-V族半導体量子井戸ではおおむね $10^{-11} \sim 10^{-12}$ eVmのオーダー

(注2)Au(111)やBi(111)などの金属表面では $0.3 - 0.6 \times 10^{-10}$ eVmのオーダー

スピンホール効果

RESEARCH ARTICLE

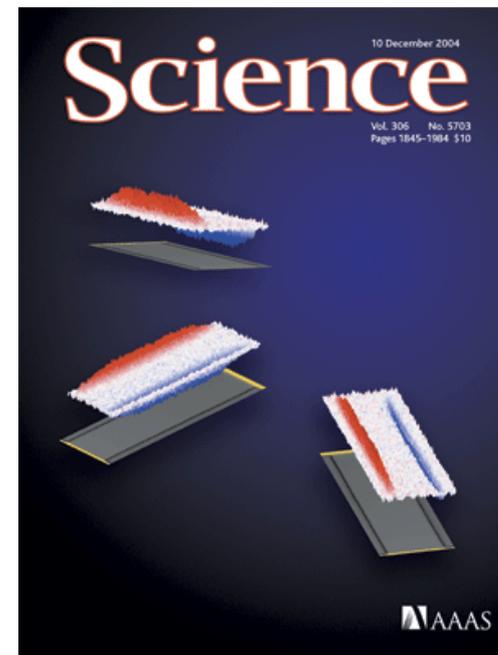
Observation of the Spin Hall Effect in Semiconductors

Y. K. Kato, R. C. Myers, A. C. Gossard, D. D. Awschalom*

Electrically induced electron-spin polarization near the edges of a semiconductor channel was detected and imaged with the use of Kerr rotation microscopy. The polarization is out-of-plane and has opposite sign for the two edges, consistent with the predictions of the spin Hall effect. Measurements of unstrained gallium arsenide and strained indium gallium arsenide samples reveal that strain modifies spin accumulation at zero magnetic field. A weak dependence on crystal orientation for the strained samples suggests that the mechanism is the extrinsic spin Hall effect.

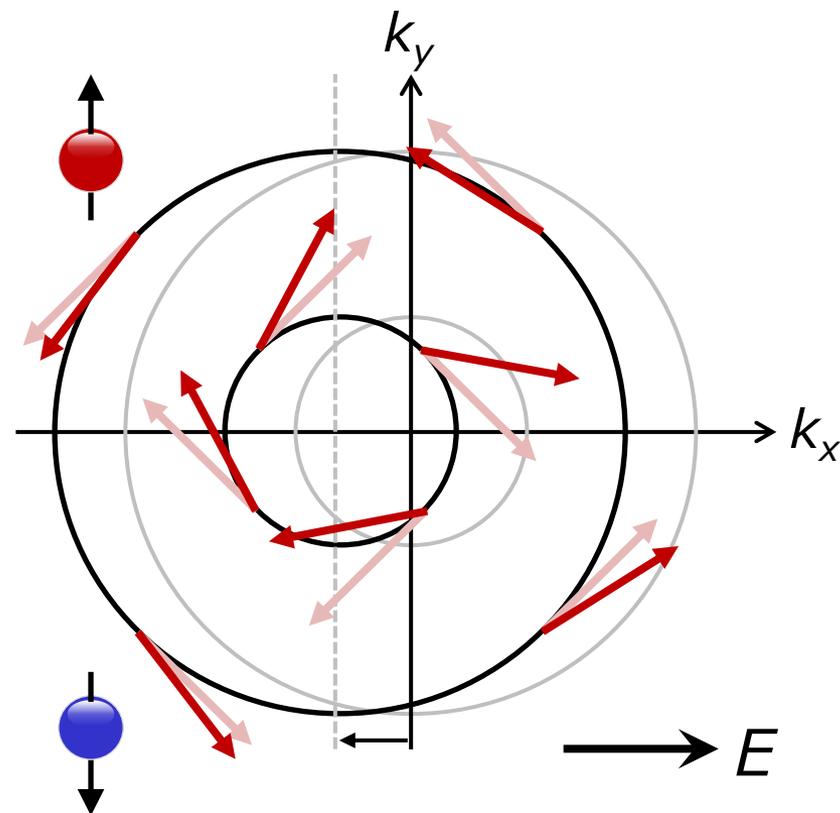
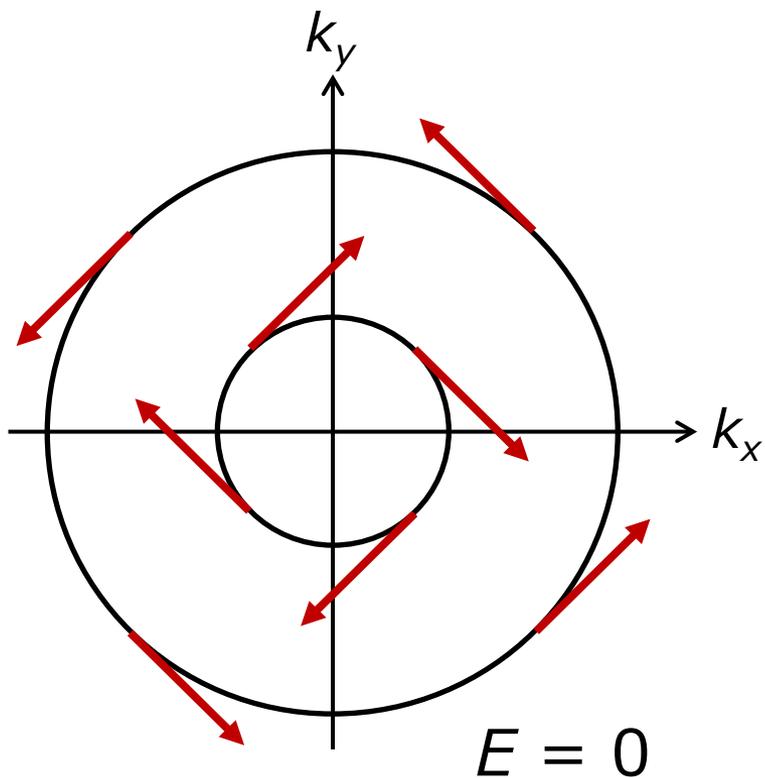
AAAS Newcomb Cleveland Prize in 2005

(Best paper published in *Science* during 2004.6-2005.5)



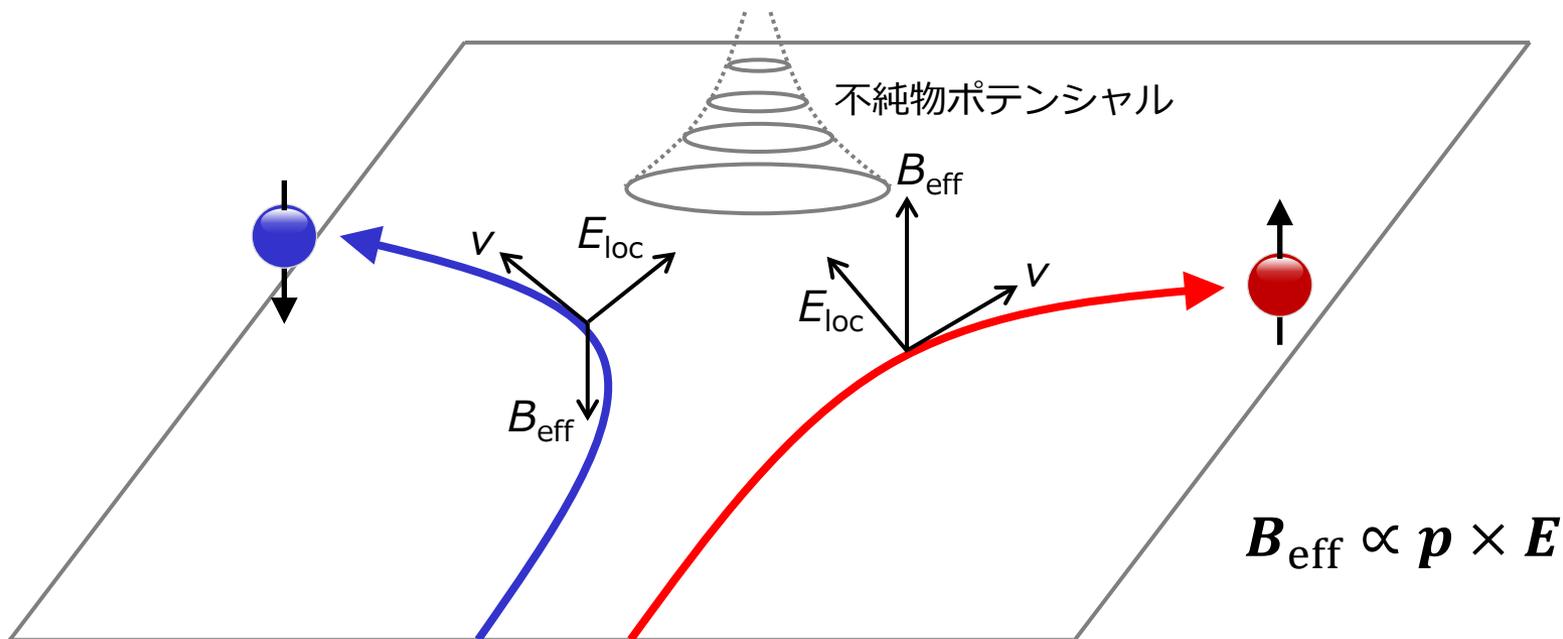
Science **306**, 1910 (2004) Kato *et al.*

スピン依存伝導



電場が掛かった後のスピンの軸
電場が掛かる前のスピンの軸

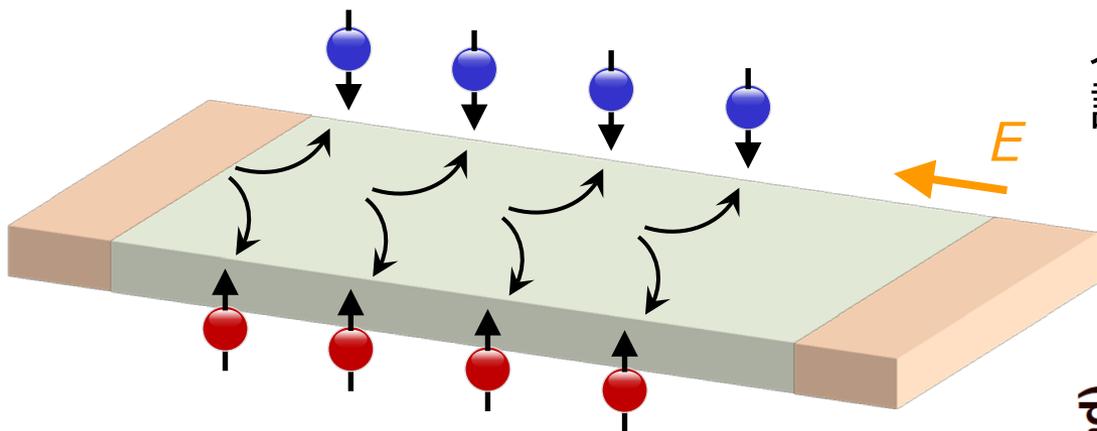
スピン依存散乱



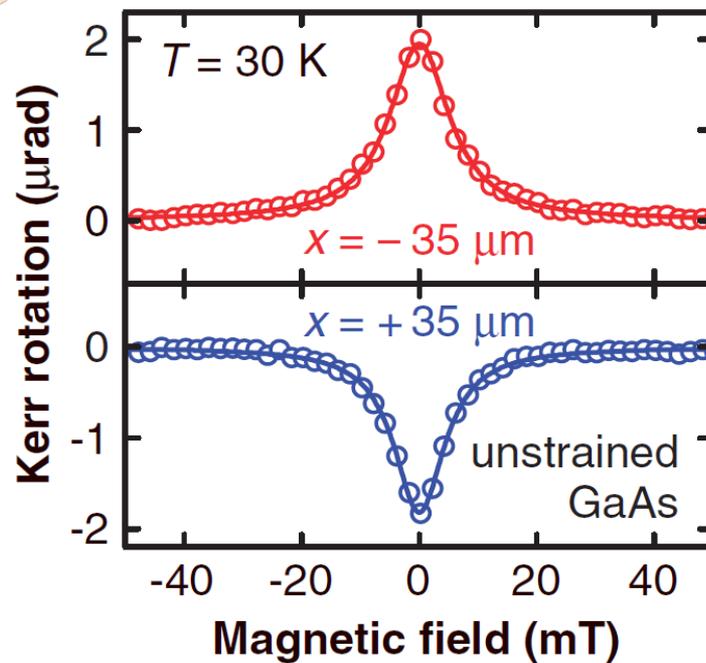
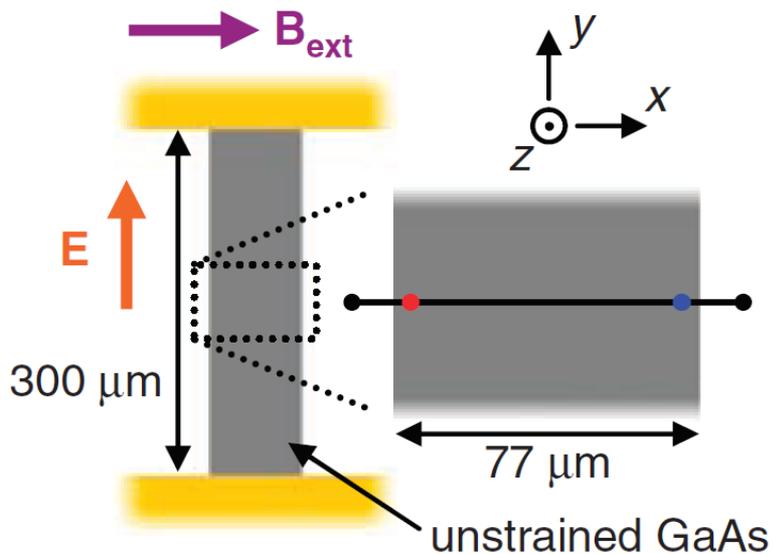
(注1)原子物理でモット効果、異常ホール効果でスキュー散乱と呼ばれる機構と同じ状況

(注2)モット旋光計はモット効果を利用している

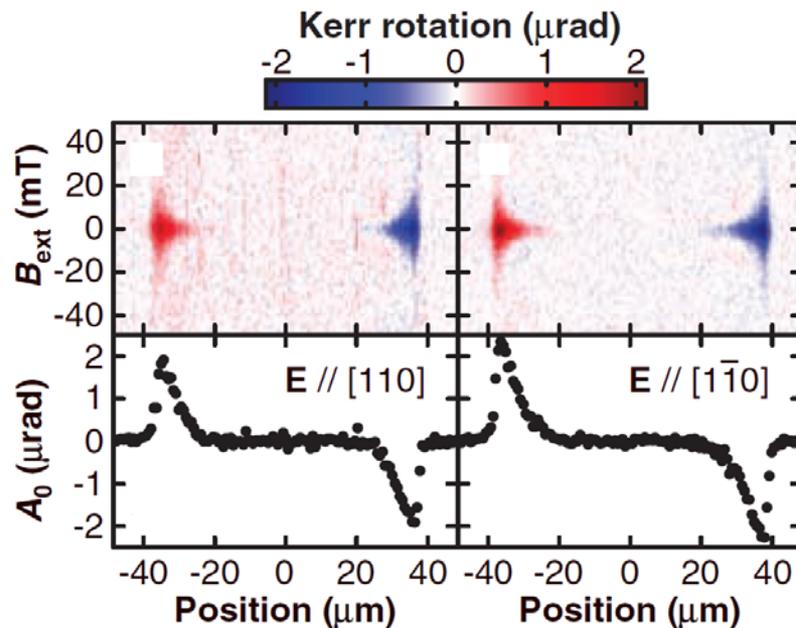
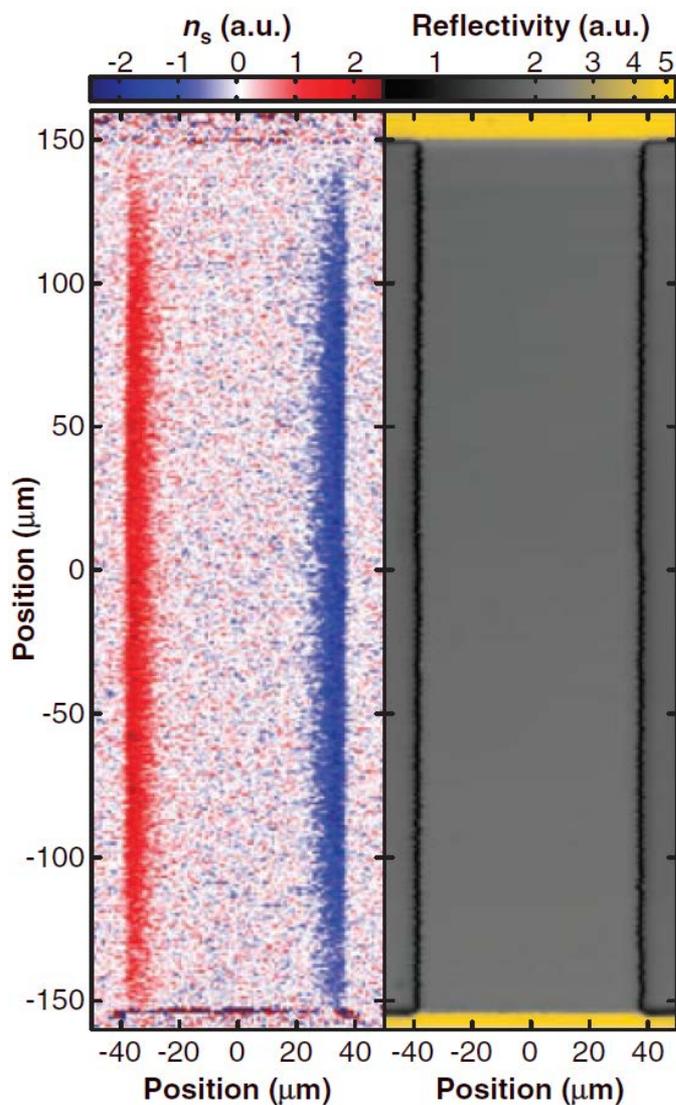
スピンホール効果



スピン流による
試料端へのスピン蓄積



スピンホール効果

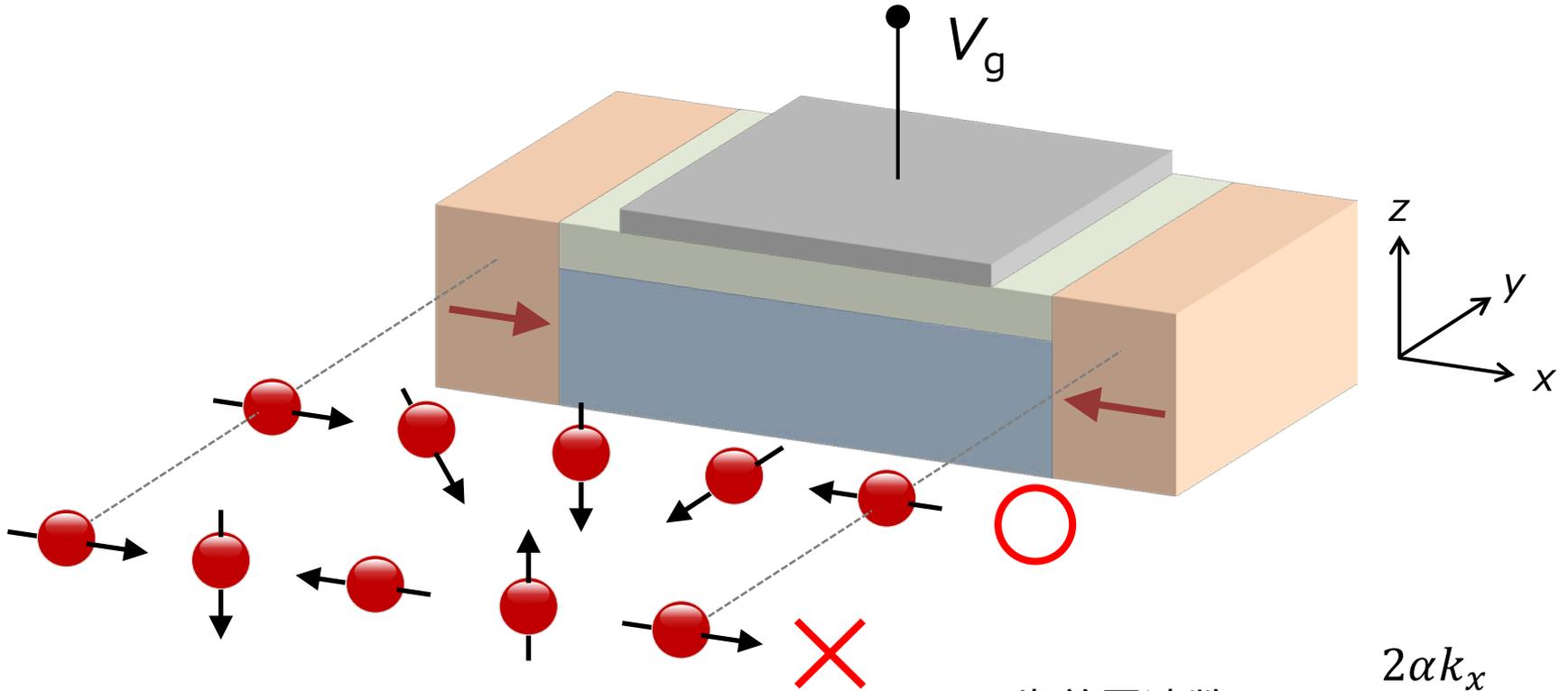


結晶方位に依存しない(歪有でも同様)
→ 外因性(不純物散乱)

講義内容

- 半導体光物性の基礎
 - バンド構造と光学遷移の選択則
 - 時間分解ファラデー回転測定法
- ラシュバ効果
- **スピンFETと関連する実験**

スピントラニスタ



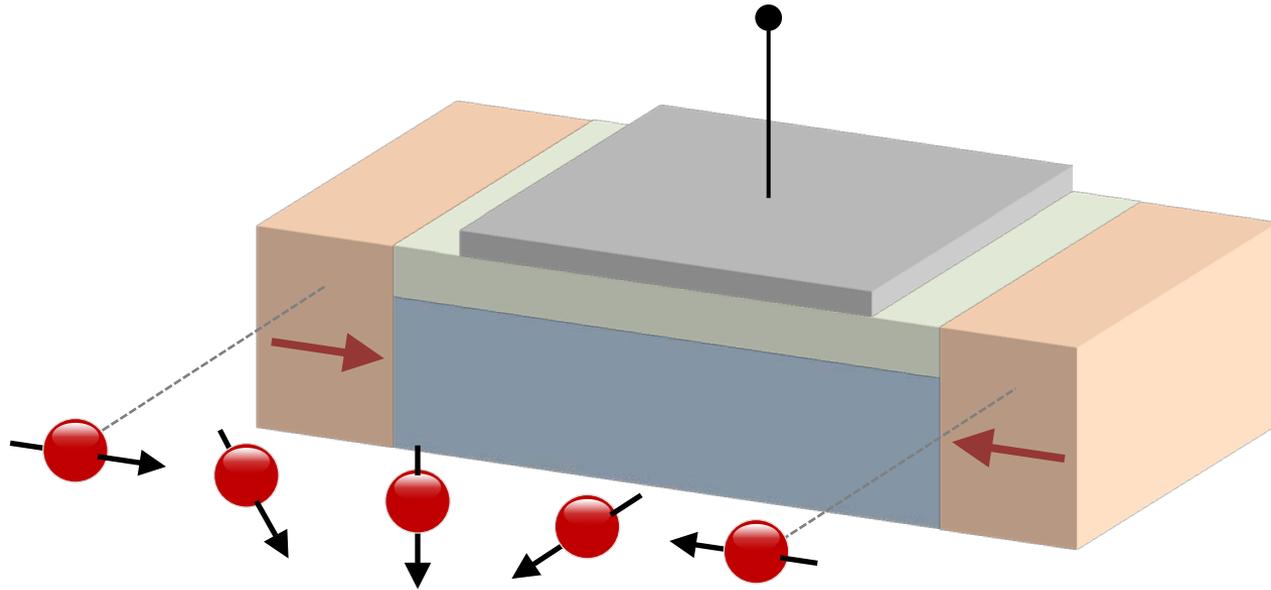
歳差周波数 $\omega_L = \frac{2\alpha k_x}{\hbar}$

移動時間 $t = L \times \frac{m^*}{\hbar k_x}$

スピントラニスタ角 $\Delta\theta = \frac{2m^*L}{\hbar^2} \alpha(V_g)$

スピンFETの要素技術

1. ラッシュバ効果のゲート制御

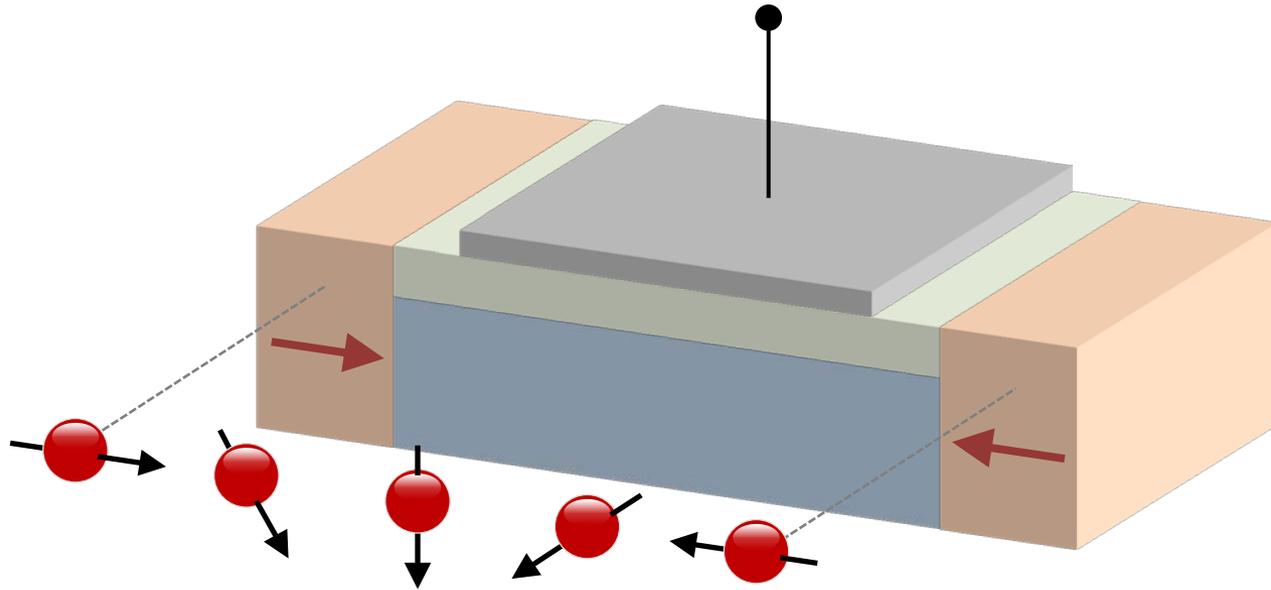


2. スピンのコヒーレント輸送

3. スピン注入/検出

スピンFETの要素技術

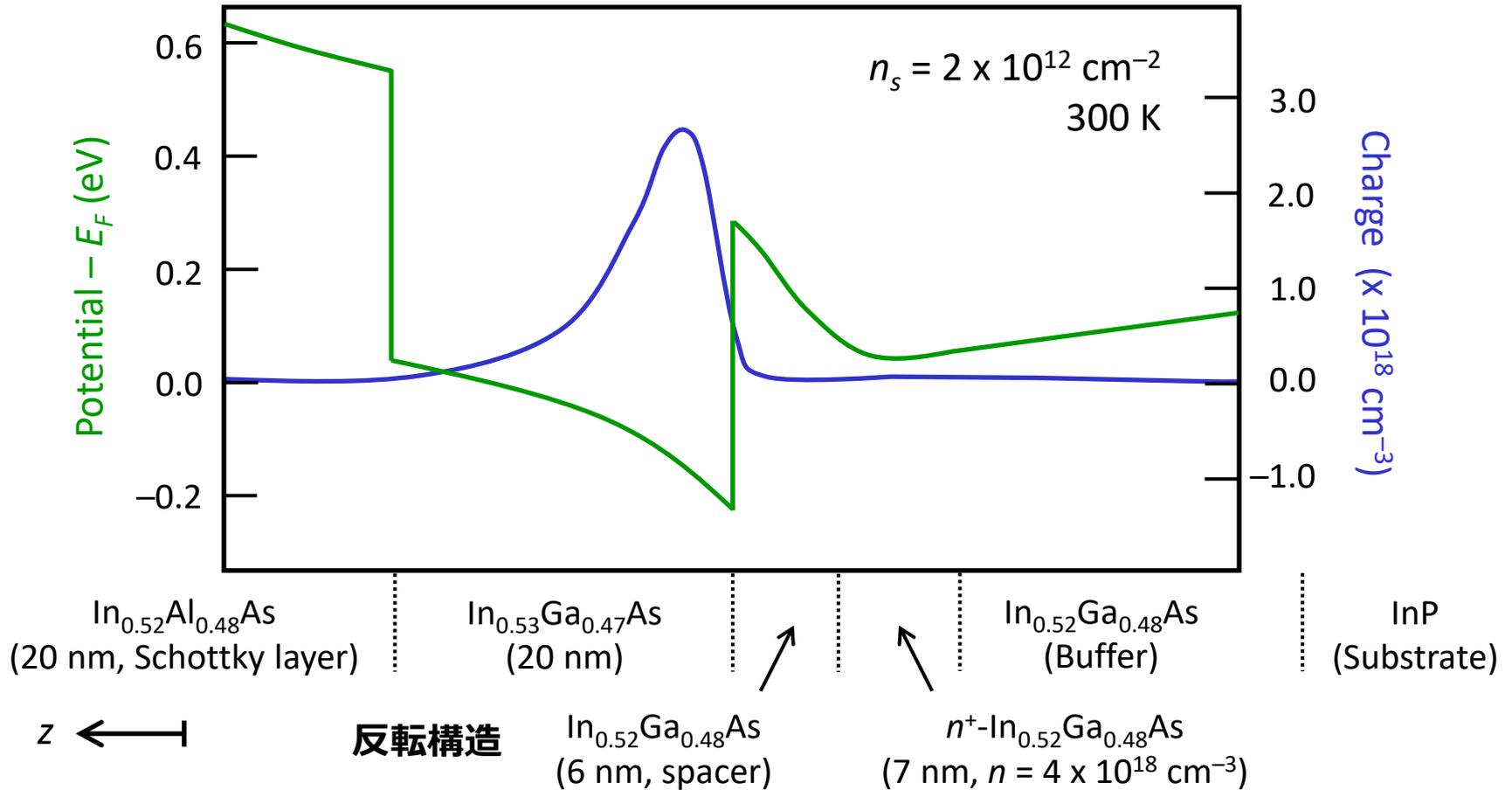
1. ラッシュバ効果のゲート制御



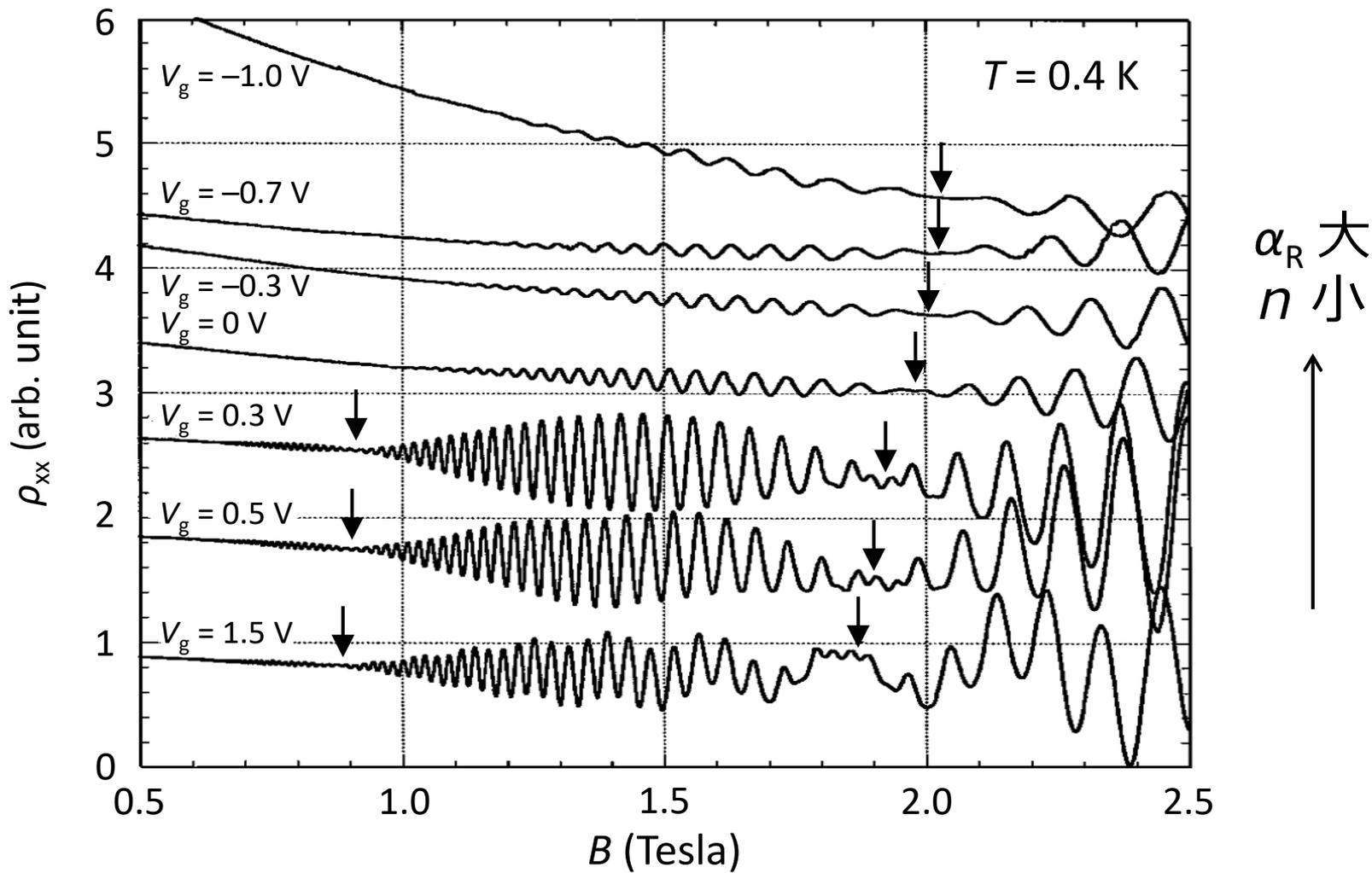
2. スピンのコヒーレント輸送

3. スピン注入/検出

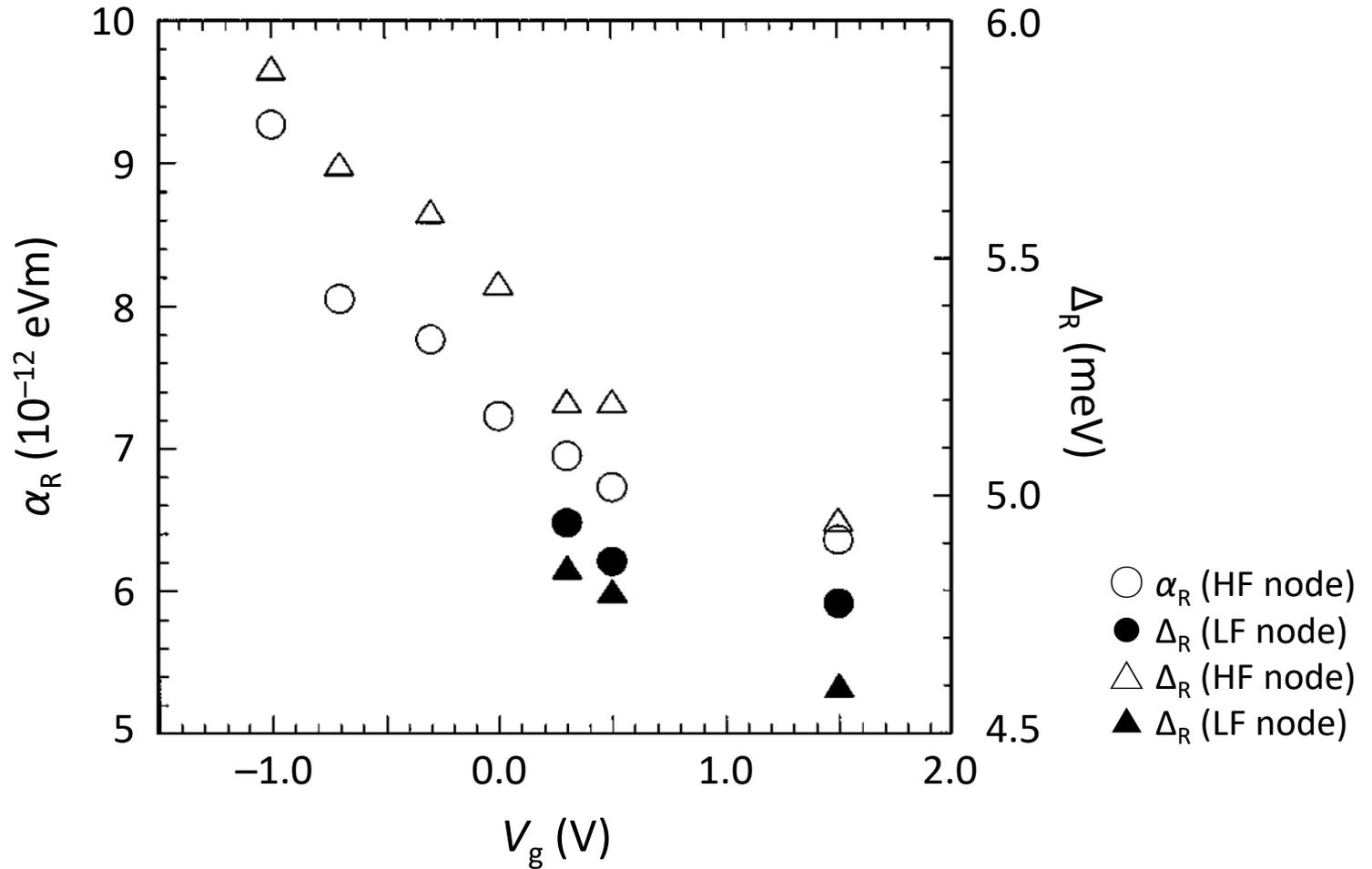
ラッシュバ効果のゲート制御(I)



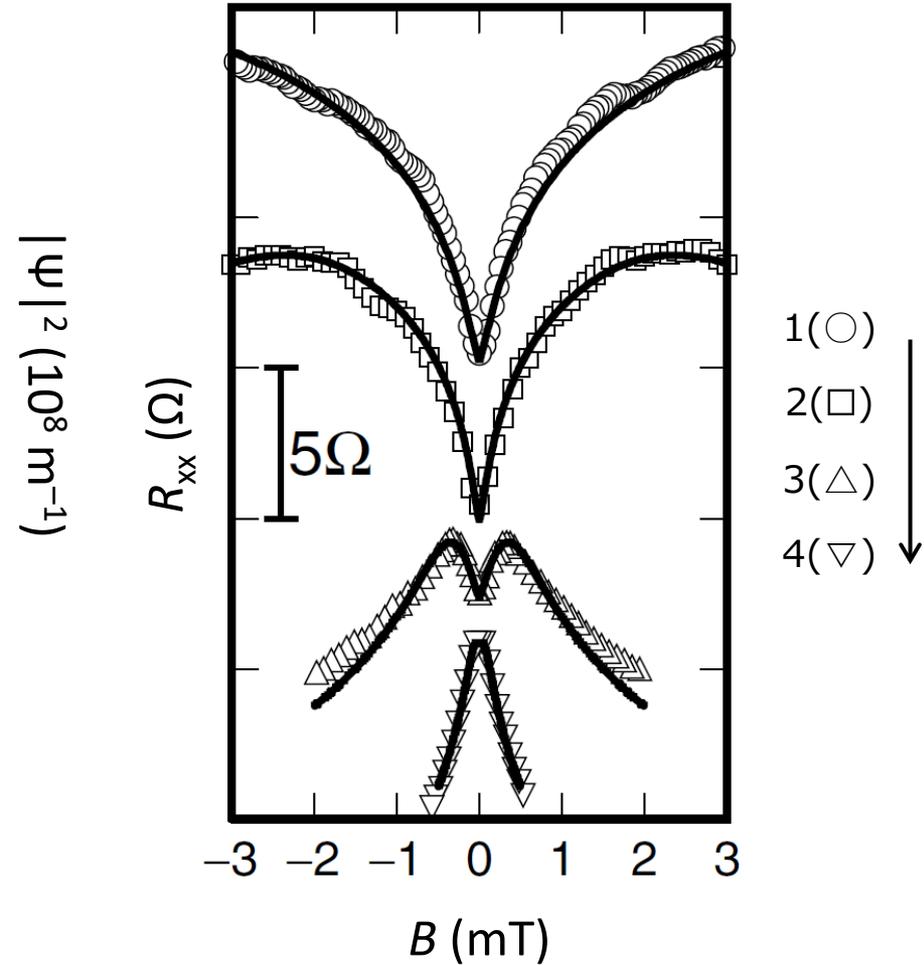
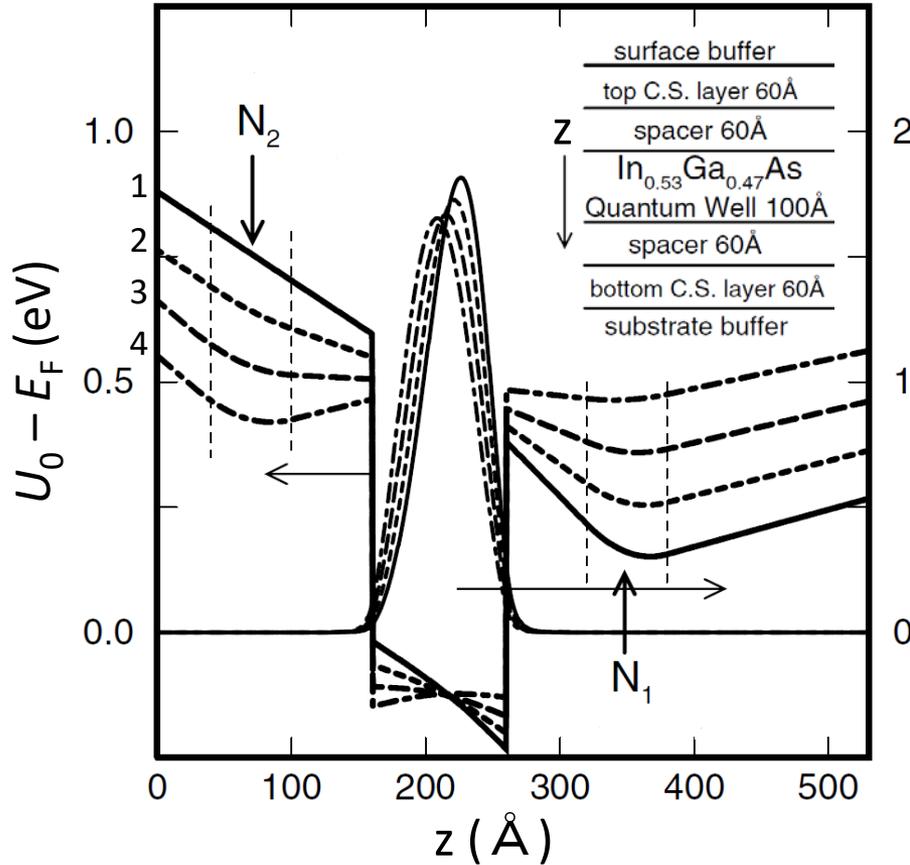
SdH振動



ラッシュバツパラメータ

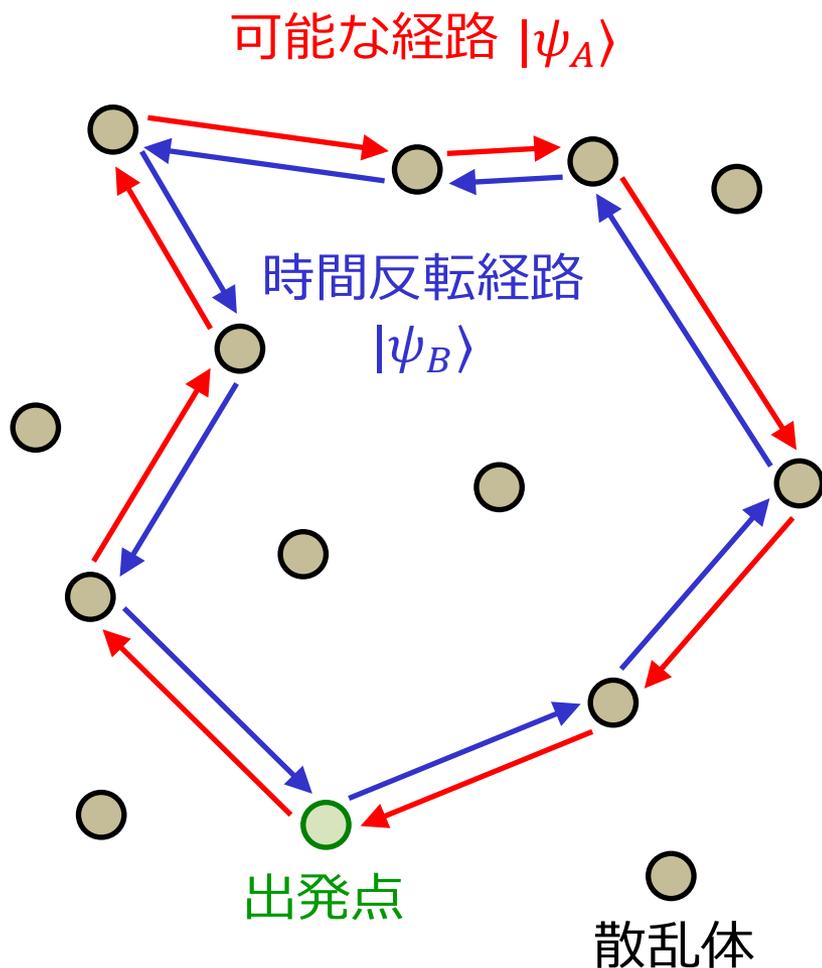


ラッシュバ効果のゲート制御(II)



Sample	1(○)	2(□)	3(△)	4(▽)
N_1 (10^{18} cm^{-3})	4	3	2	1
N_1 (10^{18} cm^{-3})	0	1	2	3

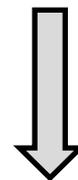
弱局在と弱反局在



出発点での確率振幅

$$\begin{aligned} & (\langle\psi_A| + \langle\psi_B|)(|\psi_A\rangle + |\psi_B\rangle) \\ &= |\psi_A|^2 + |\psi_B|^2 + 2\Re[\langle\psi_A|\psi_B\rangle] \end{aligned}$$

干渉項: 時間反転経路同士では位相差がないので強め合う



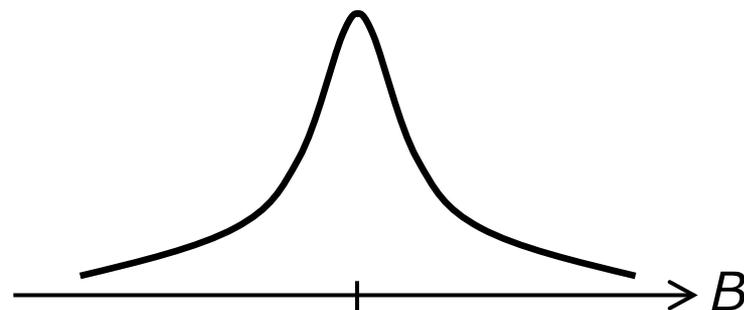
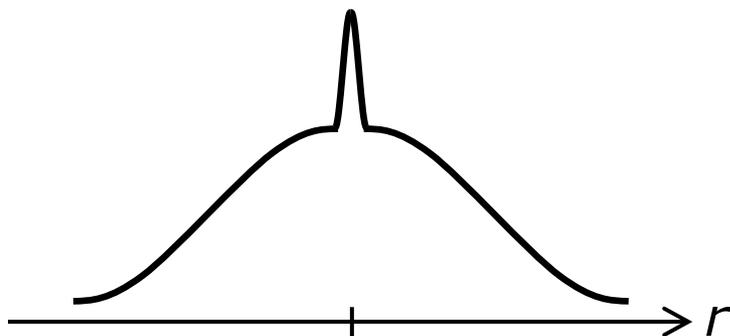
外部磁場やラシュバ効果による有効磁場によって経路に位相差をつけると局在は壊れる

弱局在と弱反局在

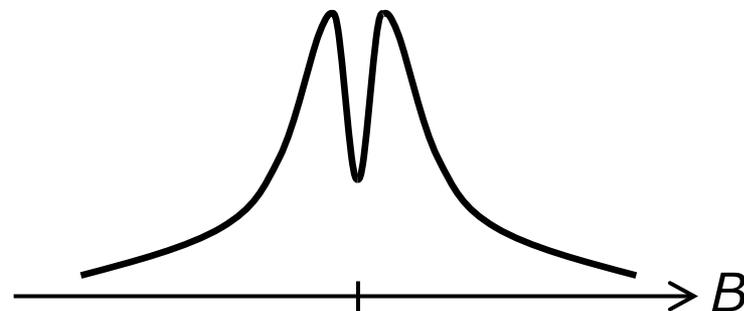
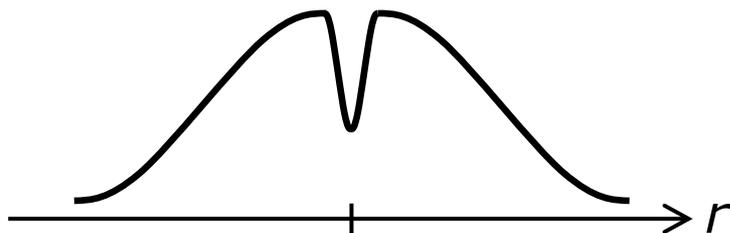
確率振幅

磁気抵抗

弱局在
(WL)

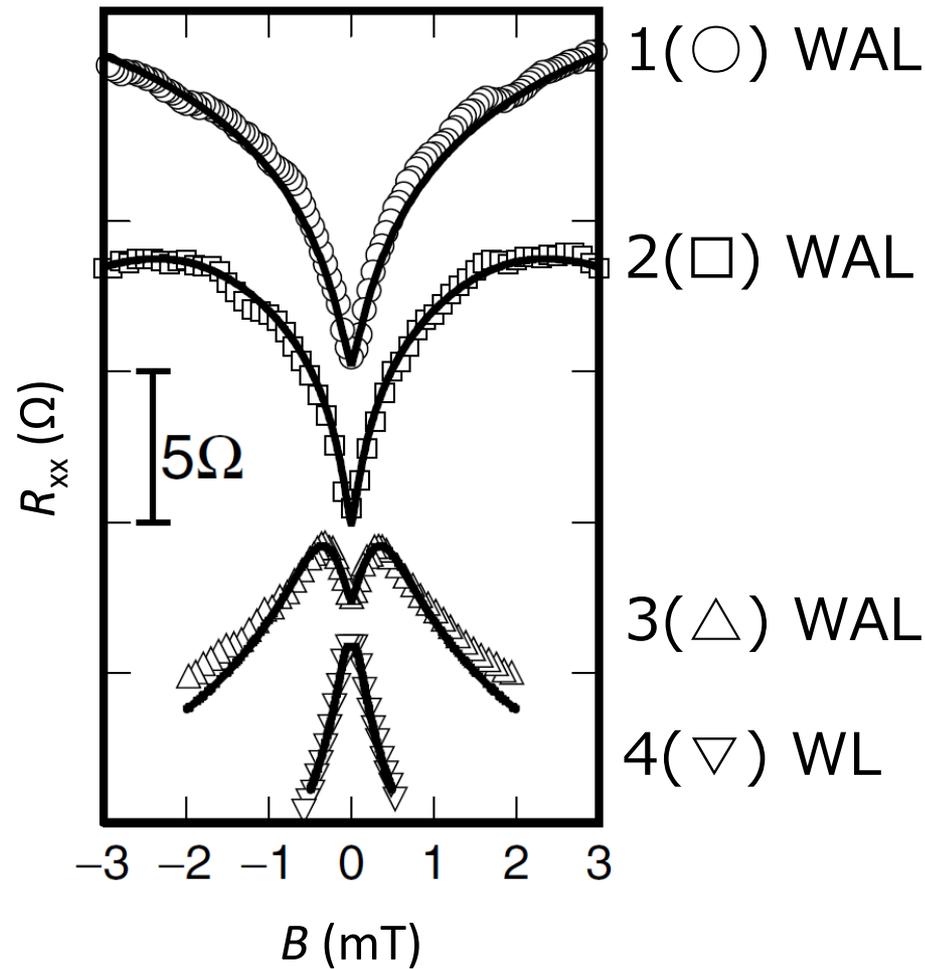


弱反局在
(WAL)



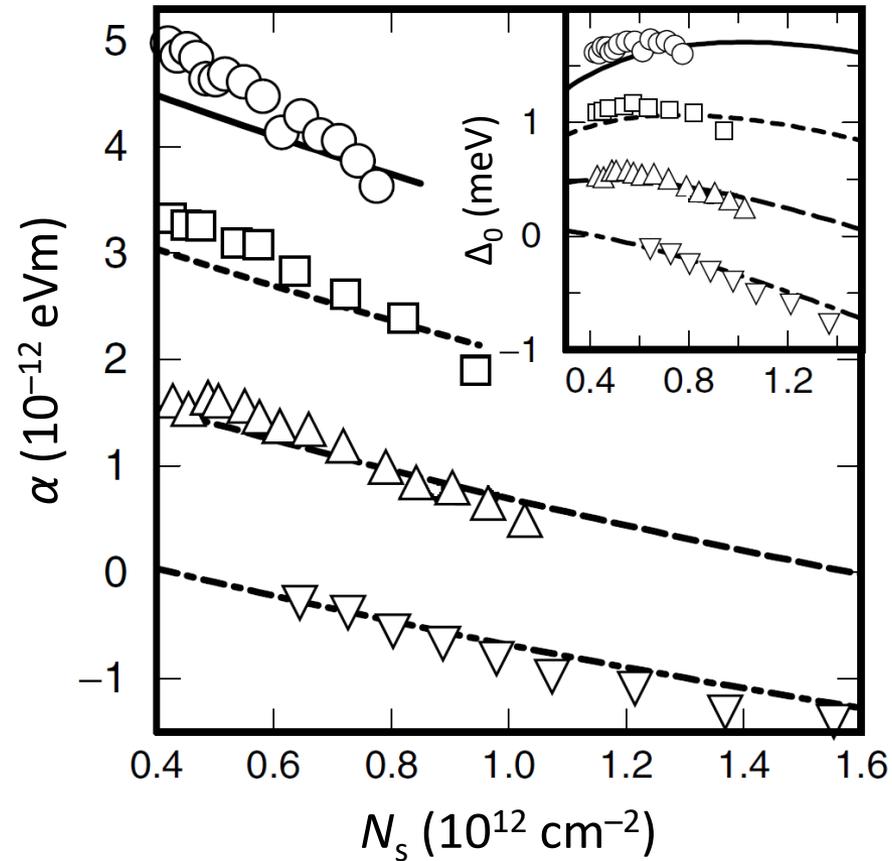
弱局在と弱反局在

Sample	N_1	N_2
1(○)	4	0
2(□)	3	1
3(△)	2	2
4(▽)	1	3



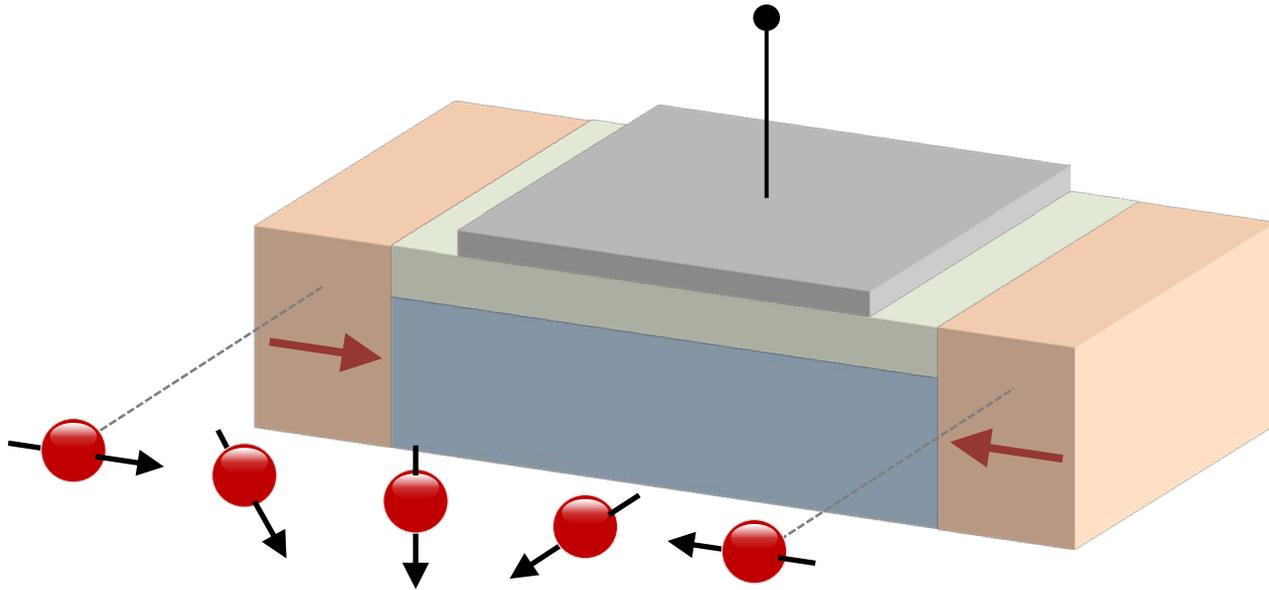
ラッシュバパラメータ

Sample	N_1	N_2
1(○)	4	0
2(□)	3	1
3(△)	2	2
4(▽)	1	3



スピンFETの要素技術

1. ラッシュバ効果のゲート制御



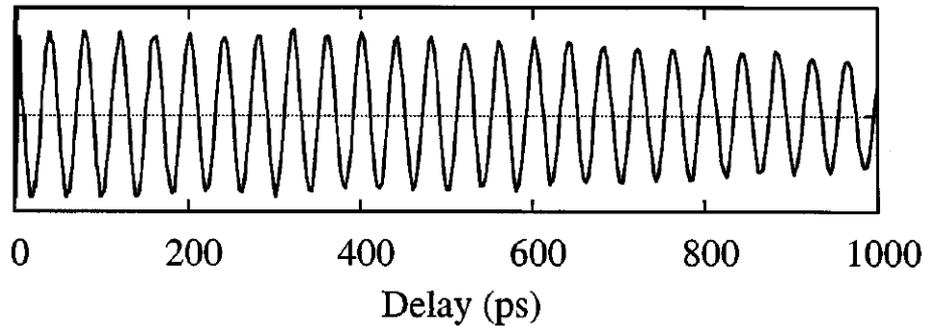
2. スピンのコヒーレント輸送

3. スピン注入/検出

スピンのコヒーレント輸送

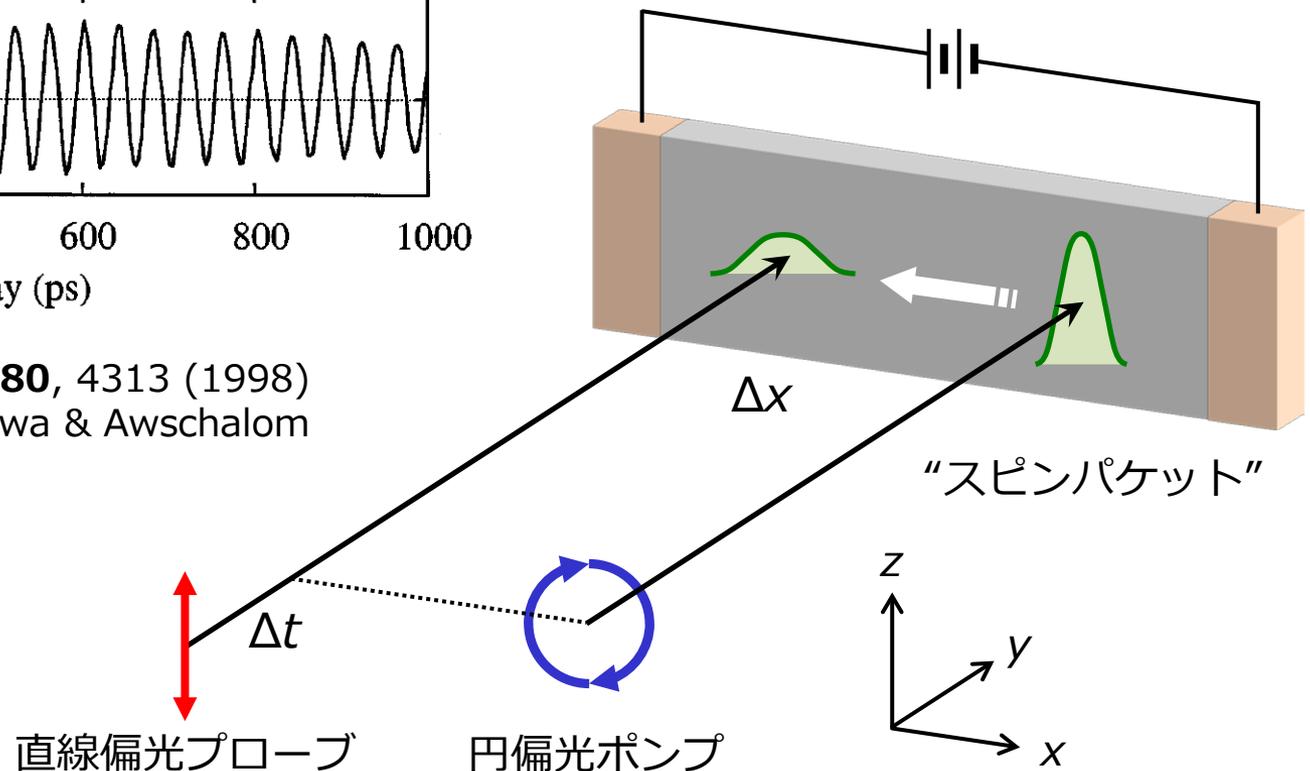
長コヒーレンス n -GaAsの時間

$$n_e = 10^{16} \text{ cm}^{-3}, T = 5 \text{ K}, B = 4 \text{ T}$$



Phys. Rev. Lett. **80**, 4313 (1998)
Kikkawa & Awschalom

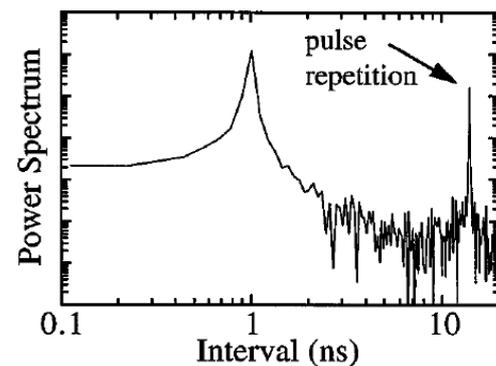
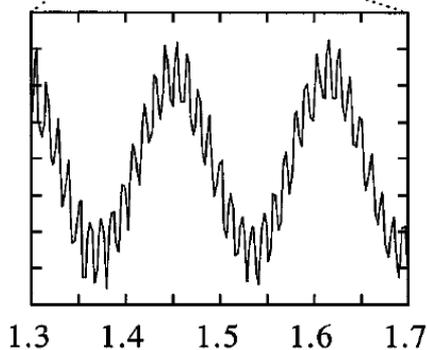
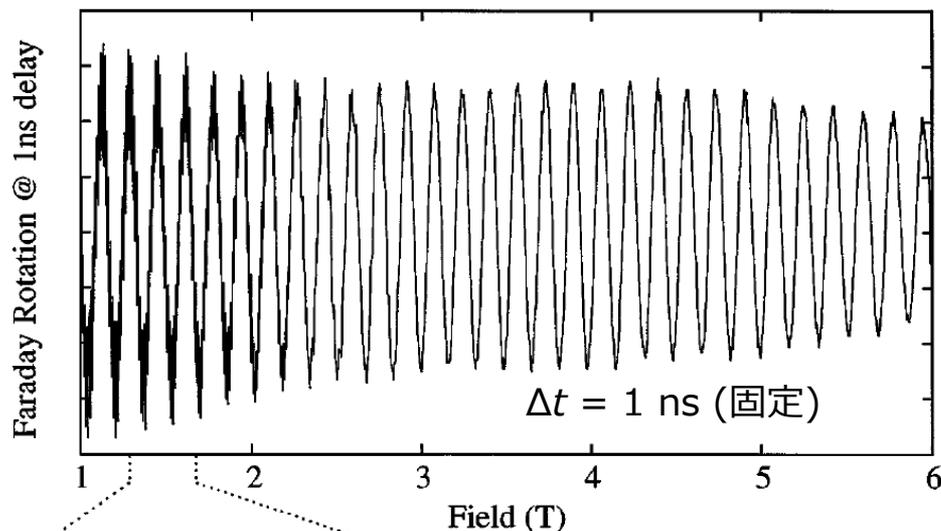
空間分解ファラデー回転測定



Nature **397**, 139 (1999) Kikkawa & Awschalom

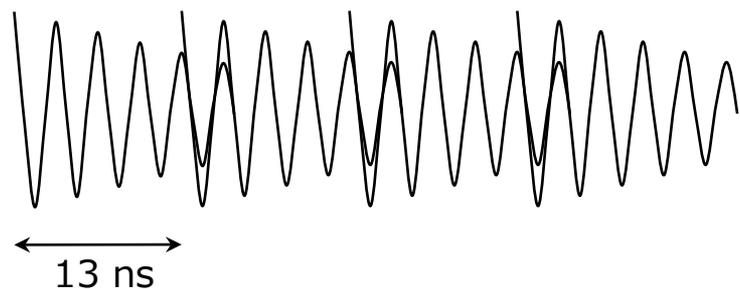
共鳴スピン増幅

光パルスの繰り返し時間(13 ns)より T_2^* が長い場合...



$$M_{\Delta t}(B) \cos\left(\Delta t \frac{g\mu_B}{\hbar} B\right) \exp\left(-\frac{\Delta t}{T_2^*(B)}\right)$$

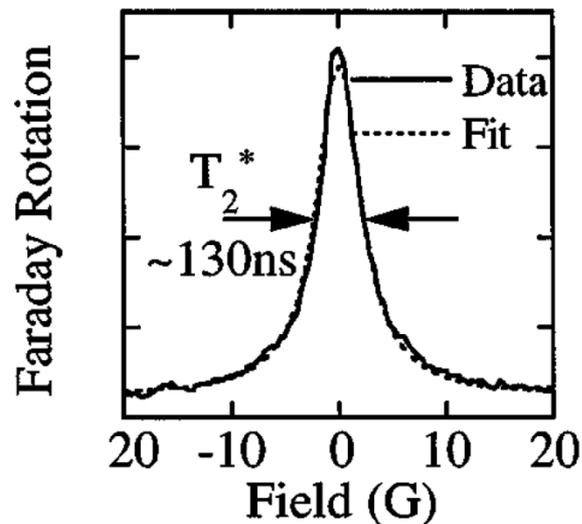
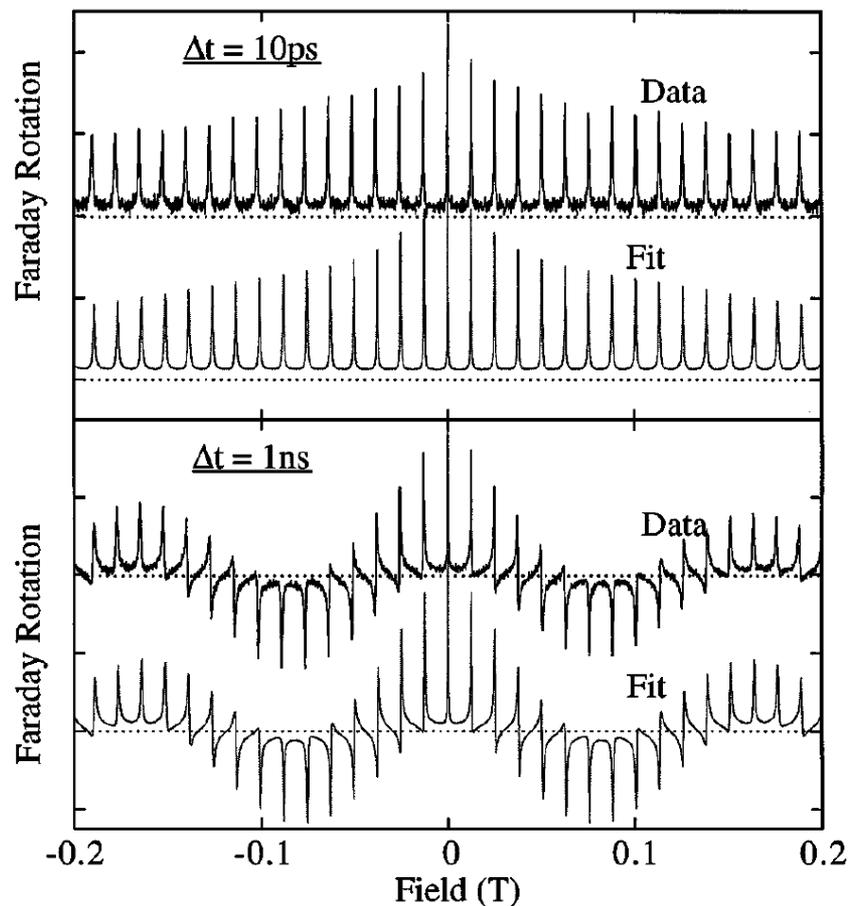
“共鳴”磁場



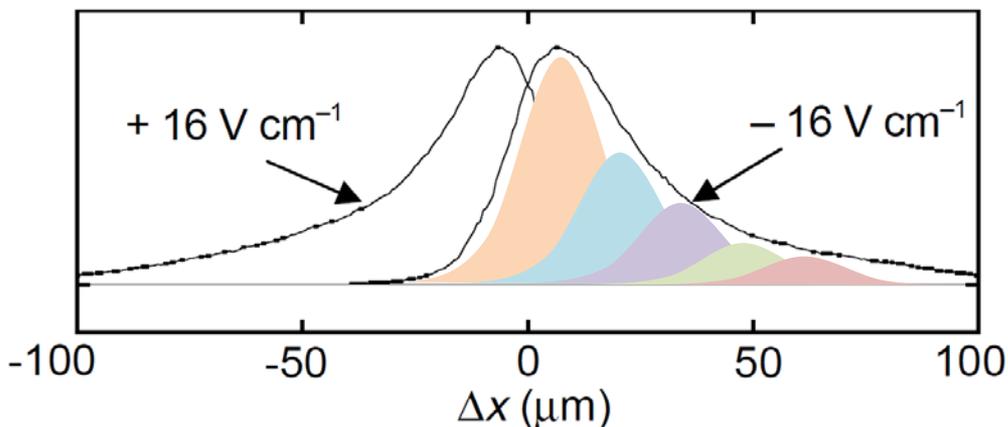
“非共鳴”磁場

共鳴スピン増幅

$$M_s(\Delta t, B) = \sum_n \Theta(\Delta t + nt_{rep}) A \cos \left[\frac{g\mu_B B}{\hbar} (\Delta t + nt_{rep}) \right] \exp \left(-\frac{\Delta t + nt_{rep}}{T_2^*} \right)$$

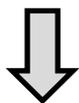


スピンのコヒーレント輸送

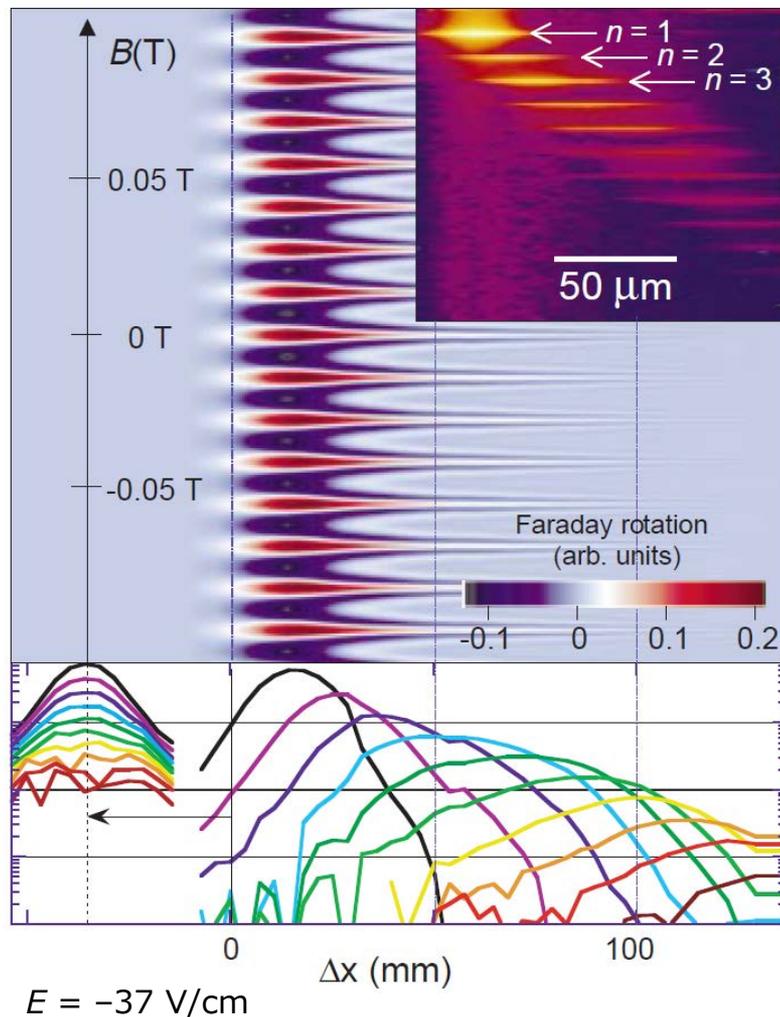


- 電子スピン注入(!)
- 100 μm 以上の輸送(空間分解能12 μm)
- 異なるパルスで励起されたスピンパケットの重ね合わせ

$$\omega_L = \frac{g\mu_B B}{\hbar} (\Delta t + nt_{rep})$$



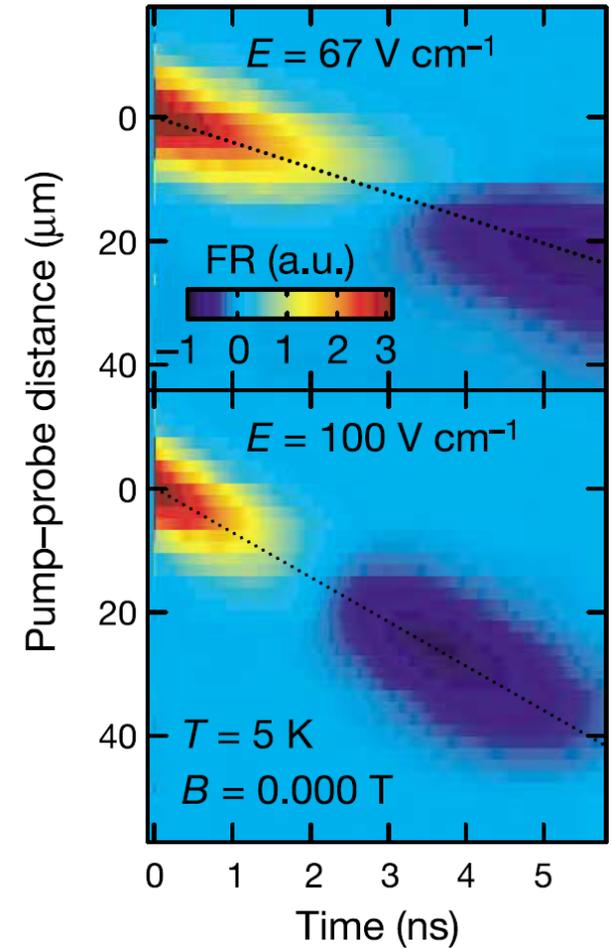
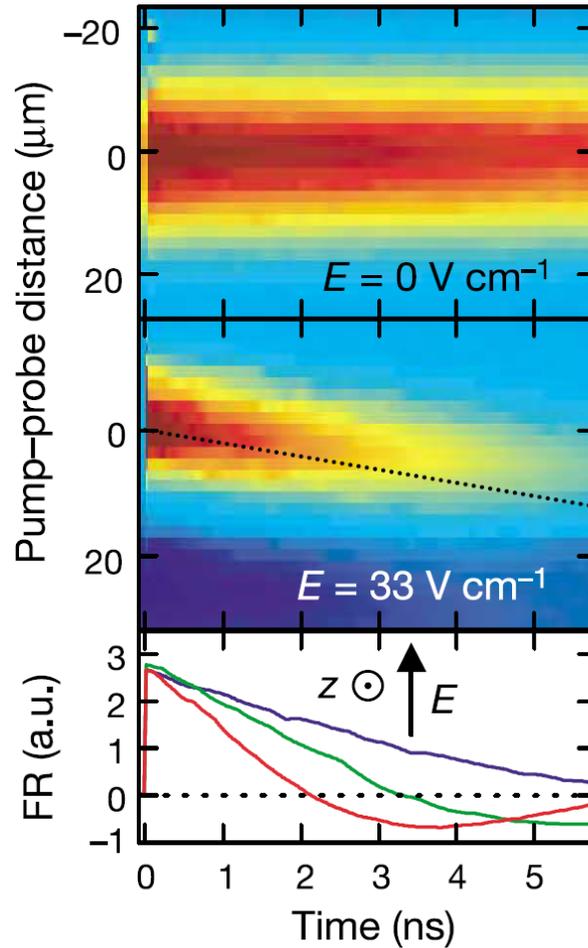
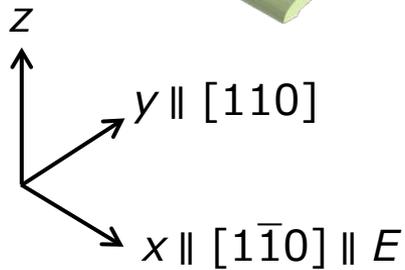
RSAのFTによりパケットを分離



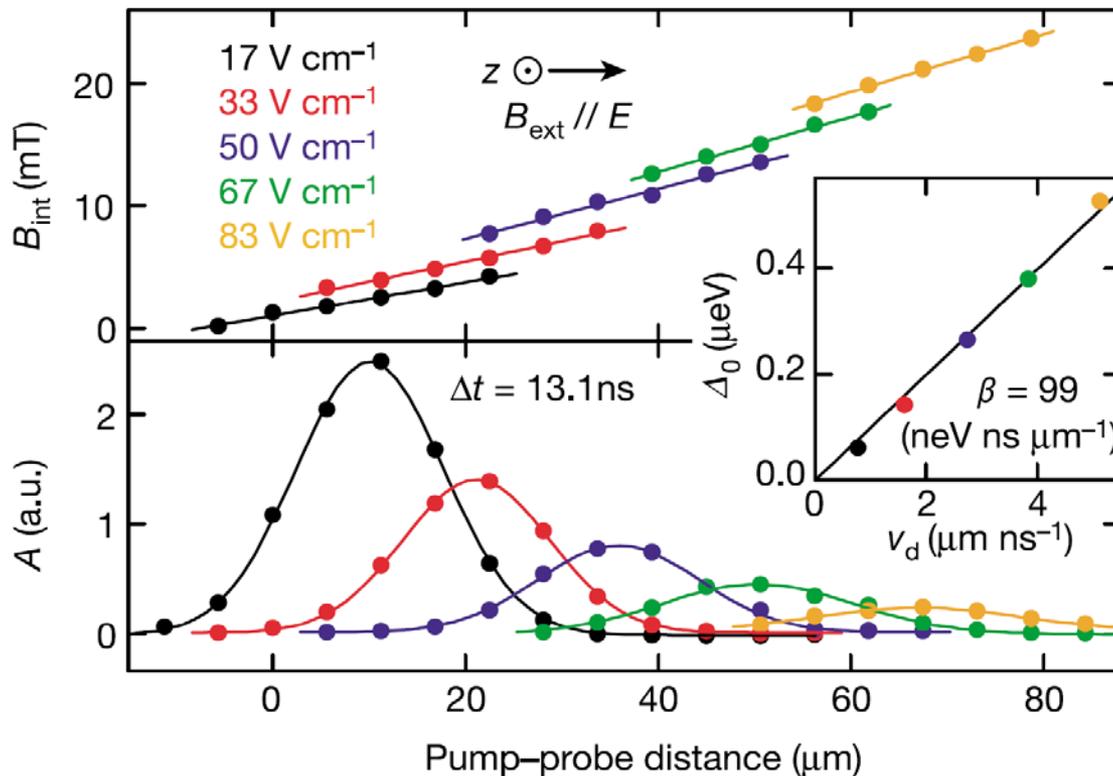
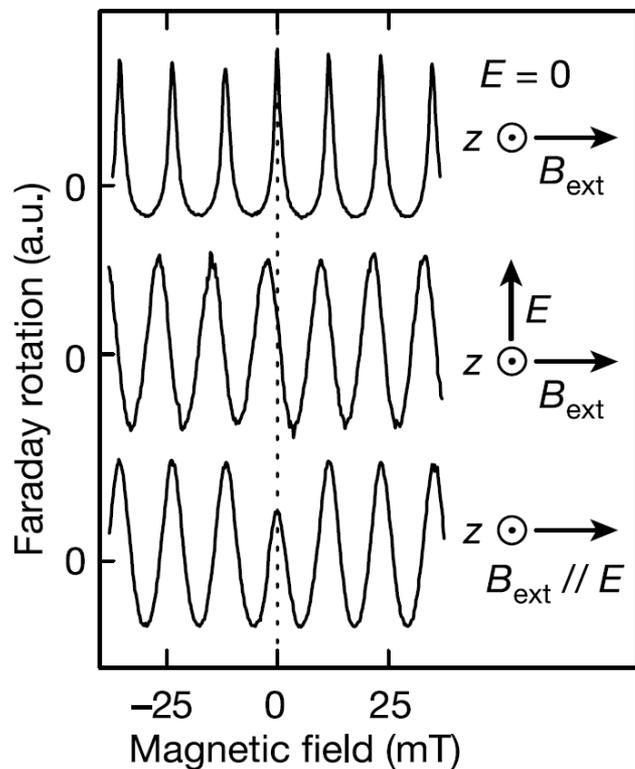
ゼロ磁場スピン回転

メンブレイン構造による歪

バルク n -GaAs(001)
 $300 \times 100 \times 2 \mu\text{m}^3$



ゼロ磁場スピン回転



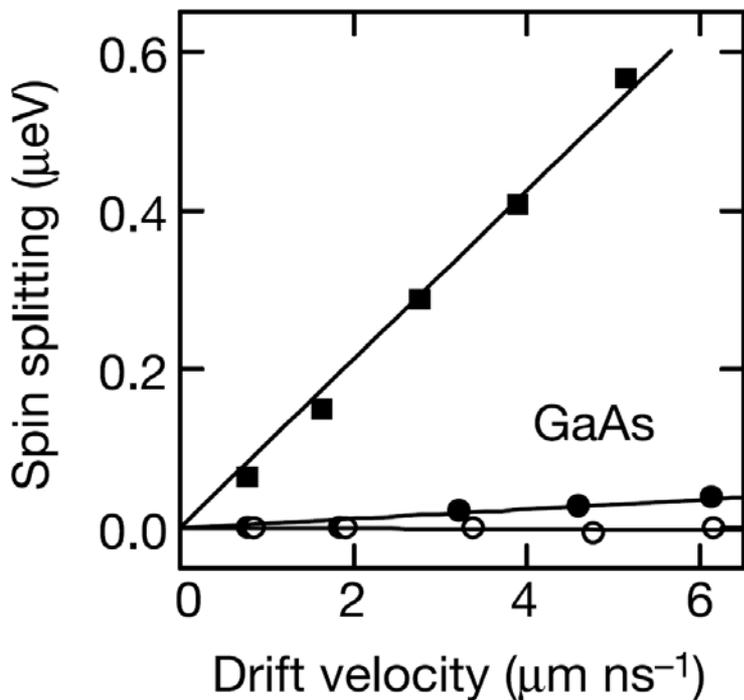
内部磁場 B_{int} の解析($\Delta t = 13.1 \text{ ns}$)

$$A \cos(g\mu_B \sqrt{B_{\text{ext}}^2 + B_{\text{int}}^2} \Delta t / \hbar)$$

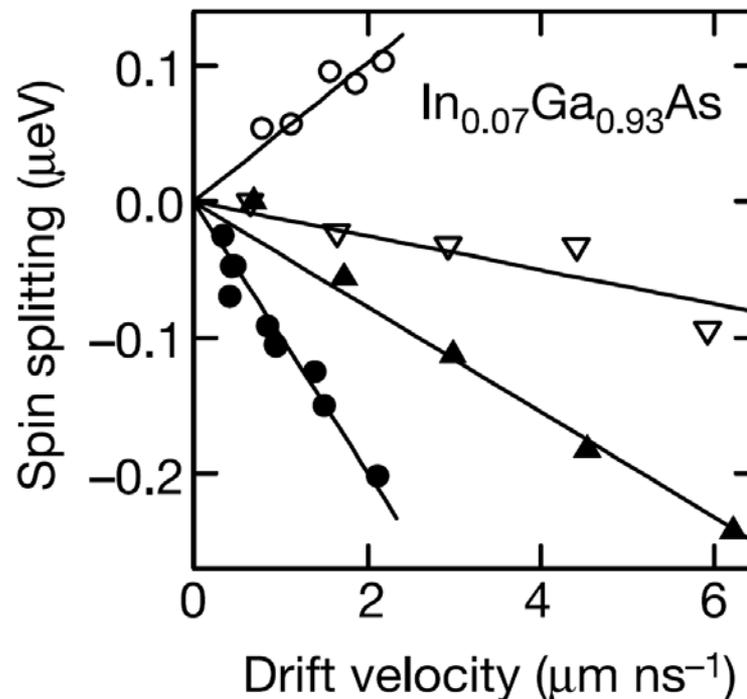
スピン分裂 Δ_0 とドリフト速度 v_d の関係

$$\Delta_0 = g\mu_B B_{\text{int}} = \beta v_d$$

ゼロ磁場スピン回転



- Membrane
- w/ substrate, $E \parallel [110]$
- w/ substrate, $E \parallel [1-10]$

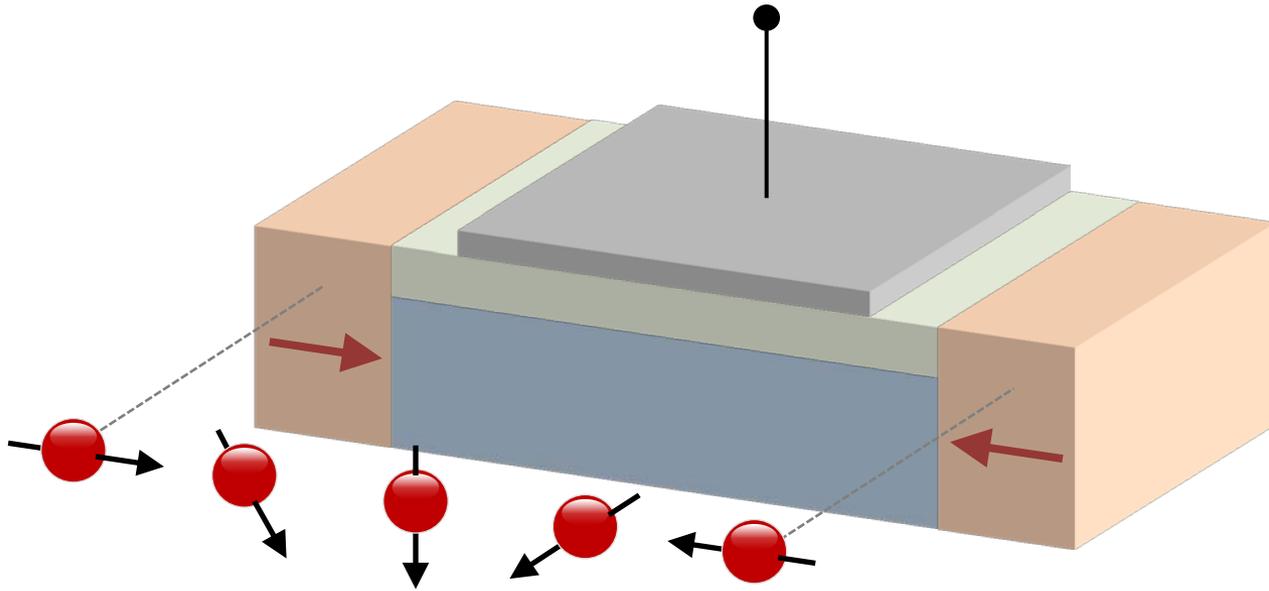


- $E \parallel [110]$, 200 nm
- ▽ $E \parallel [110]$, 2000 nm
- ▲ $E \parallel [1-10]$, 2000 nm
- $E \parallel [1-10]$, 200 nm



スピンFETの要素技術

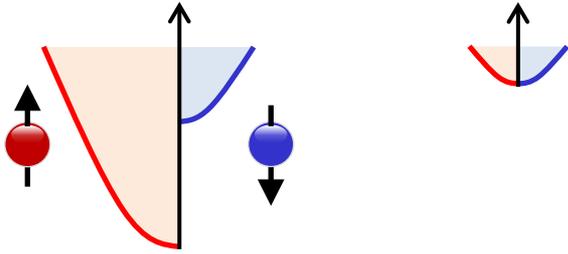
1. ラッシュバ効果のゲート制御



2. スピンのコヒーレント輸送

3. スピン注入/検出

コンダクタンスミスマッチ



スピン偏極率(F層) $p = \frac{\sigma_{\uparrow}^F - \sigma_{\downarrow}^F}{\sigma_{\uparrow}^F + \sigma_{\downarrow}^F}$

スピン拡散長 $\lambda_{F/S}$

電気伝導度 $\sigma_{F/S}$

強磁性金属(F)

半導体(S)

$$\frac{j_{\uparrow} - j_{\downarrow}}{j_c} = \frac{p}{1 + (1 - p^2) \frac{\sigma_F \lambda_S}{\sigma_S \lambda_F}} \exp\left(-\frac{x}{\lambda_S}\right)$$

$\gg 1$

強磁性金属から半導体への高効率スピン注入は期待できない

打開策

- トンネルバリア
- ハーフメタル($p = 1$)
- スピンポンピング

III-V族稀薄磁性半導體

VOLUME 63, NUMBER 17

PHYSICAL REVIEW LETTERS

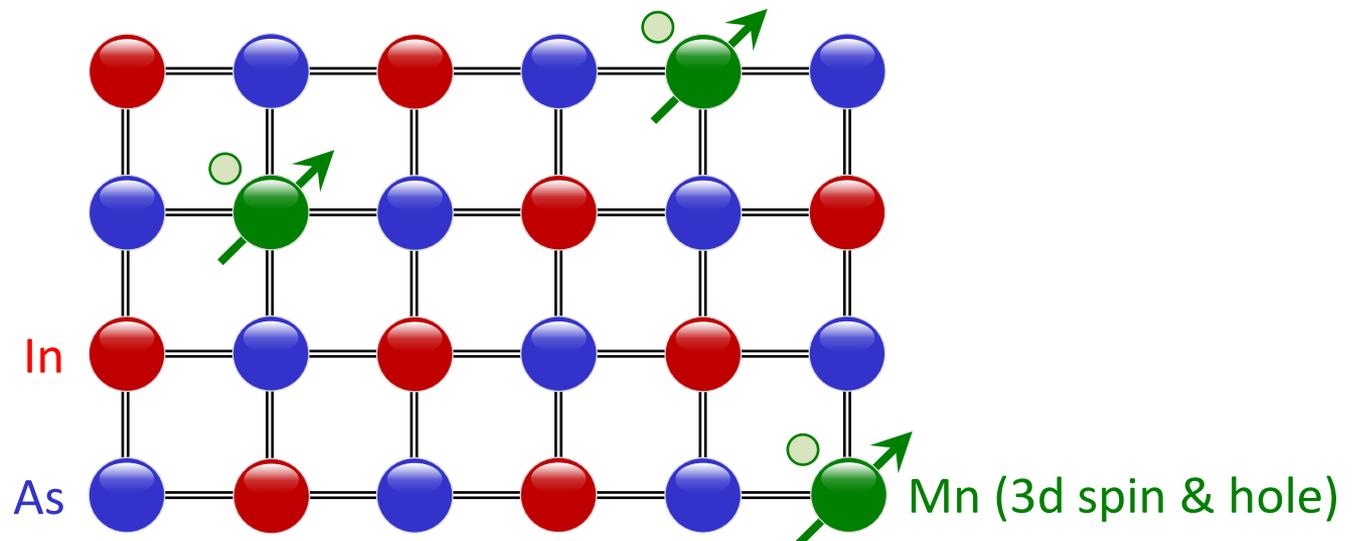
23 OCTOBER 1989

Diluted Magnetic III-V Semiconductors

H. Munekata, H. Ohno,^(a) S. von Molnar, Armin Segmüller, L. L. Chang, and L. Esaki
IBM T. J. Watson Research Center, P.O. Box 218, Yorktown Heights, New York 10598
(Received 8 August 1989)

A new diluted magnetic III-V semiconductor of $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ ($x \leq 0.18$) has been produced by molecular-beam epitaxy. Films grown at 300°C are predominantly ferromagnetic and their properties suggest the presence of MnAs clusters. Films grown at 200°C , however, are predominantly paramagnetic, and the lattice constant decreases with increasing Mn composition; both are indicative of the formation of a homogeneous alloy. These films have n -type conductivity and reduced band gaps.

Phys. Rev. Lett. **63**, 1849 (1989) Munekata *et al.*



III-V族希薄磁性半導體

(Ga,Mn)As: A new diluted magnetic semiconductor based on GaAs

H. Ohno^{a)}

Laboratory for Electronic Intelligent Systems, Research Institute of Electrical Communication, Tohoku University, Sendai 980-77, Japan, and Research Development Corporation of Japan (JRDC)

A. Shen and F. Matsukura

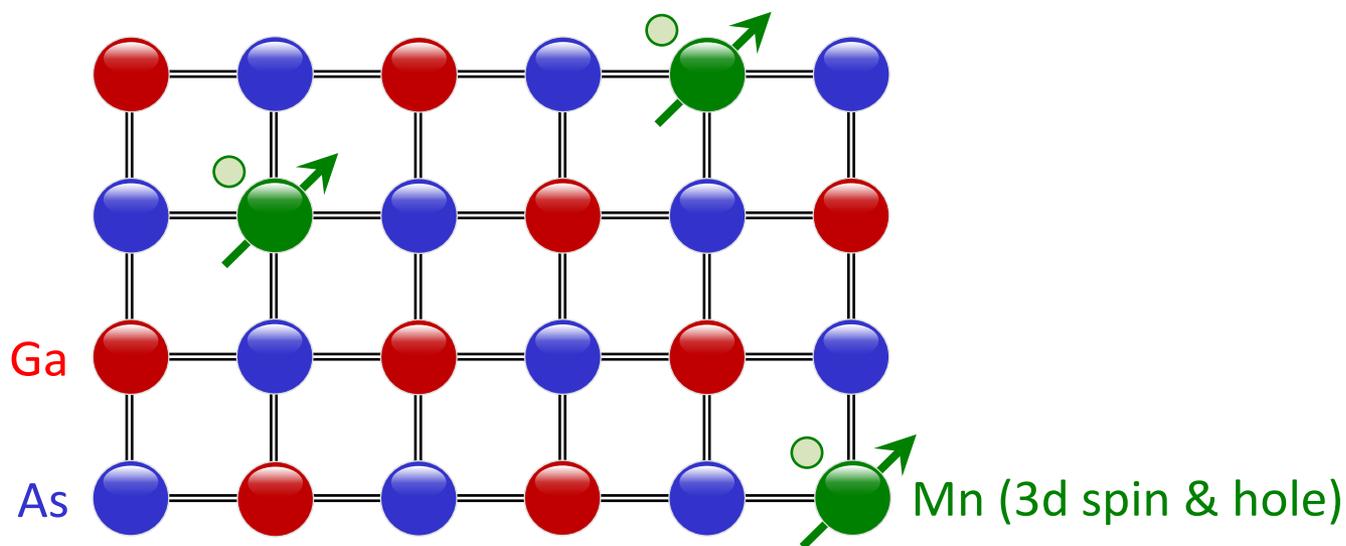
Laboratory for Electronic Intelligent Systems, Research Institute of Electrical Communication, Tohoku University, Sendai 980-77, Japan

A. Oiwa, A. Endo, S. Katsumoto, and Y. Iye

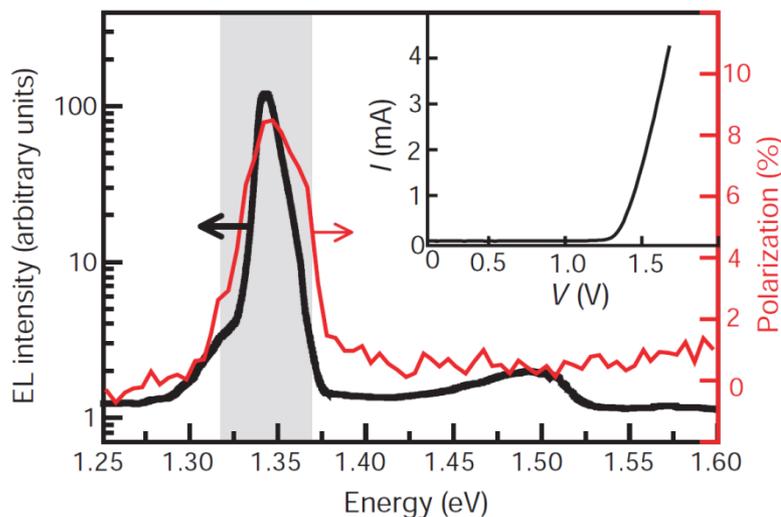
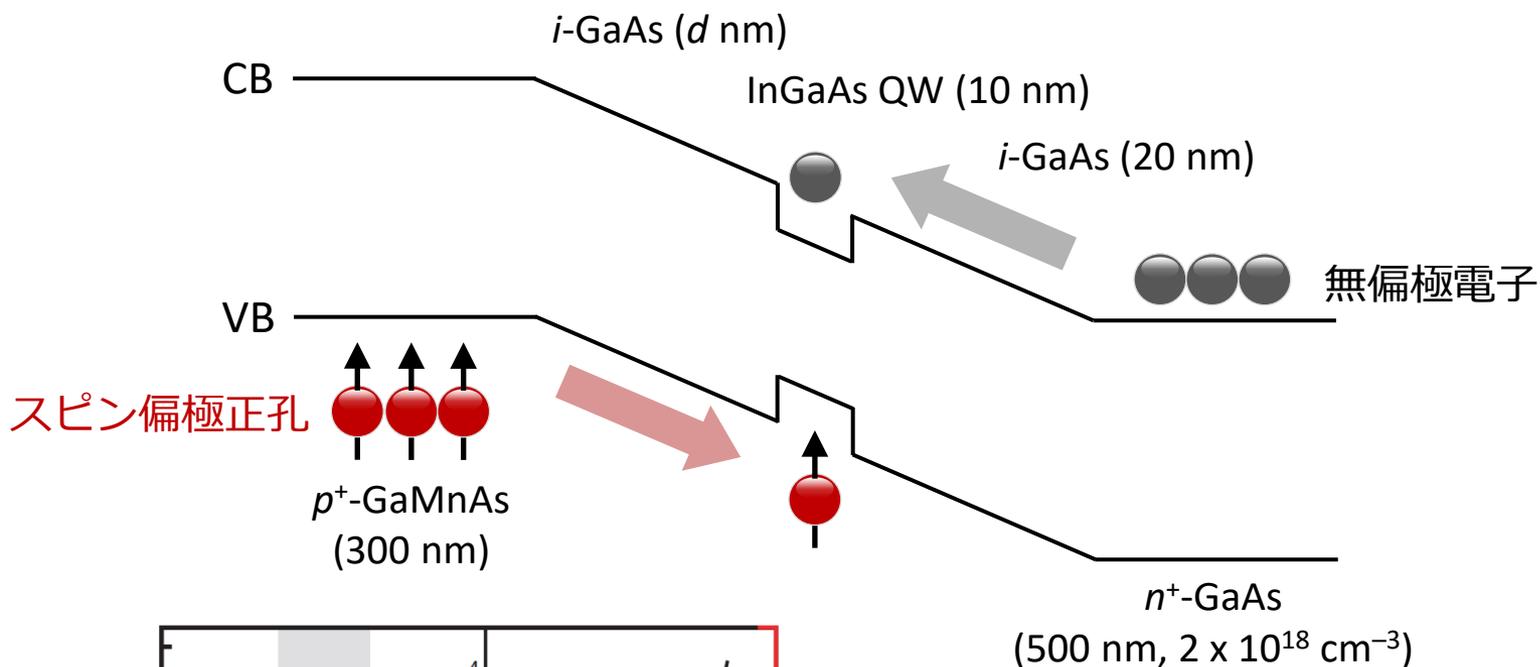
Institute for Solid State Physics, University of Tokyo, Tokyo 106, Japan

(Received 2 February 1996; accepted for publication 10 May 1996)

Appl. Phys. Lett. **69**, 363 (1996) Ohno *et al.*



磁性半導体からのスピン注入

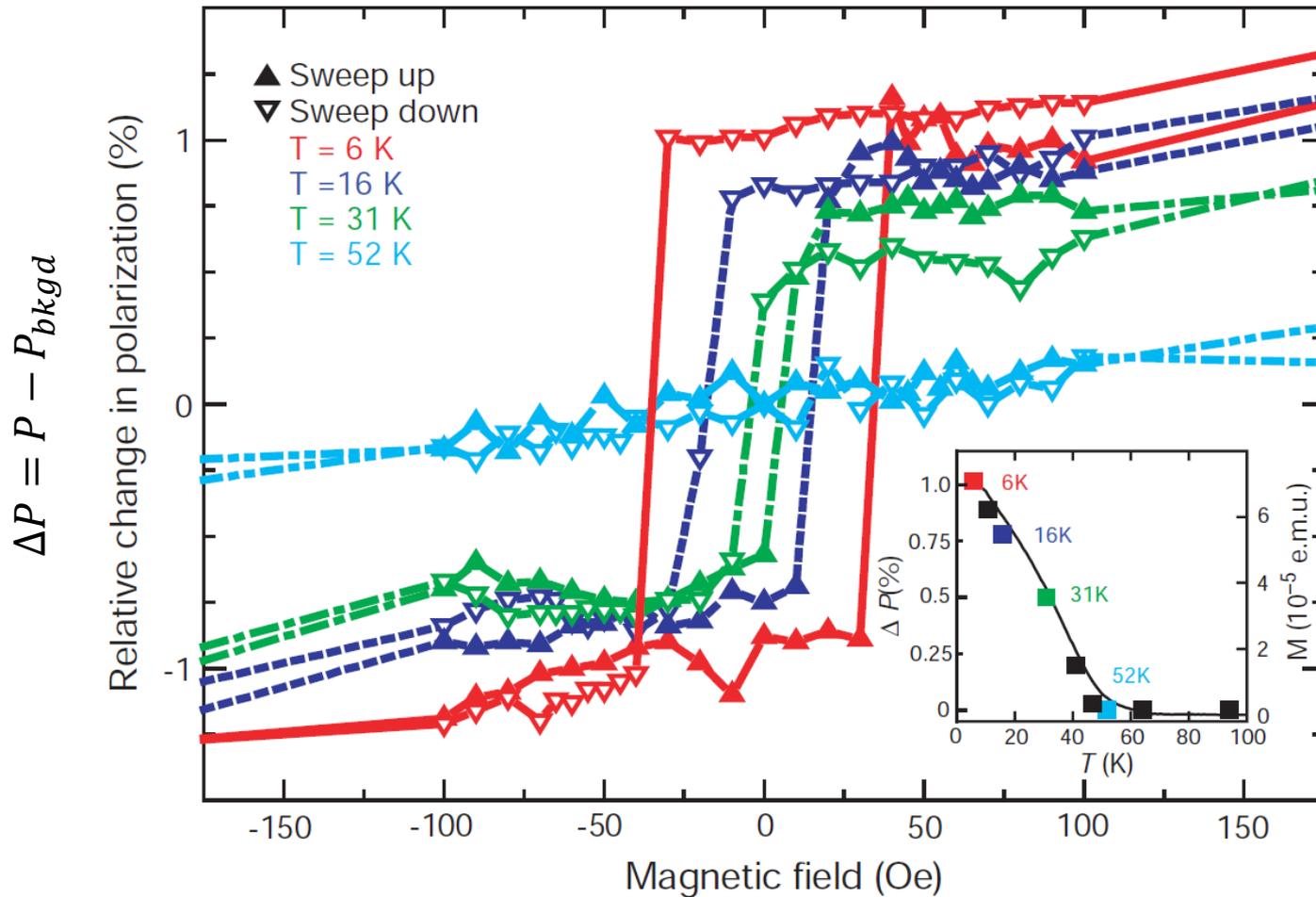


$d = 20 \text{ nm}, 6 \text{ K}, 1.43 \text{ mA}, 1000 \text{ Oe}$

$$P = \frac{I^+ - I^-}{I^+ + I^-}$$

Nature **402**, 790 (1999) Ohno *et al.*

磁性半導体からのスピン注入

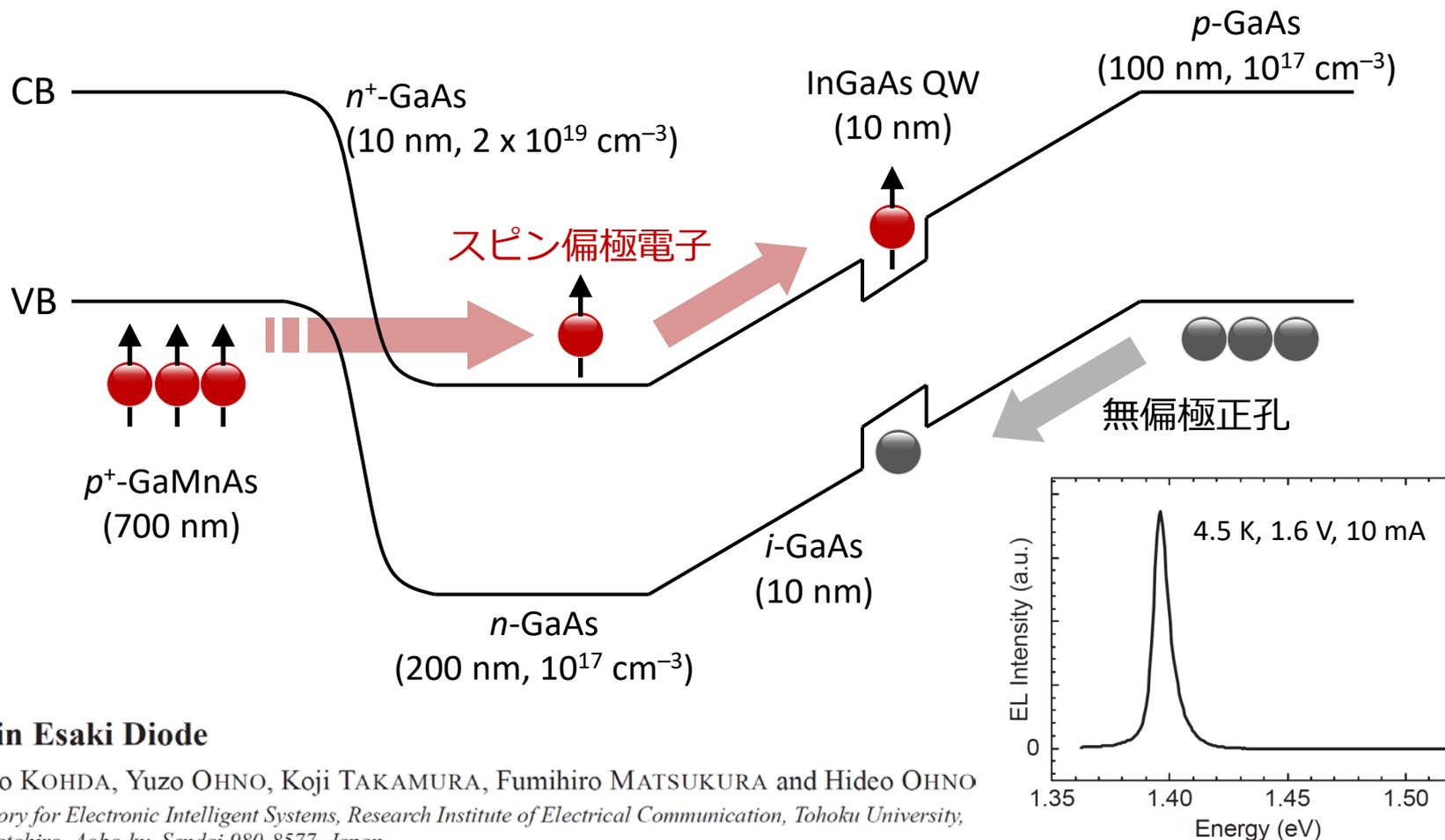


$d = 140$ nm, $E = 1.34$ eV, 2.8 mA

Nature **402**, 790 (1999) Ohno *et al.*

スピンエサキダイオード

磁性半導体はp型なので**正孔スピン注入** → **電子スピン注入**できないか？

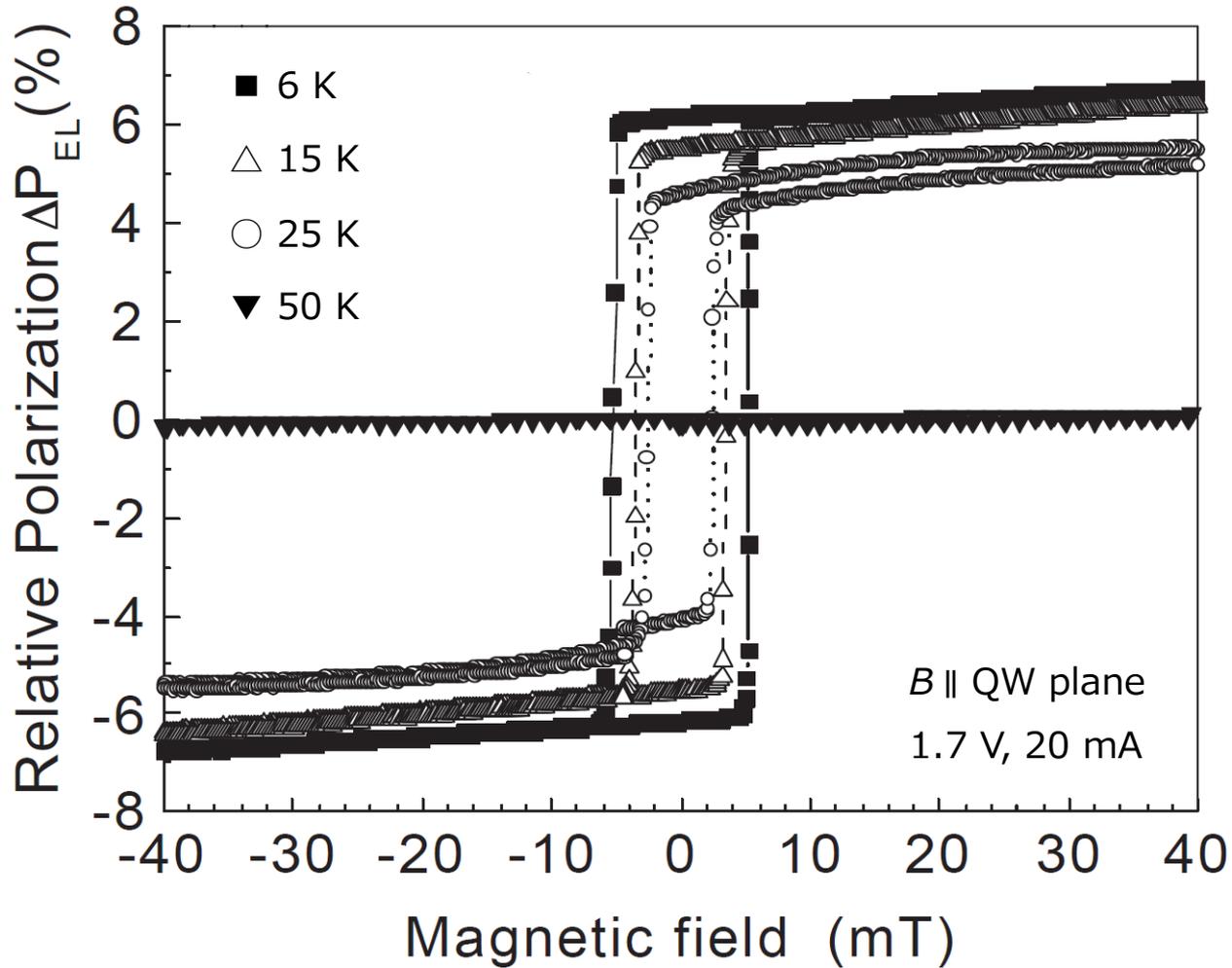


A Spin Esaki Diode

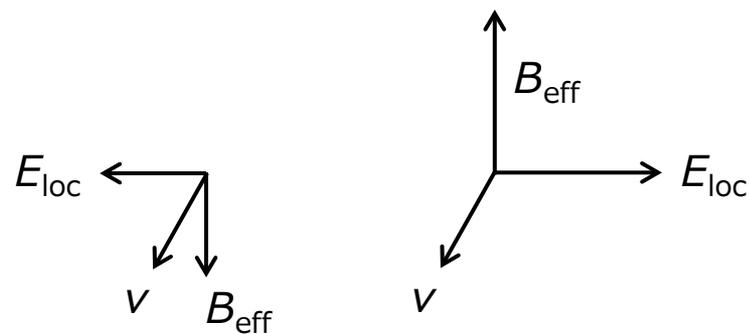
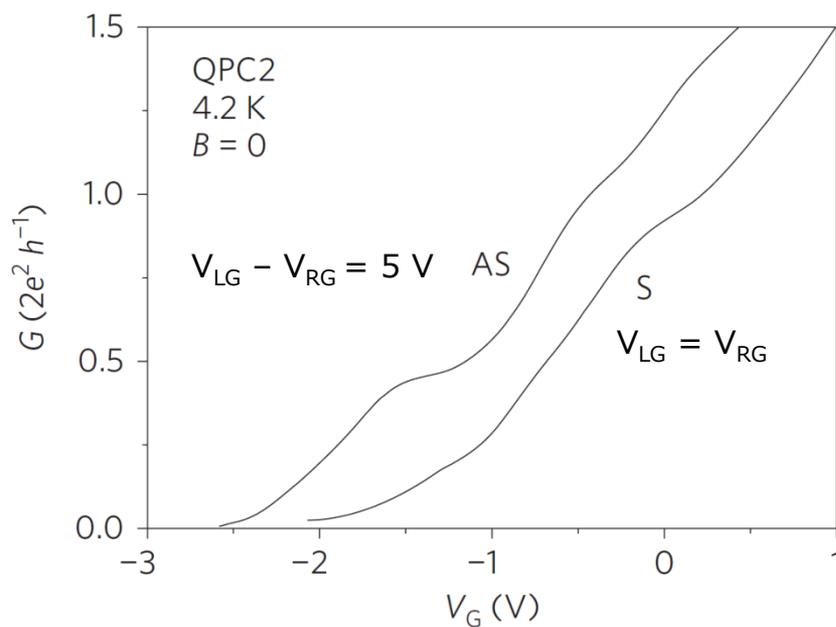
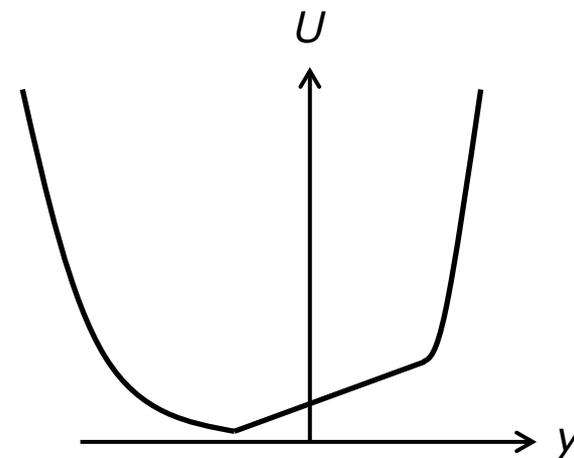
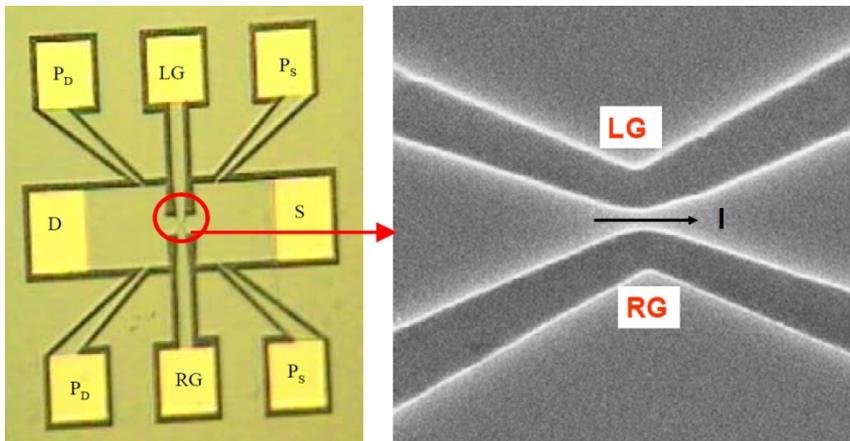
Makoto KOHDA, Yuzo OHNO, Koji TAKAMURA, Fumihiro MATSUKURA and Hideo OHNO
Laboratory for Electronic Intelligent Systems, Research Institute of Electrical Communication, Tohoku University,
2-1-1 Katahira, Aoba-ku, Sendai 980-8577, Japan

Jpn. J. Appl. Phys. **40**, L1274 (2001) Kohda et al.

スピンエサキダイオード

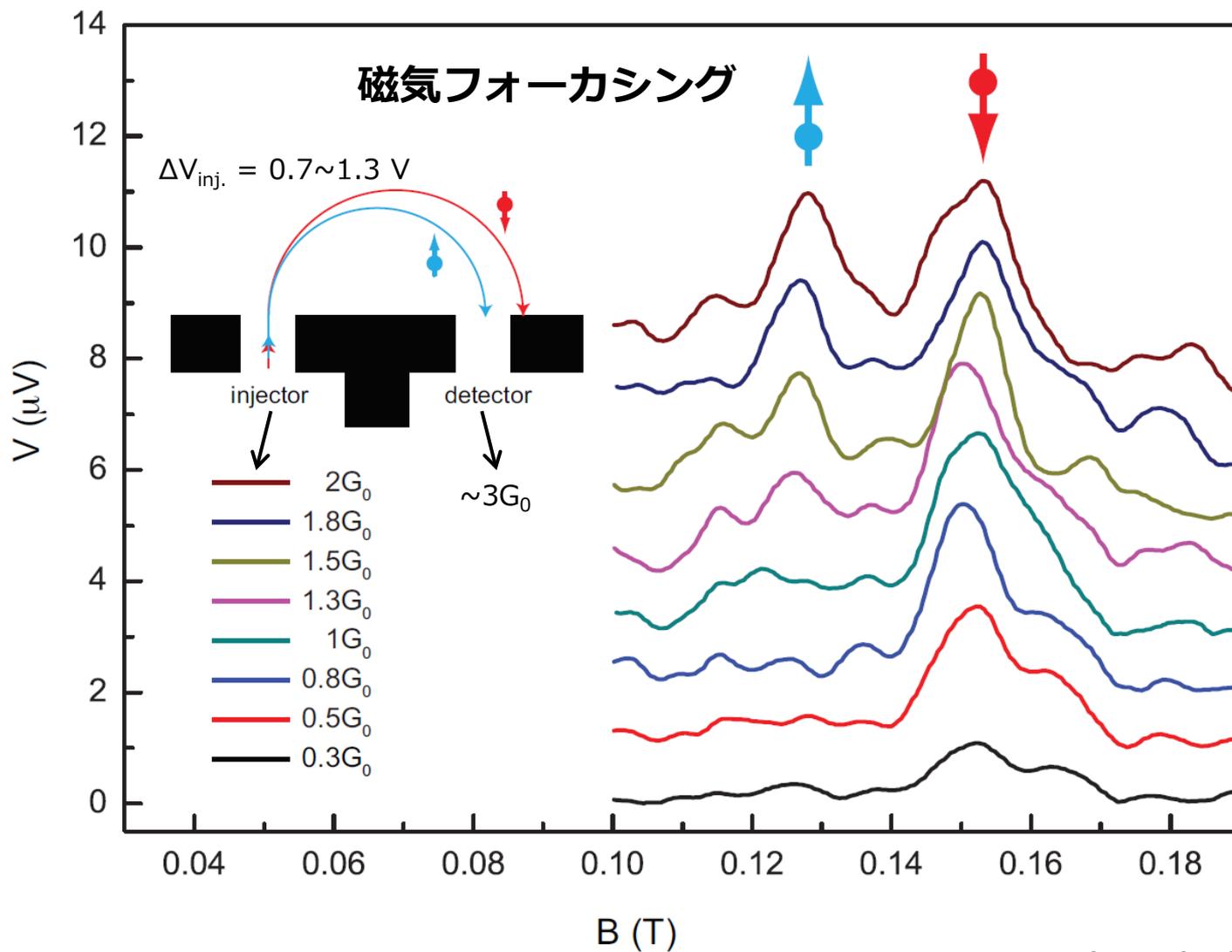


非対称QPCによるスピン偏極



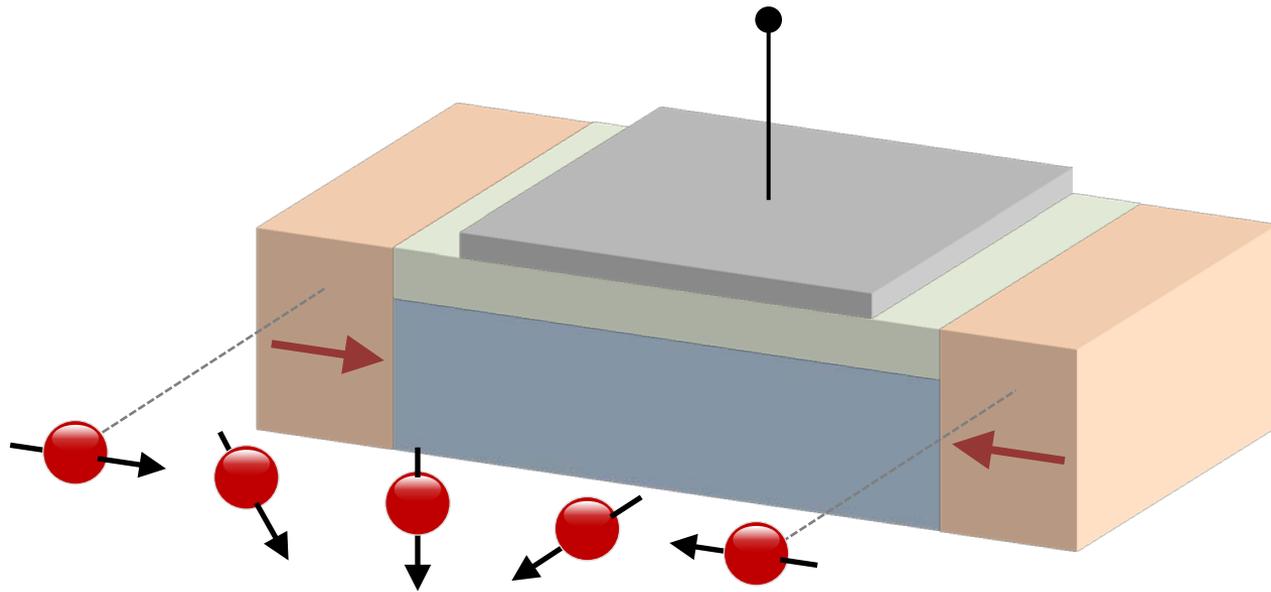
$$\mathbf{B}_{\text{eff}} \propto \mathbf{p} \times \mathbf{E}$$

非対称QPCによるスピン偏極



全部組み合わせる

1. ラッシュバ効果のゲート制御



2. スピンのコヒーレント輸送

3. スピン注入/検出

スピンFETのプロトタイプ

Imaging Spin Transport in Lateral Ferromagnet/Semiconductor Structures

S. A. Crooker,^{1*} M. Furis,¹ X. Lou,² C. Adelman,³ D. L. Smith,⁴
C. J. Palmstrøm,³ P. A. Crowell²

Science **309**, 2191 (2005) Crooker *et al.*

Control of Spin Precession in a Spin-Injected Field Effect Transistor

Hyun Cheol Koo,¹ Jae Hyun Kwon,¹ Jonghwa Eom,^{1,2} Joonyeon Chang,^{1*}
Suk Hee Han,¹ Mark Johnson³

Science **325**, 1515 (2009) Koo *et al.*

Electronic measurement and control of spin transport in silicon

Ian Appelbaum¹, Biqin Huang¹ & Douwe J. Monsma²

Nature **447**, 295 (2007) Appelbaum *et al.*

Electrical detection of spin transport in lateral ferromagnet–semiconductor devices

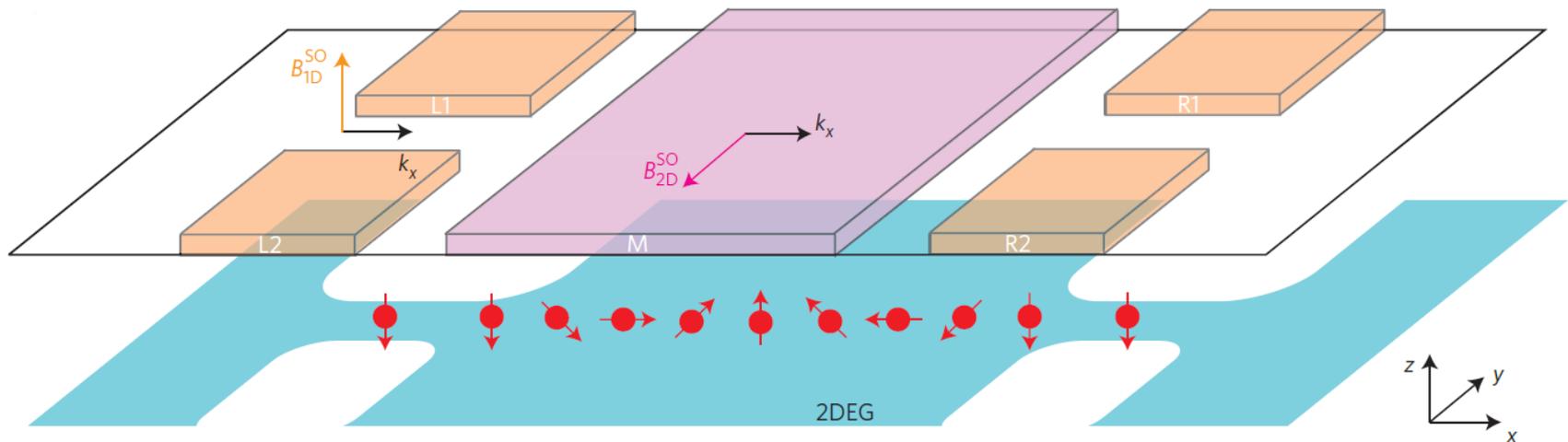
Nature Phys. **3**, 197 (2007) Lou *et al.*

XIAOHUA LOU¹, CHRISTOPH ADELMANN², SCOTT A. CROOKER³, ERIC S. GARLID¹, JIANJIE ZHANG¹,
K. S. MADHUKAR REDDY², SOREN D. FLEXNER², CHRIS J. PALMSTRØM² AND PAUL A. CROWELL^{1*}

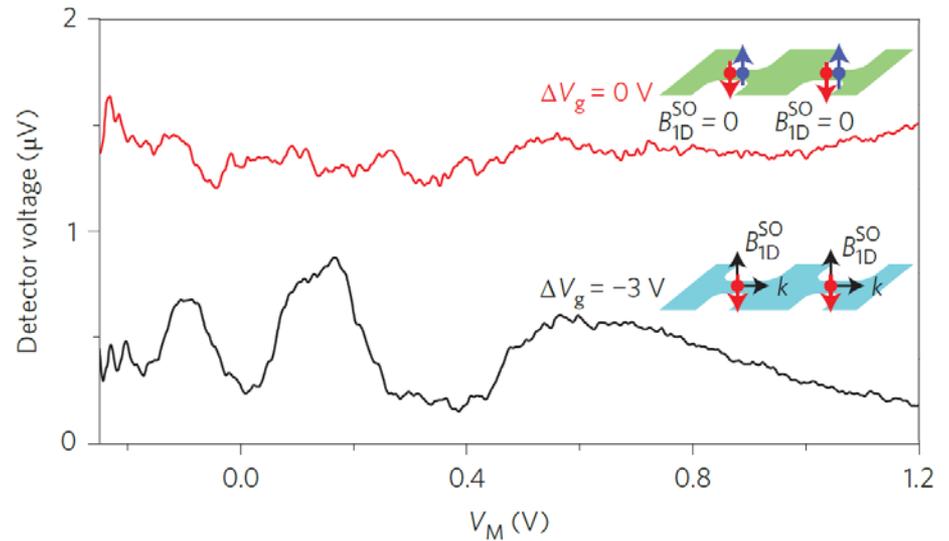
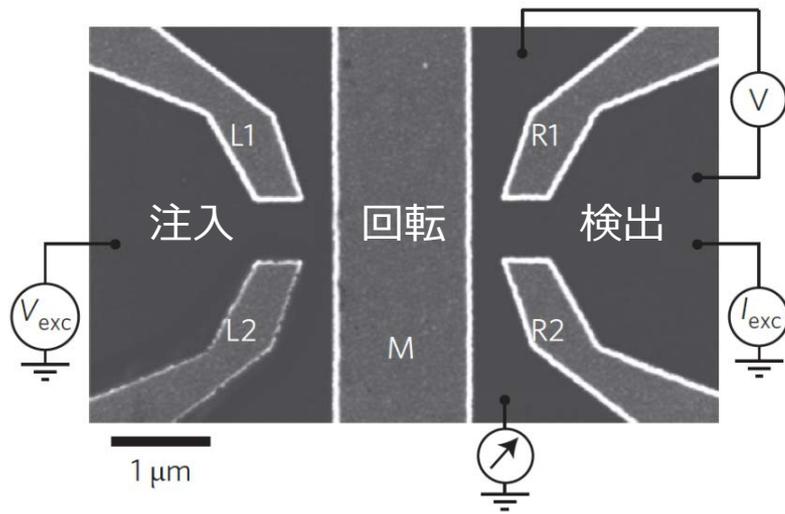
スピンFETのプロトタイプ

All-electric all-semiconductor spin field-effect transistors

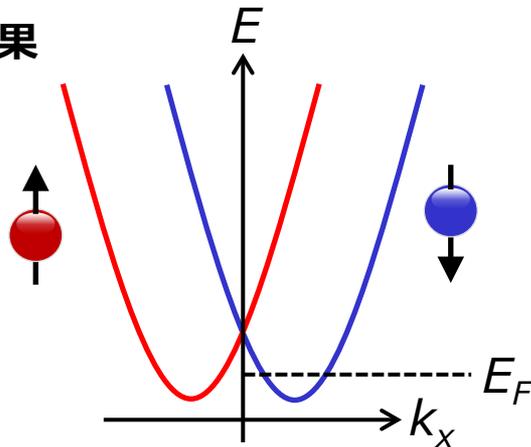
Pojen Chuang^{1†}, Sheng-Chin Ho^{1†}, L. W. Smith², F. Sfigakis², M. Pepper³, Chin-Hung Chen¹, Ju-Chun Fan¹, J. P. Griffiths², I. Farrer², H. E. Beere², G. A. C. Jones², D. A. Ritchie² and Tse-Ming Chen^{1*}



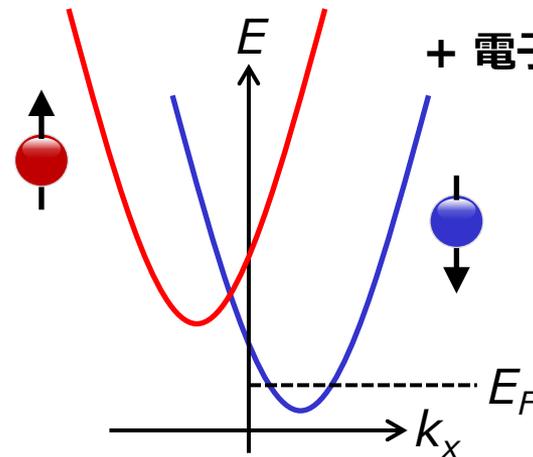
スピンFETのプロトタイプ



ラッシュバ効果

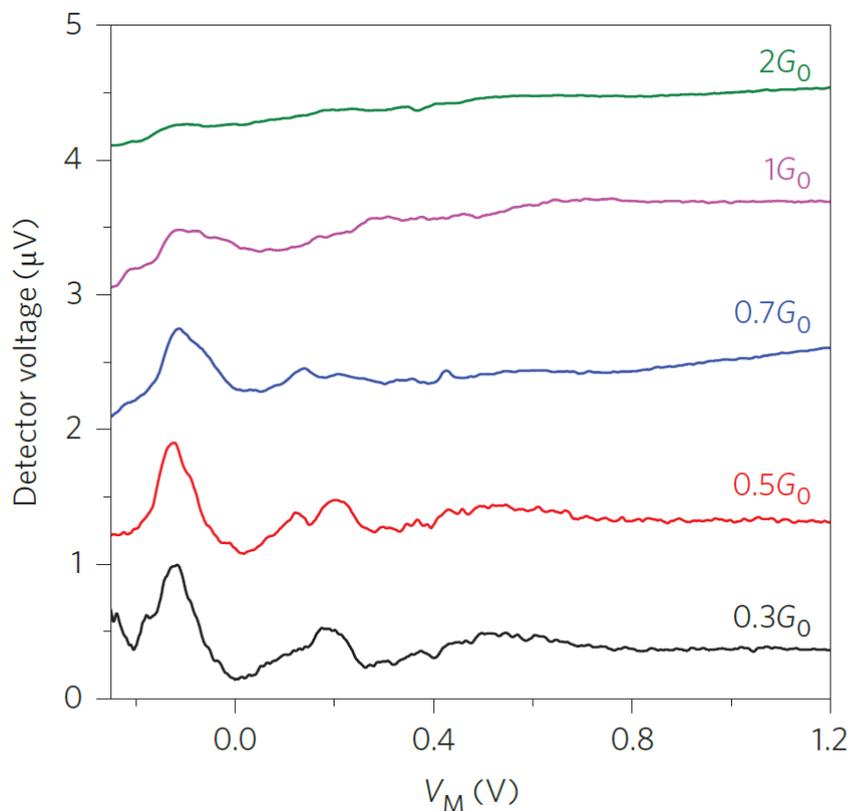


+ 電子間相互作用

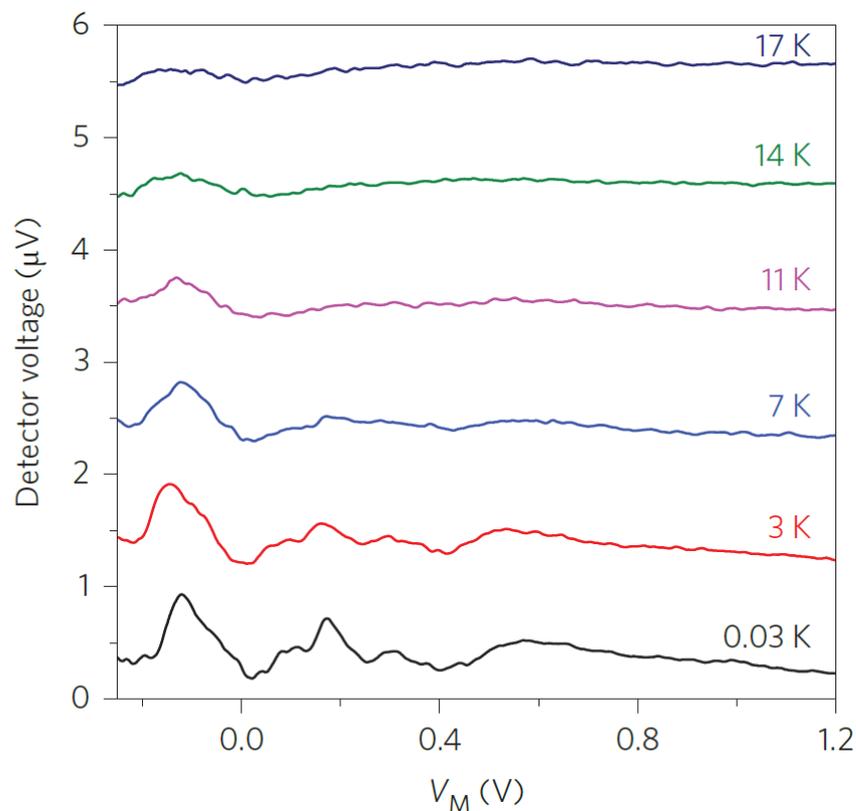


スピンFETのプロトタイプ

QPCコンダクタンス依存性

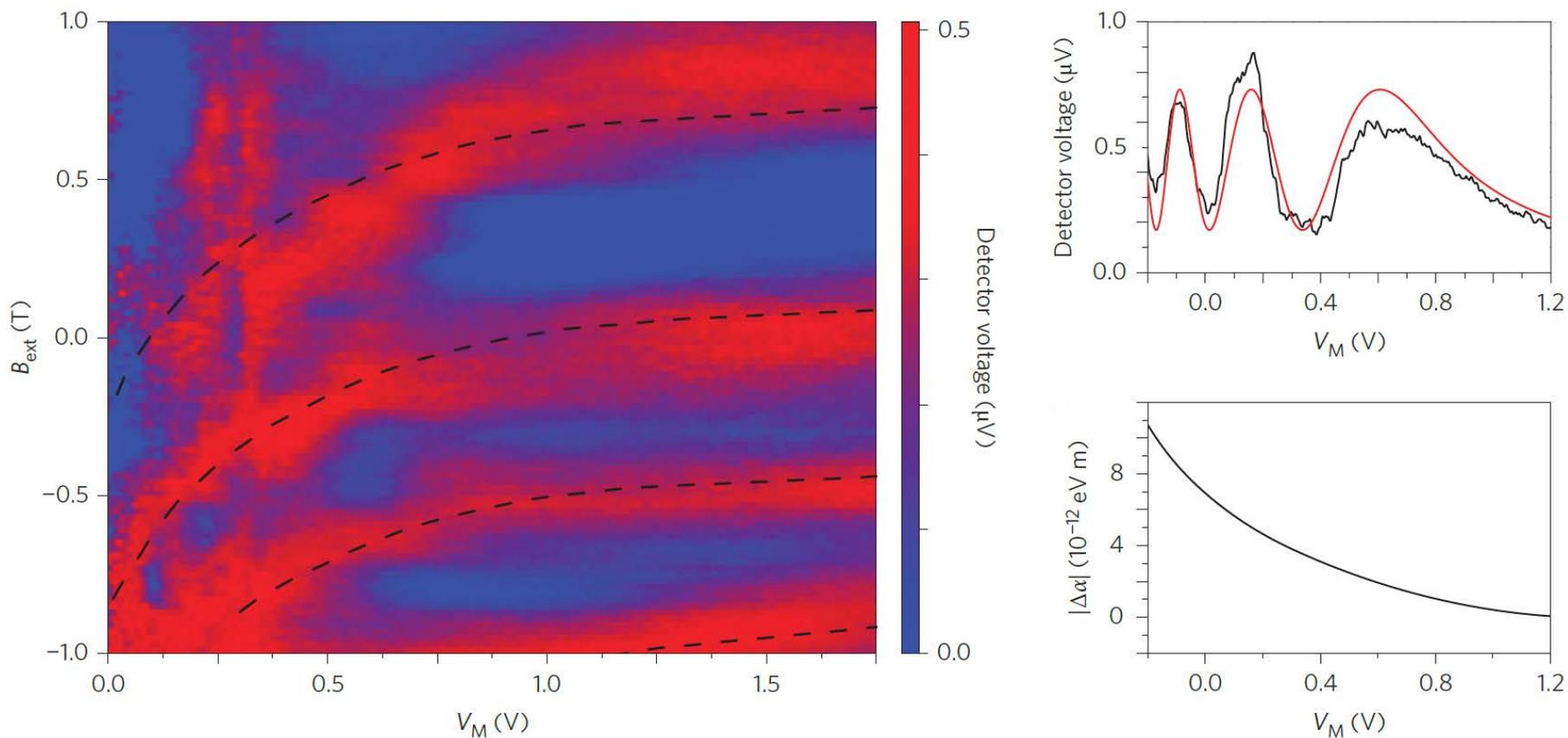


温度依存性



スピンFETのプロトタイプ

外部磁場 || 内部磁場での回転角制御



参考書

- D. D. Awschalom, D. Loss & N. Samarth [Eds.] (2002)
 - **“Semiconductor Spintronics and Quantum Computation”**
- R. Winkler (2003)
 - **“Spin–Orbit Coupling Effects in Two-Dimensional Electron and Hole Systems”**
- 中村浩之、守谷頼、古賀貴亮
 - **“ラシュバ効果の新展開”**
 - 固体物理 **49**, (9) 519 (2014)