

## Appendix A

### ジnkブレンド型半導体の円偏光に対する選択則

ジnkブレンド型半導体の $\Gamma$ 点における波動関数は、伝導帯では s-state like 価電子帯では、p-state like となっている。伝導帯の波動関数は次のように表わすことができる。

$$\left| \frac{1}{2} \quad \frac{1}{2} \right\rangle = S \uparrow \quad (\text{A.1})$$

$$\left| \frac{1}{2} \quad -\frac{1}{2} \right\rangle = S \downarrow \quad (\text{A.2})$$

また、価電子帯の波動関数は、スピン角運動量と軌道角運動量の固有関数の一次結合で表わすことができる。

$$\begin{bmatrix} \left| \frac{3}{2} \quad \frac{3}{2} \right\rangle \\ \left| \frac{3}{2} \quad \frac{1}{2} \right\rangle \\ \left| \frac{3}{2} \quad -\frac{1}{2} \right\rangle \\ \left| \frac{3}{2} \quad -\frac{3}{2} \right\rangle \\ \left| \frac{1}{2} \quad \frac{1}{2} \right\rangle \\ \left| \frac{1}{2} \quad -\frac{1}{2} \right\rangle \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \sqrt{\frac{2}{3}} & 0 & \sqrt{\frac{1}{3}} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \sqrt{\frac{1}{3}} & 0 & \sqrt{\frac{1}{3}} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & \sqrt{\frac{1}{3}} & 0 & -\sqrt{\frac{2}{3}} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \sqrt{\frac{2}{3}} & 0 & -\sqrt{\frac{1}{3}} & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} |1 \ 1\rangle \uparrow \\ |1 \ 0\rangle \uparrow \\ |1 \ -1\rangle \uparrow \\ |1 \ 1\rangle \downarrow \\ |1 \ 0\rangle \downarrow \\ |1 \ -1\rangle \downarrow \end{bmatrix} \quad (\text{A.3})$$

ただし、 $|Jm_j\rangle$  表示の  $J$  は角運動量、 $m_j$  は角運動量の量子化軸への投影成分、 $\uparrow$ 、 $\downarrow$  はスピンの上向き、下向きの状態を表す。

$$|1 \ 1\rangle = -\sqrt{\frac{1}{2}}(X + iY) \quad (\text{A.4})$$

$$|1 \ 0\rangle = Z \quad (\text{A.5})$$

$$|1 \ -1\rangle = \sqrt{\frac{1}{2}}(X - iY) \quad (\text{A.6})$$

左右円偏光に対する演算子を次の様に表す。

$$\sigma^+ = \frac{1}{\sqrt{2}}(P_X + iP_Y) \quad (\text{A.7})$$

$$\sigma^- = \frac{1}{\sqrt{2}}(P_X - iP_Y) \quad (\text{A.8})$$

ただし、 $|P_x| = |P_y| = M$ とする。 $\sigma^+$ に対する遷移確率を計算し、0にならない成分を示すと次のようになる。

$$\left\langle \frac{1}{2} - \frac{1}{2} | \sigma^+ | \frac{3}{2} - \frac{3}{2} \right\rangle = M \quad (\text{A.9})$$

$$\left\langle \frac{1}{2} \quad \frac{1}{2} | \sigma^+ | \frac{3}{2} - \frac{1}{2} \right\rangle = \sqrt{\frac{1}{3}} M \quad (\text{A.10})$$

$$\left\langle \frac{1}{2} \quad \frac{1}{2} | \sigma^+ | \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \right\rangle = \sqrt{\frac{2}{3}} M \quad (\text{A.11})$$

遷移強度  $I$ は、

$$\left| \left\langle \frac{1}{2} - \frac{1}{2} | \sigma^+ | \frac{3}{2} - \frac{3}{2} \right\rangle \right|^2 = M^2 \quad (\text{A.12})$$

$$\left| \left\langle \frac{1}{2} \quad \frac{1}{2} | \sigma^+ | \frac{3}{2} - \frac{1}{2} \right\rangle \right|^2 = \frac{1}{3} M^2 \quad (\text{A.13})$$

$$\left| \left\langle \frac{1}{2} \quad \frac{1}{2} | \sigma^+ | \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \right\rangle \right|^2 = \frac{2}{3} M^2 \quad (\text{A.14})$$

となる。従って、バルクの GaAs 結晶における重い正孔 ( $|\frac{3}{2} - \frac{3}{2}\rangle$ ) と軽い正孔 ( $|\frac{3}{2} - \frac{1}{2}\rangle$ ) の遷移確率の比は 3:1 となる。

## Appendix B

### NEA 表面電荷制限効果

JLCのような線形加速器に偏極電子源を応用する上で、偏極度の高さとともに、引き出されるピーク電流の大きさも非常に重要となってくる。

1991年には、SLACにおいて結晶の量子効率に依存して、取り出せる電荷量が制限されてしまい、電子銃の持つ空間制限電流値を引き出すことができないという現象が新たに発見された。この現象はNEA表面電荷制限効果 (NEA Surface Charge limit effect) と呼ばれる。これは伝導帯に励起された電子のうち、先行して真空中へ出ようとする電子の一部が表面近傍に滞り、後続してくる電子に対して一時的にこれを邪魔をするように働く、一種の結晶表面での空間電荷効果のためであろうと考えられている。従って、表面からいかに多くの電子を真空中へ出せるかが非常に重要となると考えられる。

高エネルギー物理学研究所-名古屋大学-NECで開発した結晶表面だけを高濃度のドーピングを行い高い量子効率の得られたAlGaAs-GaAs超格子を用いて、SLACの偏極電子銃に装着し、このNEA表面電荷制限効果を調べる実験を、まず1993年に行った。その結果、AlGaAs-GaAs超格子ではこの効果を受けることなく、空間電荷制限効果で決まる最大のピーク電流 ( $2.3 \times 10^{11}$  electrons / 2.5 ns) が引き出せることが分かった [8]。Figure B.1, B.2 にレーザーパワーに対する引き出し電流、ビーム強度の時間変化をそれぞれ示す。

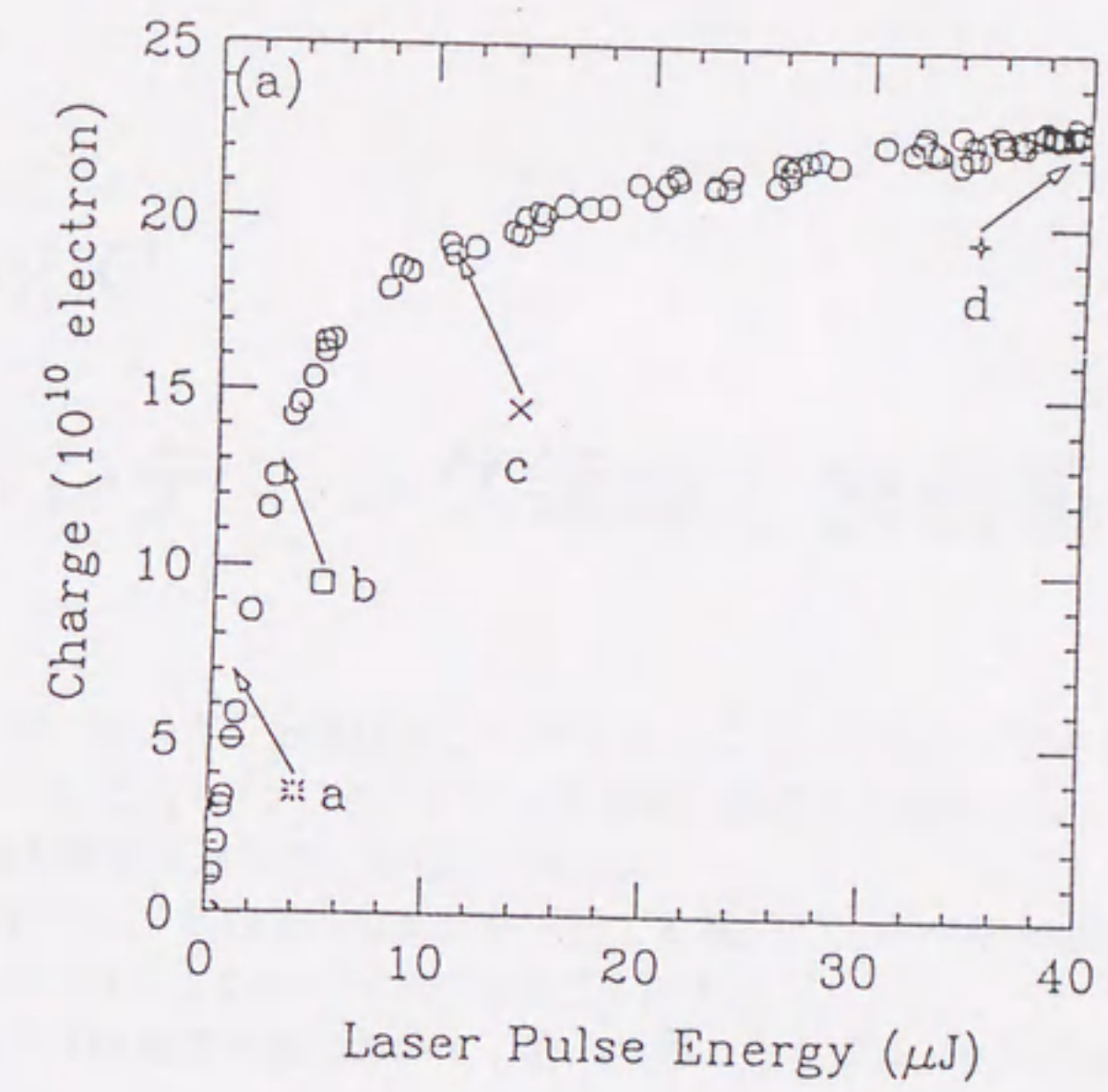


Figure B.1: レーザーパワーに対する電子銃からの引き出し電流

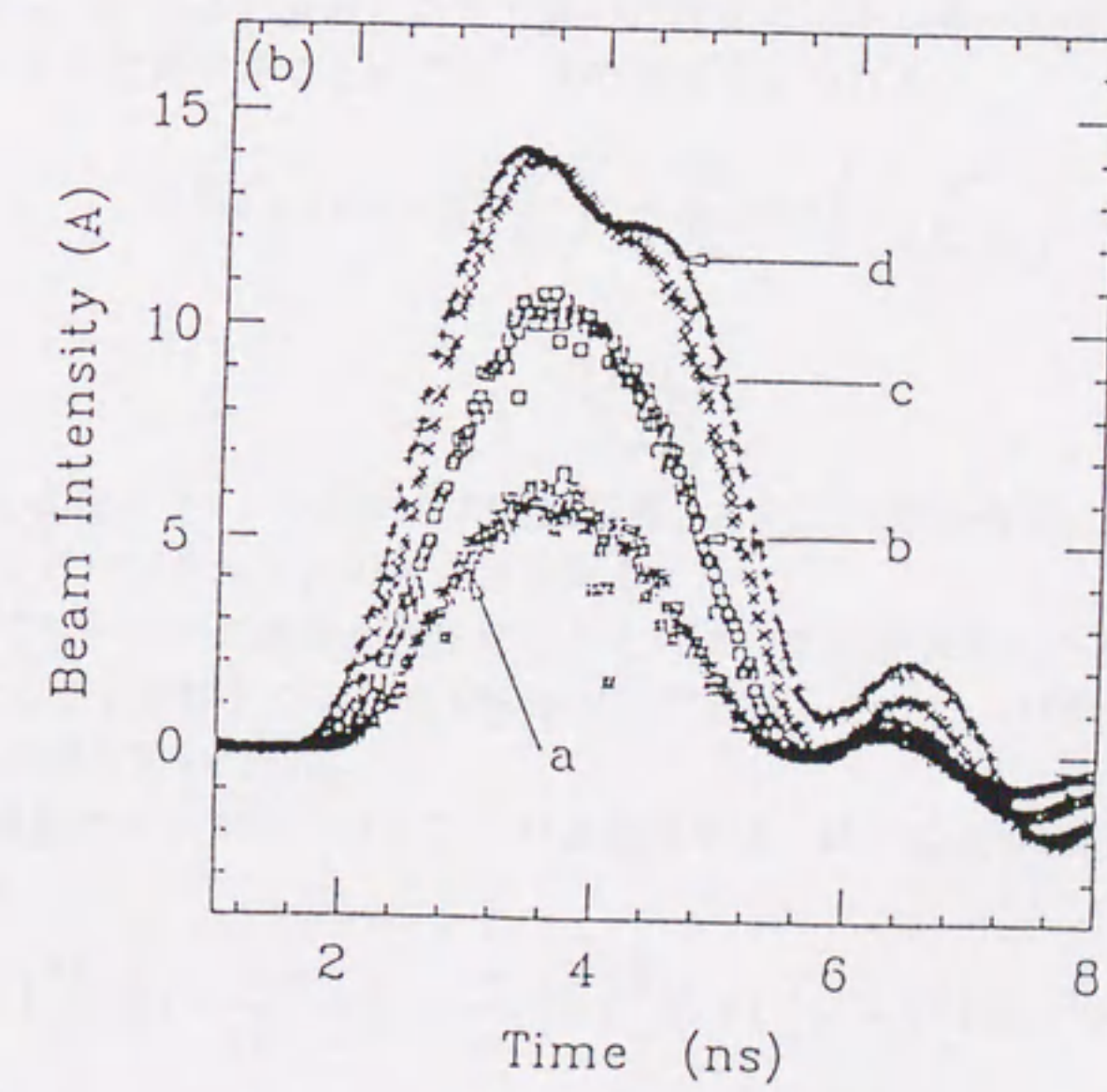


Figure B.2: ビーム強度の時間変化

## Appendix C

### バンドベンディング領域と表面障壁

放出された電子のエネルギー分布は2つのプロセスによって決まっていると考えられる。2つのプロセスとは(1)バンドベンディング領域を通過する過程と(2)エネルギーに依存した透過確率をもつ表面障壁を通り抜ける過程である。

ドーピング濃度によってどのように真空中へ出てくる電子のエネルギー分布に違いがあるかを考える上で Figure C.1 のようなモデルで考えることにする。

バルク中での電子は伝導帯下端において、次の式のようなボルツマン分布をしていると仮定する。

$$n(\epsilon) = \frac{1}{2\pi^2} \left( \frac{2m\epsilon}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} (\epsilon - E_c)^{\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{\epsilon - E_F}{k_B T}\right) \quad (\text{C.1})$$

バンドベンディング領域に入ると電子は電界により加速され、それと同時にフォノンによる散乱を強く受けるようになる。表面にたどり着いた電子のエネルギー分布はボルツマンの輸送方程式を解くことにより計算することができ、次の式で与えられる。

$$n(E_p) = (\text{const}) \left[ \left( \frac{\psi}{E_p} \right)^2 - \frac{\psi}{E_p} \right] \exp\left(-\frac{\psi^2}{4E_0 E_p}\right) \quad (\text{C.2})$$

ただし、

$$E_0 = \frac{(2Fl_p)^2}{3\Delta E_p} \quad (\text{C.3})$$

$F$ は電界の強さ、 $l_p$ は電子フォノン間の平均自由行程、 $\Delta E_p$ は一回の衝突によって失うエネルギーの大きさ、 $\psi$ はバンドベンディングの大きさである。

この式を用いてドーピング濃度が変化することによって結晶表面にたどり着いた電子の分布の様子に違いがでるかを計算したものを Figure C.2 に示す。ただし、パラメータとして  $dE_p = 36$  (meV)、 $l_p = 43 \text{ \AA}$  の値を用いた [29]。

さらに、半透過型のエネルギーバリアーの透過確率は、以下のように計算できる。 $W < \epsilon < W + H$  においては、

$$P(\epsilon) = \left( \frac{4\gamma}{\alpha} \right) \left\{ \left( 1 + \frac{\gamma}{\alpha} \right)^2 + \left[ \left( 1 + \frac{\gamma}{\alpha} \right)^2 + \left( \frac{\beta}{\gamma} \right)^2 + \left( \frac{\gamma}{\beta} \right)^2 - 2 \frac{\gamma}{\alpha} \right] \sinh^2 \beta a \right\}^{-1} \quad (\text{C.4})$$

また、 $\epsilon > W + H$  では、

$$P(\epsilon) = (4\gamma\alpha) \left\{ \left( 1 + \frac{\gamma}{\alpha} \right)^2 + \left[ \left( \frac{\gamma}{\beta} + \frac{\beta}{\alpha} \right)^2 - \left( 1 + \frac{\gamma}{\alpha} \right)^2 \right] \sin^2 \beta a \right\}^{-1} \quad (\text{C.5})$$

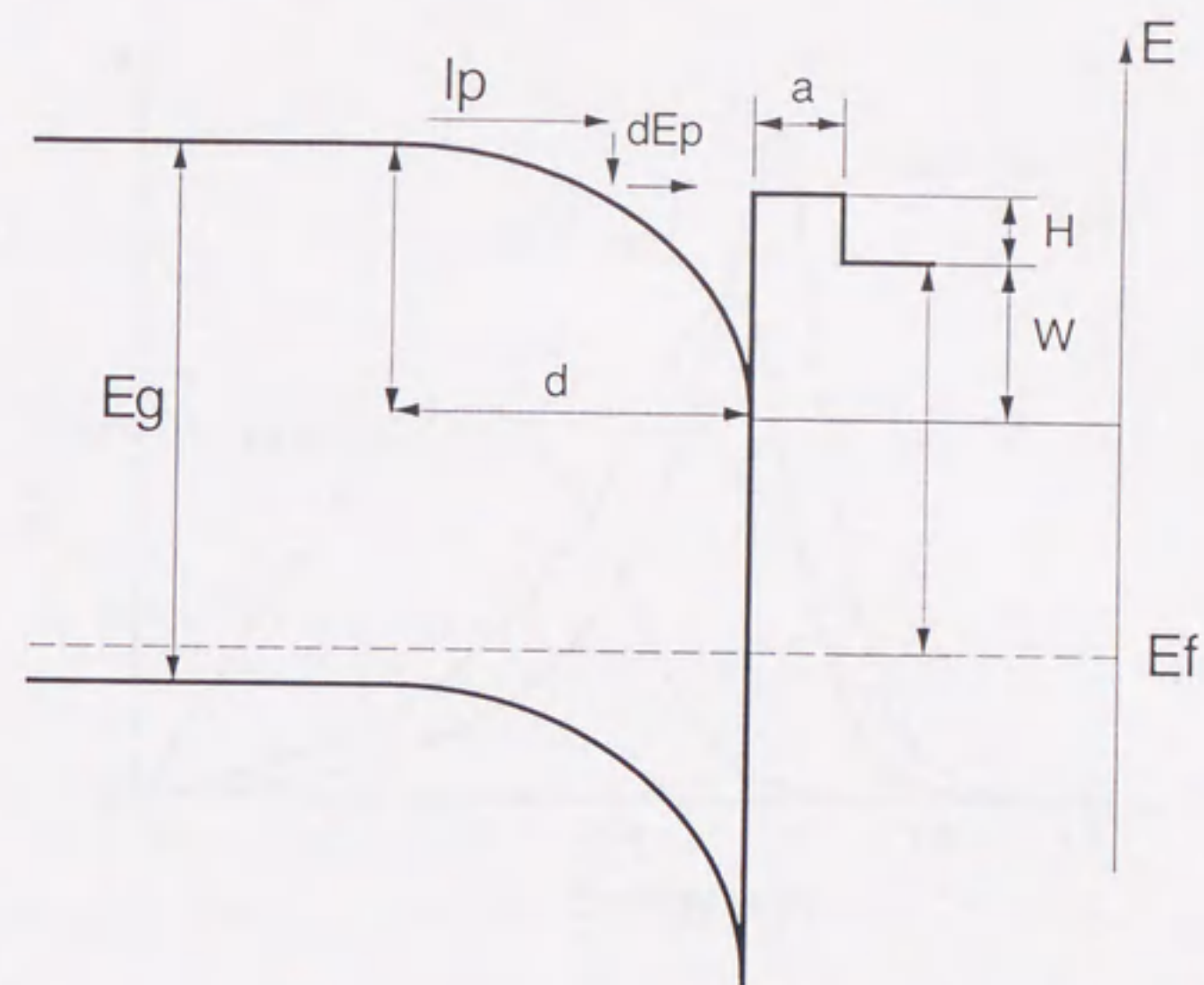


Figure C.1: バンドベンディング領域及び表面障壁を考える上でのモデル図。 $E_g$ ,  $\phi$ ,  $W$ ,  $a$ ,  $\psi$ ,  $d$ ,  $l_p$ ,  $dE_p$  はそれぞれバンドギャップ、仕事関数、表面障壁の高さと厚さ、バンドベンディングの大きさ、バンドベンディング領域の大きさ、バンドベンディング領域内での平均自由行程、バンドベンディング領域で一回の衝突で失うエネルギーの大きさである。

ただし、 $\alpha^2 = \frac{2m\epsilon}{\hbar^2}$ ,  $\beta^2 = \frac{2m(H+W-\epsilon)}{\hbar^2}$ ,  $\gamma^2 = \frac{2m(\epsilon-W)}{\hbar^2}$ ,

表面にたどり着いた電子にこの透過確率を掛けることによって、真空中へ出てくる電子のエネルギー分布を計算すると、Figure C.3のような分布となる。ただし、仕事関数  $\phi = 1.15$  (eV)、表面障壁の高さ  $E_b = 0.28$  (eV)、表面障壁の厚さ  $a = 8$  (Å) の値を用いた [29]。

従って、ドーピング量が少なくバンドベンディング領域が広い場合には、真空中へ出られる電子の透過確率が小さくなる。

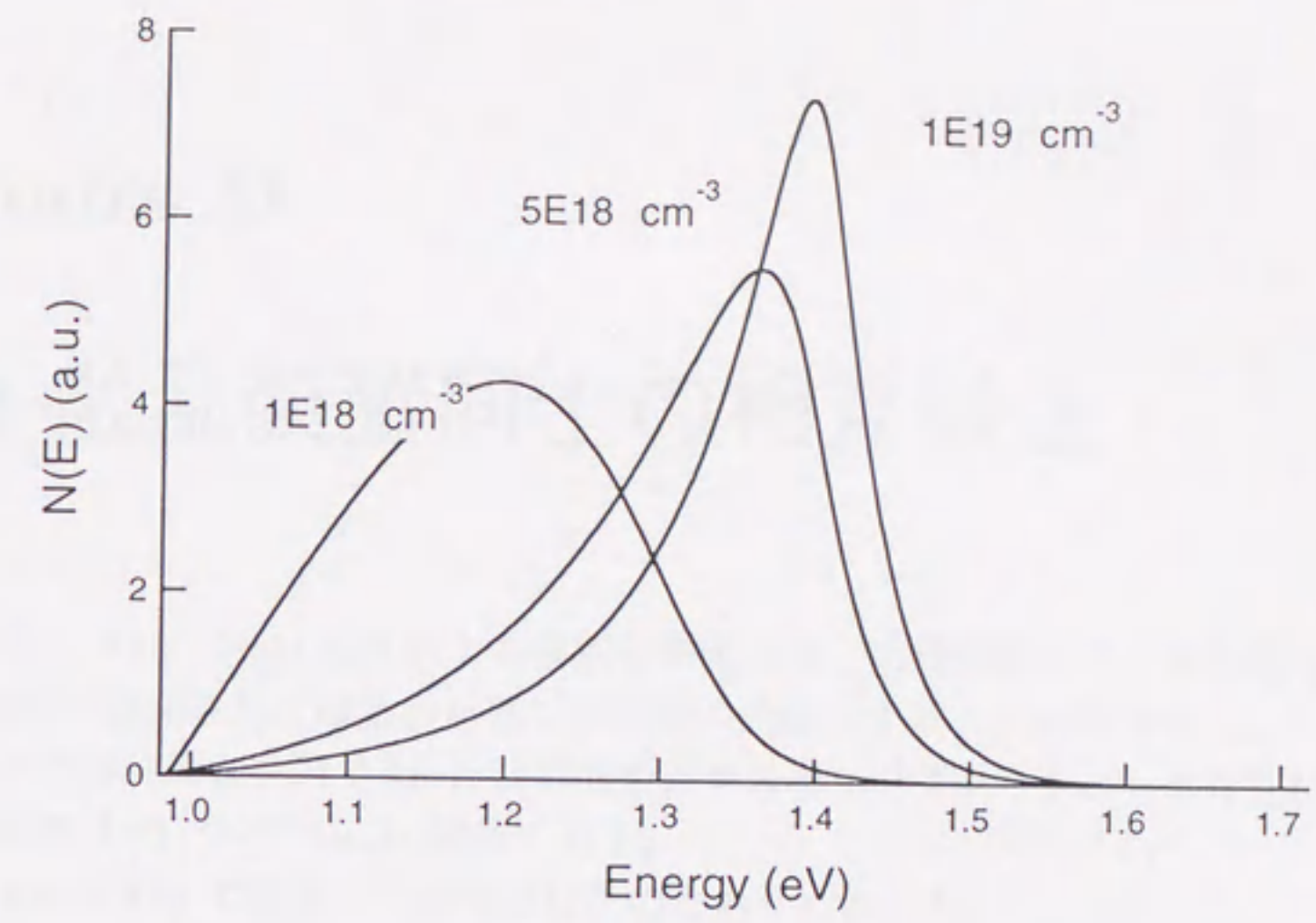


Figure C.2: バンドベンディング領域を超えて表面にたどり着いた電子の分布。それぞれドーピング濃度は、 $1 \times 10^{18}$ ,  $5 \times 10^{18}$ ,  $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ である。

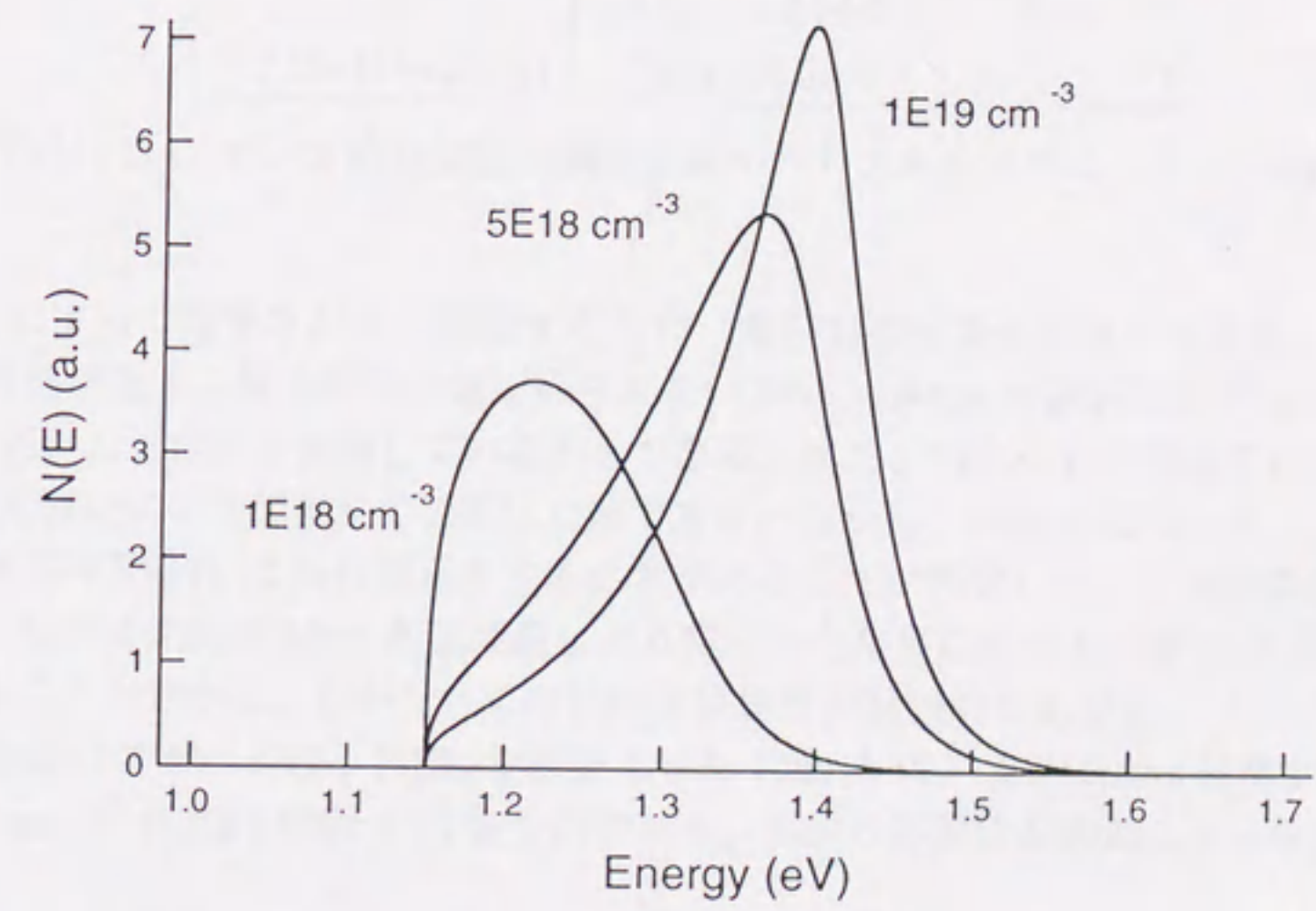


Figure C.3: 半透過の表面障壁を通り抜けた電子の分布。それぞれドーピング濃度は、 $1 \times 10^{18}$ ,  $5 \times 10^{18}$ ,  $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ である。

## Appendix D

### Mott 散乱装置同士の相互較正

先に述べたように、Mott 散乱による偏極度測定では、系統誤差として5%程度ある。そのため、他の研究所で測定された結晶と正確な偏極度の比較をすることができない。

そこで、他の研究所と共同で Mott 装置間のクロスキャリブレーションを行った。測定した結晶は、厚さ 1000 Å のバルク GaAs 結晶である。

波長 841 nm において測定した結果は以下のとおりであった。

装置	偏極度 (%)	量子効率
CTS(SLAC)	$43.4 \pm 0.43 \pm 2$	0.08 ~ 0.6
PEGGY(SLAC)	$49.3 \pm 0.2$	0.5
Irvine	$44.66 \pm 0.04 \pm 0.9$	0.08
	$42.69 \pm 0.04 \pm 0.9$	0.38
NPES-1(Nagoya)	$46.3 \pm 0.3 \pm 3$	-

Table D.1: モット散乱偏極度測定装置のクロスキャリブレーション結果

量子効率によって偏極度が少し変化するため、量子効率も併せて書いてある。NPES-1 ではレーザーの調整が悪く、量子効率の値は得られていない。Irvine の測定精度が良いのは、2重の Mott 散乱を用いた測定法を採用しているからである。また、PEGGY の偏極度は 1970 年代後半の Møller 散乱測定による偏極度で較正した値である。しかし、1992 年になって、この Møller 散乱による値は下向きに約 13% の補正をすることが判明した。この結果から、NPES-1 の偏極度は、他の研究所の Mott 散乱装置により得られた結果に比べて、約 2~3% 程度高めめの値となっていることが分かる。しかし、この値は系統誤差の範囲内である。

また、NPES-1 では、再度、NEC で成長させた 1000 Å のバルク GaAs 結晶を用いて、測定を行い、842 nm で  $45.6 \pm 1.6\%$  という値を得ており、実験の再現性もあることを確認した。



## Appendix E

### NEG ポンプ

NEG(Non Evaporatable Getter) ポンプは、ソープションポンプとも呼ばれており、非蒸発ゲッターポンプである。広いゲッター表面積を持ったカートリッジのゲッター材をヒーター加熱により活性化し、ゲッター表面に入射する気体分子を化学吸着させ、ゲッター内部に拡散して排気を行う。イオンポンプと異なり超高真空領域( $10^{-8}$  Torr 及びそれ以下)においても、排気速度の低下が見られないという特徴を持つ。

チタンサブリメーションポンプ(TSP)も化学的に活性な金属(Ti)による化学吸着を利用したゲッターポンプであるが、TSPは通電加熱によりチタンを昇華させ、水や液体窒素等で冷却した面に付着させて、ゲッター膜を作り気体を吸着する蒸発型ゲッターポンプである。これに対して、NEGポンプはTSPのようにゲッター膜を作る面は不要で、蒸着膜による真空層内の汚染、蒸着膜の剥離および、電流導入端子の絶縁低下等の問題を起こす心配がない。

従って、負電子親和力状態を作る必要がある偏極電子源にとっては、真空槽を汚すチタンサブリメーションポンプよりも、NEGポンプの方が望ましい。

ゲッター合金(Zr-V-Feの非磁性の合金である。)は優れた拡散速度を有し、水素一酸化炭素等の活性なガスに対して高い排気速度を持つ。一般の活性ガスはゲッター材の表面で吸着され、温度が高い場合にはゲッター内部に拡散し永久的に固定される。また、室温においては、内部への拡散がなされないために全ての表面が吸着されたら排気能力はなくなってしまう。したがって、真空度が悪い場合には、表面が飽和しないように、温度を高く保ったままで活性化しながら使う必要がある。偏極電子源では、NEGポンプを用いる超高真空領域で一度活性化すれば、再び活性化する必要はなく、室温で電源なしで運転が可能である。しかし、大気開放する毎に活性化する必要はある。ゲッター材はカートリッジ化されており、容易にメンテナンスが可能であり、2~30回の活性を行った後、交換している。

このNEGポンプを用いることによって、 $1 \times 10^{-9}$  Torr 程度の真空度を  $1 \times 10^{-10}$  Torr 程度まで向上させることができた。NEGポンプの活性化の方法は、各々の装置に依存していると考えられる。すなわち、粗排気装置の排気容量、イオンポンプの排気容量、活性化を行うためのベース真空度に影響されていると考えられるので、それぞれ試行錯誤を繰り返して最適の方法を決める必要がある。NPES-1では、粗排気装置の排気能力が大きいので、NEGポンプの温度を上げた後、温度をできる限り高く保ちながら  $1 \times 10^{-8}$  Torr 程度まで粗排気装置で引かせるといったことを行っている。

## Appendix F

### 結晶中でのスピン緩和

#### F.1 スピン緩和機構

これまでに GaAs 半導体結晶中でのスピン緩和機構としては、(1)DP 機構、(2)BAP 機構、(3)EY 機構、(4)原子核スピンと電子スピンとの相互作用によるスピン緩和機構の4つが考えられている [48][47]。以下これらについて説明する。

##### F.1.1 DP 機構

DP 機構は D'yakonov と Perel' が最初に提唱した機構である [49]。GaAs などの III-V 族半導体では、対称操作の反転 ( $\vec{x} \rightarrow -\vec{x}$ ) に対して、Ga 原子と As 原子が入れ替わりもとの結晶に重ならない (反転中心をもたない)。この対称性の欠如がバンド構造に反映され、 $k=0$  において縮退していた伝導帯が  $k \neq 0$  でわずかに分離する。したがって、伝導帯中の電子は  $k \neq 0$  において、スピンの方向に依存して異なったエネルギーを持つことになる。この影響はハミルトニアン中には、 $k^3$  項として入り、結晶が等方的な有効質量を持つ場合には相互作用ハミルトニアンは

$$H(\vec{k}) = h\vec{\omega}(\vec{k}) \cdot \vec{S} \quad (\text{F.1})$$

と表される。ただし、 $\vec{\omega}(\vec{k}) \propto (k_x(k_y^2 - k_z^2), k_y(k_z^2 - k_x^2), k_z(k_x^2 - k_y^2))$  である。 $\vec{\omega}(\vec{k})$  は不純物イオンによって散乱を受けるたびに  $\vec{k}$  の方向がずれるため  $\vec{S}$  の回転する中心軸がずれてスピン緩和が起こる。この式から、一種の内部磁場がかかることによって伝導帯が分離しているとして見ることが出来るので、このスピン緩和機構は有効磁場中でのスピンの歳差とも呼ばれている。この DP 機構によるスピン緩和時間  $T_s$  は、電子の運動量の緩和時間を用いて以下のように表される。

$$\frac{1}{T_s} = Q\alpha^2 \frac{(k_B T)^3}{h^2 E_g} \tau_p \quad (\text{F.2})$$

ここで、 $\tau_p$  は電子の運動量の緩和時間、 $\alpha$  はハミルトニアンの  $k^3$  項中でバンド構造を特徴づけるパラメータで、 $Q$  は電子の散乱過程に依存したパラメータである。このスピン緩和機構では、スピン緩和時間は温度の3乗に反比例している。また、運動量の緩和時間に反比例している。すなわち、運動量が速く緩和すればするほどスピンの緩和時間としては長くなるという特徴をもつ。このスピン緩和機構は III-V 半導体では避けられないものである。

### F.1.2 BAP 機構

BAP 機構は Bir, Aronov, Pikus が最初に提唱した機構である [50]。p 型半導体で非常に強く働く電子と正孔との交換相互作用によるスピン緩和機構である。従って、NEA を行うために p ドーピングを行うフォトカソードにとっては、避けられないスピン緩和機構である。価電子帯は p-state like であり、出来た正孔のスピンは固有状態でなく、軌道角運動量とカップルした状態となっている。このため、正孔のスピンが非常に短い時間の間に緩和してしまっている。電子のスピンは、緩和した正孔のスピンとカップルすることにより、緩和すると考えられる。電子正孔間の交換相互作用ハミルトニアンは、

$$H_{ex} = \Delta_{ex}(\vec{J} \cdot \vec{S}) \quad (\text{F.3})$$

ただし、 $\Delta_{ex}$  は exciton の基底状態の交換相互作用による分裂を表す。ドーピングが  $10^{18} / \text{cm}^3$  と強い場合には、スピン緩和時間は

$$\frac{1}{T_s} = \frac{1}{\tau_0} \frac{3}{2} \frac{v_e T}{v_F E_F} \quad (\text{F.4})$$

$v_e = \sqrt{\frac{2k_B T}{m}}$  なので、スピン緩和時間は

$$\frac{1}{T_s} \sim T^{-\frac{3}{2}} \quad (\text{F.5})$$

と  $-3/2$  乗の温度依存性を示す。

### F.1.3 EY 機構

EY 機構は Elliot が最初に指摘し [51]、後に Yafet 提唱した機構である [52]。スピン軌道相互作用があるために  $\Gamma$  点近傍における伝導帯の波動関数が純粋なスピンの固有状態でなくなっている。スピン軌道相互作用による波動関数の混じりを考慮して、ポテンシャル  $U(\vec{r})$  による弾性散乱について、スピン緩和時間を計算すると、

$$\frac{1}{T_s(\epsilon)} = \frac{2\pi}{\hbar} \int \frac{d\Omega(\vec{k})}{4\pi} \int \frac{d\Omega(\vec{k}')}{4\pi} (|M_{\vec{k}+, \vec{k}'-}|^2 + |M_{\vec{k}-, \vec{k}'+}|^2) \quad (\text{F.6})$$

一方、運動量の緩和時間は、

$$\frac{1}{\tau_p} = \frac{2\pi}{\hbar} \rho \int \frac{d\Omega(\vec{k})}{4\pi} \int \frac{d\Omega(\vec{k}')}{4\pi} (|M_{\vec{k}+, \vec{k}'+}|^2 + |M_{\vec{k}-, \vec{k}'-}|^2)(1 - \cos\theta) \quad (\text{F.7})$$

ただし、 $\rho(\epsilon)$  は、状態密度。 $\epsilon \ll E_g$  のような通常の散乱の場合には、スピンが変化する散乱は少ないと考えられるので、

$$|M_{\vec{k}+, \vec{k}'-}|^2 \ll |M_{\vec{k}+, \vec{k}'+}|^2 \quad (\text{F.8})$$

この場合には、この2つの式から、スピン緩和時間は、

$$\frac{1}{T_s(\epsilon)} = \beta_U \left(1 - \frac{m^*}{m_0}\right) \left(\frac{1 + \frac{1}{2}\eta}{1 + \frac{2}{3}\eta}\right)^2 \left(\frac{\eta}{1 + \eta}\right)^2 \left(\frac{\epsilon}{E_g}\right)^2 \frac{1}{\tau_p(\epsilon)} \quad (\text{F.9})$$

ただし、 $\eta = \frac{\hbar}{E_g}$  である。不純物イオンによる散乱の場合には、ボルン近似によって  $\beta_U = 32/27$  程度と計算される。

#### F.1.4 原子核スピンと電子スピンとの相互作用によるスピン緩和機構

原子核スピン $\vec{I}$ と電子スピン $\vec{S}$ の相互作用ハミルトニアン  $H_{HFS}$  は以下の式で与えられる。

$$H_{HFS} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{8}{3} \pi g_0 \mu_B \gamma_n \hbar \vec{I} \cdot \vec{S} \delta(\vec{r}) \quad (\text{F.10})$$

この $\vec{I} \cdot \vec{S}$ は昇降演算子を用いて、次のように書き表せる。

$$\vec{I} \cdot \vec{S} = I_z S_z + \frac{1}{2}(S_- I_+ + S_+ I_-) \quad (\text{F.11})$$

ただし、 $S_{\pm} = S_x \pm iS_y$ 、 $I_{\pm} = I_x \pm iI_y$  この式から分かるように、電子のスピン反転と原子核スピン反転がカップルしてスピン反転をする [53][54]。

## F.2 GaAs 結晶中でのスピン緩和

4つのスピン緩和機構において、GaAsにおいて強く働くのは、DPあるいは、BAPスピン緩和機構である。どちらのスピン緩和機構がより強く働くかは、ドーピング濃度と温度に依存しており、常温において  $10^{17} \text{ cm}^{-3}$  以上の高濃度のドーピングを行った場合には、BAPスピン緩和機構が支配的となる。超格子あるいは歪み超格子結晶の場合には、フォトカソードとして働くように p 型ドーピングを強く行っているため、BAPスピン緩和機構が働くことになる。歪み超格子の場合でも、実際にフォトルミネッセンスによるスピン緩和時間の測定により、BAPスピン緩和機構が働いていることを調べた。この実験については Appendix Gにおいて述べる。

先にも述べたとおり、このスピン緩和機構はフォトカソードとして利用する上で避けがたいものである。しかし、結晶内部において傾斜ドーピングを行うことによって、結晶内部に電場勾配を持たせて、励起直後の電子と正孔との空間的に分離することにより、スピン緩和時間を長くすることに成功したと報告されている [55][56]。ただし、この傾斜ドーピングの方法を偏極電子源フォトカソードに適用するには、まだ今後の研究が必要である。

## Appendix G

### フォトルミネッセンスによるスピン緩和時間の測定

#### G.1 スピン緩和時間

スピン緩和時間を測定することは拡散途中でのスピン緩和のメカニズムを理解し、偏極度の高い結晶を開発する上で重要である。

伝導帯に励起された電子はスピン緩和しながら再結合するので、伝導帯電子の時間変化を表すレート方程式は次式のようになる。

$$\frac{dn_{\uparrow}}{dt} = G_{\uparrow} - \frac{n_{\uparrow}}{\tau} - \frac{n_{\uparrow} - n_{\downarrow}}{2T_s} \quad (\text{G.1})$$

$$\frac{dn_{\downarrow}}{dt} = G_{\downarrow} - \frac{n_{\downarrow}}{\tau} - \frac{n_{\downarrow} - n_{\uparrow}}{2T_s} \quad (\text{G.2})$$

ここで、 $n_{\uparrow}, n_{\downarrow}$  は伝導帯電子のスピン上向き、スピン下向きの電子数である。 $G_{\uparrow}, G_{\downarrow}$  はそれぞれ単位時間あたりにスピン上向き、スピン下向きの電子がそれぞれ伝導帯に励起される割合を表す。 $\tau, T_s$  は伝導帯電子の寿命とスピン緩和時間である。

超短パルスにより励起した場合を考える。 $G_{\uparrow} = G_{\downarrow} = 0$  の条件で、上のレート方程式を解くと、次のようになる。

$$n_{\uparrow} = \frac{n_0}{2}(1 + e^{-\frac{t}{T_s}})e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (\text{G.3})$$

$$n_{\downarrow} = \frac{n_0}{2}(1 - e^{-\frac{t}{T_s}})e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (\text{G.4})$$

$n_0$  は  $t = 0$  のときのスピン上向きの電子数である。従って、伝導帯電子の総数と伝導帯中の電子の偏極度は、

$$n_{\uparrow} + n_{\downarrow} = n_0 e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (\text{G.5})$$

$$\begin{aligned} P &= \frac{n_{\uparrow} - n_{\downarrow}}{n_{\uparrow} + n_{\downarrow}} \\ &= e^{-\frac{t}{T_s}} \end{aligned} \quad (\text{G.6})$$

となる。

パルス光で励起した場合の伝導帯電子の総数とスピンの偏極度はそれぞれ、寿命 ( $\tau$ ) とスピン緩和時間 ( $T_s$ ) で減衰する。従って、伝導帯中の電子数  $n_1, n_1$  が電子の再結合に伴う発光の左右円偏光の光強度  $I^+, I^-$  を反映するならば、円偏光励起発光の左右円偏光成分の発光強度の時間依存性を測定すれば、 $I^+ - I^-$  の減衰定数から伝導帯の電子の寿命、 $(I^+ - I^-)/(I^+ + I^-)$  の減衰定数からスピン緩和時間を求めることができる。また、スピン緩和時間の温度依存性を調べることで、どのようなスピン緩和機構が働いているかについて調べることができる。

## G.2 実験装置

スピン緩和時間の測定は、共同研究を実施している大阪府立大学において、超短パルスレーザーとストリークカメラを用いたフォトルミネッセンス法によって行われた [55]。短パルス光を用いたフォトルミネッセンス測定のための実験装置の概念図を Figure G.1 に示す。

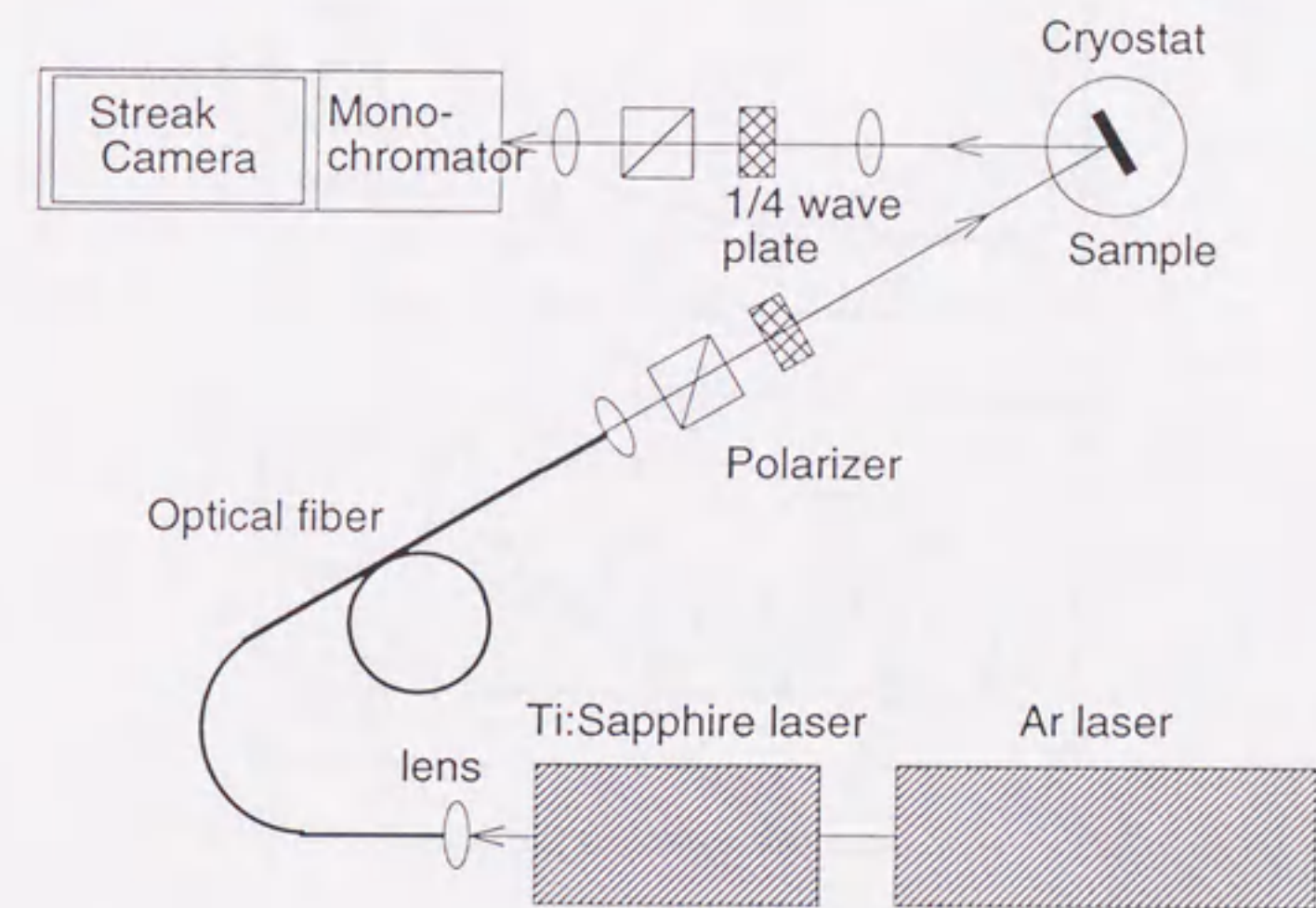


Figure G.1: スピン緩和時間測定装置の概念図

試料はクライオスタット内におき、ヘリウム温度まで冷却することができる。波長可変なモードロック Ti:Sapphire laser (Spectra Physics 3950/3960) から発振したパルス幅 2 ps の短パルスレーザーを偏光子と 1/4 波長板を通して、円偏光にした後、レンズで集光させて試料に照射する。励起レーザーの波長は、試料からの発光と分離するために試料のバンドギャップよりも大きなエネルギーのレーザー波長にする必要がある。試料に入射した光は円偏光の選択則にしたがって、価電子帯から伝導帯にスピンが偏った状態で励起される。伝導帯に励起された電子はスピン緩和時間  $T_s$  でスピン緩和しながら、寿命  $\tau$  で価電子帯の正孔と再結合する際に、円偏光の発光選択則に従い、左または、右円偏光の光を放出する。試料からの光をレンズで集光して再び 1/4 波長板と偏光子を通過させることで左と右の円偏光成分を分離し、モノクロメータとストリークカメラ (Hamamatsu Photonics C4332-02、時間分解能  $\pm 8$  ps) で波長時性と時間特性を同時に測定する。

### G.3 スピン緩和時間の測定結果

AlGaAs-GaAs 超格子の常温におけるスピン緩和時間の測定結果を Figure G.2に示す。Figure

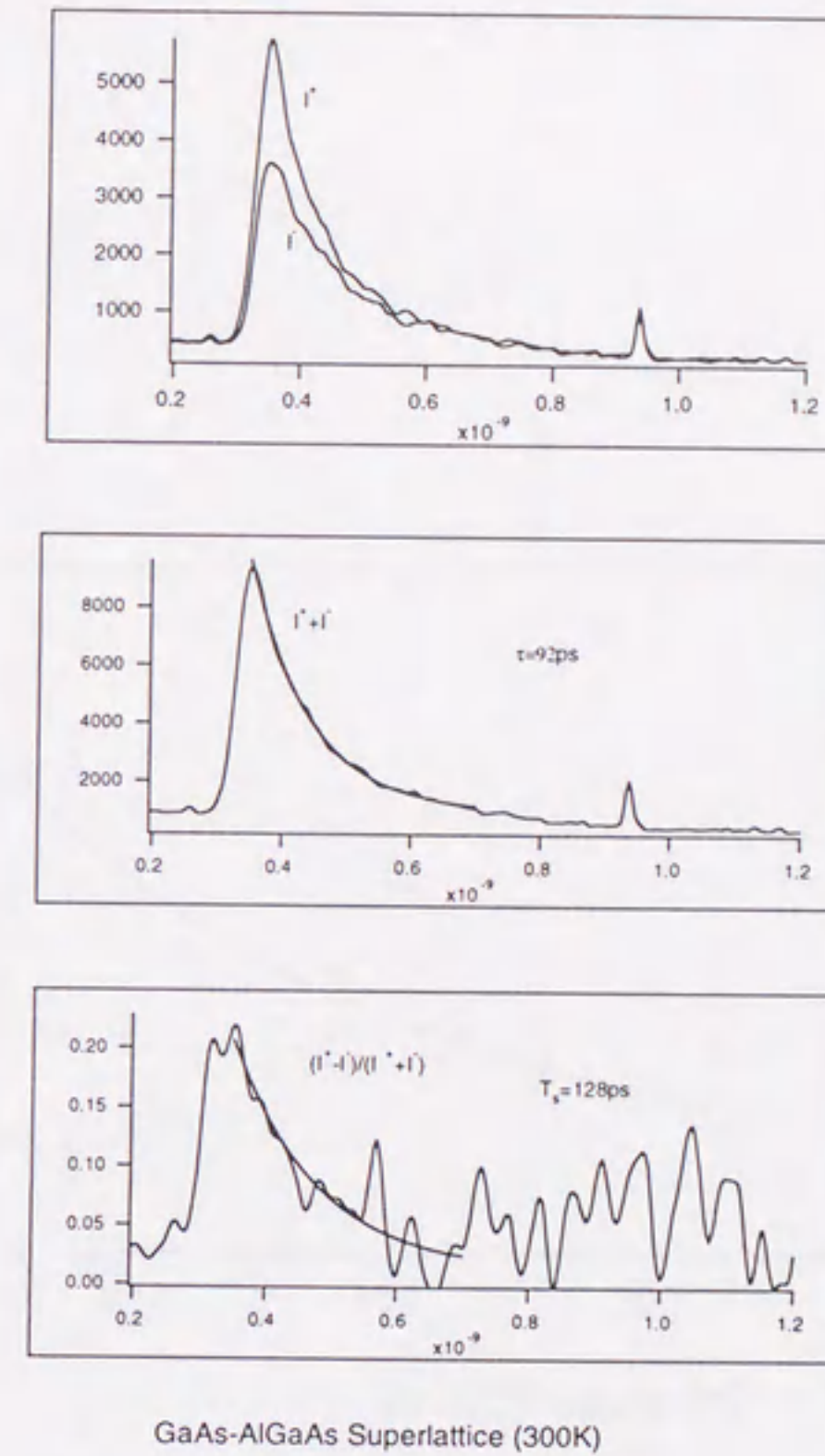


Figure G.2: AlGaAs-GaAs 超格子結晶のスピン緩和時間の測定結果。 $I^+$ ,  $I^-$ はそれぞれ伝導帯に励起された電子が再結合する際に発光する右または左円偏光成分の強度である。

G.2から、スピン緩和時間  $T_s=128$  ps が得られる。なお、寿命  $\tau$  については、結晶の膜厚が薄く、結晶表面の状態により大きく左右され、バルクとしての寿命を表していないと考えられるため、偏極度のフィッティングには用いなかった。

また、InGaAs-GaAs 歪み超格子に関するスピン緩和時間の温度依存性の測定結果を Figure G.3に示す。スピン緩和時間の温度依存性から、 $T^{-0.8}$ であることが分かる。従って、スピン緩和機構としては、BAP 機構がメインに働いていると考えられる。

常温におけるスピン緩和時間としては、InGaAs-GaAs 歪み超格子よりも AlGaAs-GaAs 超格子の方が長いことが分かる。

Appendix II

スピンを考慮した電子の移動方程式

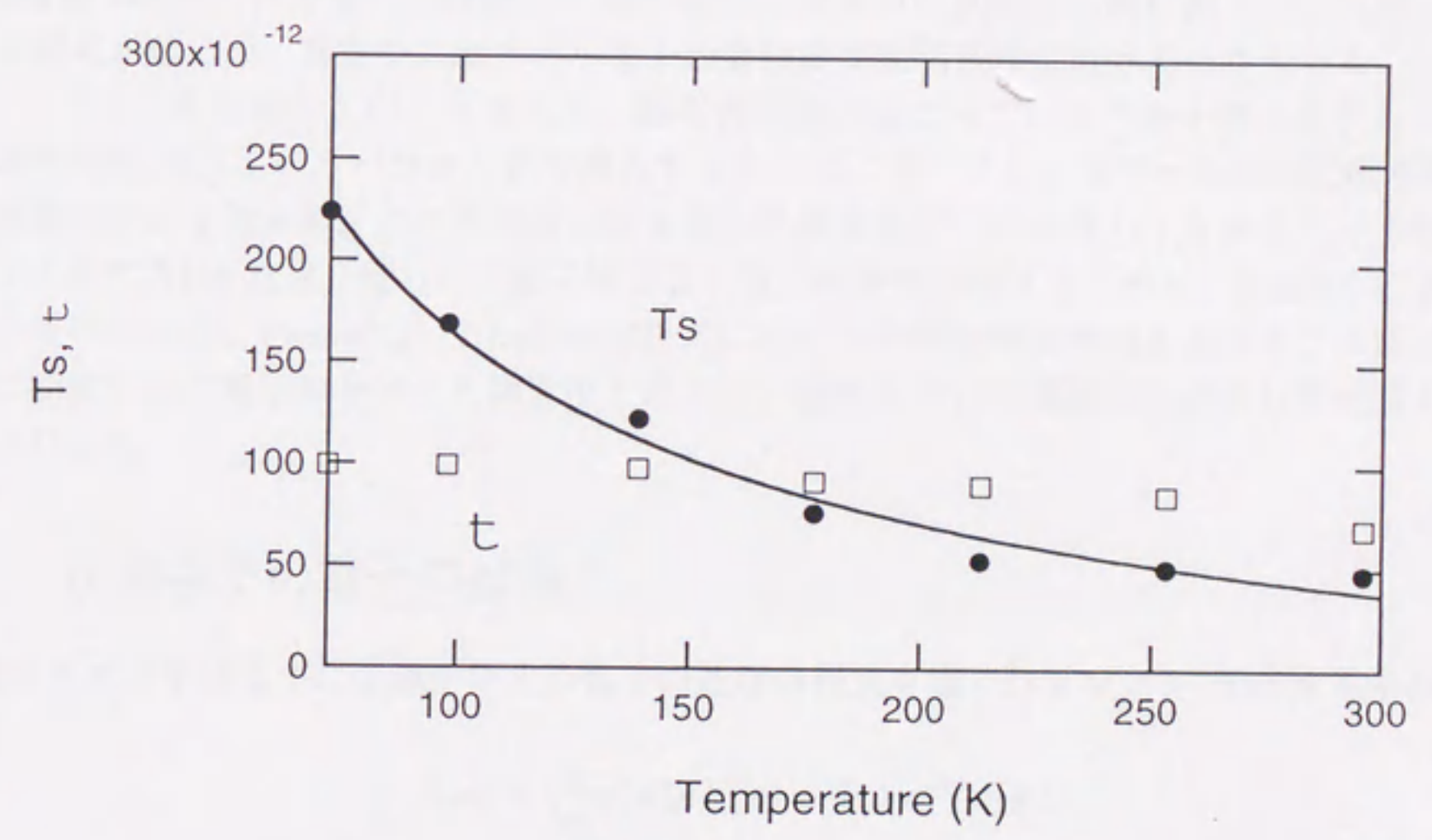


Figure G.3: InGaAs-GaAs 歪み超格子結晶のスピン緩和時間の温度依存性。スピン緩和時間 ( $T_s$ )、寿命 ( $\tau$ ) をそれぞれ●□で示す。



## Appendix H

### スピンを考慮した電子の拡散方程式

伝導帯に励起された電子は拡散し一部の電子が表面から真空中に飛び出す。この間に電子のスピンの緩和が起こり、真空中に出てくる電子の偏極度が励起直後に比べて小さくなる。

ここでは、具体的にどのようなスピンの緩和の現象が起こっているのかを考える代わりに、スピンの緩和時間 ( $T_s$ ) というパラメータを導入することにより、フォトカソード中の伝導帯電子の1次元拡散モデルを考える。この方法は、元々電子の再結合までの寿命 ( $\tau$ ) を含んだ次元の拡散モデルとして NEA 技術を使った光電子増倍管の量子効率を考察するために、Bell[57] により考えられたものである。Pierce[58] は Bell の方程式にスピンの緩和時間の項を加えることにより、伝導帯に励起された電子のカソード物質中でのスピンの緩和について実験的な式として適用することを考えた。

#### H.1 伝導帯での電子の拡散

まずスピンを考えずに伝導帯中での電子の拡散方程式を導く。カレント  $J(x)$  を電子の流れとする。

$$J(x) = \frac{q}{|q|} n(x) \mu E(x) - D_e(x) \nabla n(x) \quad (\text{H.1})$$

ただし、 $J(x)$ : 電子の流れ、 $n(x)$ : 電子の個数密度 ( $n > 0$ )、 $\mu$ : 電子の移動度 ( $\mu > 0$ )、 $D_e$ : 拡散係数 ( $D_e > 0$ )、 $q$ : 電子の電荷 ( $q = -1.6 \times 10^{-19} \text{C}$ ) である。

そして粒子の保存より、

$$\frac{\partial n(x)}{\partial t} = G(x) - \frac{n(x)}{\tau} - \nabla J(x) \quad (\text{H.2})$$

但し、 $G$ : 粒子の生成率、 $\tau$ : 粒子の寿命である。上の2式より

$$\frac{\partial n(x)}{\partial t} = G(x) - \frac{n(x)}{\tau} - \frac{q}{|q|} \nabla(n \mu E(x)) + \nabla(D_e(x) \nabla n(x)) \quad (\text{H.3})$$

が成り立つ。ここで、電場がなく ( $E = 0$ ) で、定常状態 ( $\frac{\partial n(x)}{\partial t} = 0$ ) で、かつ拡散係数の場所依存性がない ( $D_e = \text{const}$ ) とすると、

$$D_e \Delta n(x) - \frac{n(x)}{\tau} + G(x) = 0 \quad (\text{H.4})$$

となる。

量子井戸の接合面に垂直な方向の一次元の拡散モデルとして考えることにする。 $0 < x < l$  をカソード物質、 $x < 0$  を真空、 $l < x$  を基板とし、伝導帯電子の生成率として次のように表すと

$$G = \begin{cases} \alpha I_0 e^{-\alpha x} & (0 < x < l) \\ 0 & (x < 0, l < x) \end{cases} \quad (\text{H.5})$$

ただし、 $\alpha$ :吸収係数、 $I_0$ :単位時間当たりの光子の入射数である。上の式は、

$$D_e \frac{\partial^2 n(x)}{\partial x^2} - \frac{n(x)}{\tau} + \alpha I_0 e^{-\alpha x} = 0 \quad (\text{H.6})$$

となる。

## H.2 スピンを考慮した拡散方程式の導出

スピンを考慮して、カソード物質中における上向きスピンの電子数  $n_1(x)$ 、下向きスピンの電子数  $n_l(x)$  に対して次の式が成り立つ。

$$\frac{\partial n_1(x)}{\partial t} = D_e \frac{\partial^2 n_1(x)}{\partial x^2} - \frac{n_1(x)}{\tau} - \frac{n_1(x) - n_l(x)}{2T_s} + G_1(x) \quad (\text{H.7})$$

$$\frac{\partial n_l(x)}{\partial t} = D_e \frac{\partial^2 n_l(x)}{\partial x^2} - \frac{n_l(x)}{\tau} - \frac{n_l(x) - n_1(x)}{2T_s} + G_l(x) \quad (\text{H.8})$$

ここで  $\tau$  は電子再結合までの寿命、 $T_s$  は電子スピンの緩和時間である。

各々右辺の第1項までが通常の拡散方程式である。右辺の第2項は電子の再結合により電子が減少する項であり、第3項は上向きのスピンの下向きに変化する項を示している。第4項は円偏光により発生する電子数を示している。

ここで、

$$n^+ = n_1 + n_l$$

$$n^- = n_1 - n_l$$

$$G^+ = G_1 + n_l$$

$$G^- = G_1 - n_l$$

$$\frac{1}{T^+} = \frac{1}{\tau}$$

$$\frac{1}{T^-} = \frac{1}{\tau} + \frac{1}{T_s}$$

とにおいて、上式を書き換えると、

$$\frac{\partial n^+(x)}{\partial t} = D_e \frac{\partial^2 n^+(x)}{\partial x^2} - \frac{n^+(x)}{T^+} + G^+(x) \quad (\text{H.9})$$

$$\frac{\partial n^-(x)}{\partial t} = D_e \frac{\partial^2 n^-(x)}{\partial x^2} - \frac{n^-(x)}{T^-} + G^-(x) \quad (\text{H.10})$$

平衡状態であるとして、 $\frac{\partial n^{+(-)}}{\partial t} = 0$  とすれば、

$$D_e \frac{\partial^2 n^+(x)}{\partial x^2} - \frac{n^+(x)}{T^+} + G^+(x) = 0 \quad (\text{H.11})$$

$$D_e \frac{\partial^2 n^-(x)}{\partial x^2} - \frac{n^-(x)}{T^-} + G^-(x) = 0 \quad (\text{H.12})$$

となる。

$G^+(x)$  として (H.5) を仮定し、 $G^- = 0$  とすれば、上の 2 つの方程式は同次方程式の特殊解として解くことができ、それぞれの解は次のように書ける。

$$n^\pm = A^\pm \exp\left(\frac{x}{L^\pm}\right) + B^\pm \exp\left(-\frac{x}{L^\pm}\right) - \frac{\alpha I_0}{D_e \alpha^2 - \frac{1}{T^\pm}} \exp(-\alpha x) \quad (\text{H.13})$$

ただし、 $L^+ = \sqrt{D_e \tau}$ : 拡散長、 $L^- = \sqrt{D_e T}$  である。

### H.3 境界条件

ここで、係数  $A, B$  を求める上で、次のような仮定をする。

1. フォトカレントの大部分は  $\Gamma$  点より励起される。
2. 基板層との境界で光の反射は無視する。
3. カソード中での再結合により生じた光は無視する。
4. 表面にまで到達した電子は必ず真空中へ飛び出す。

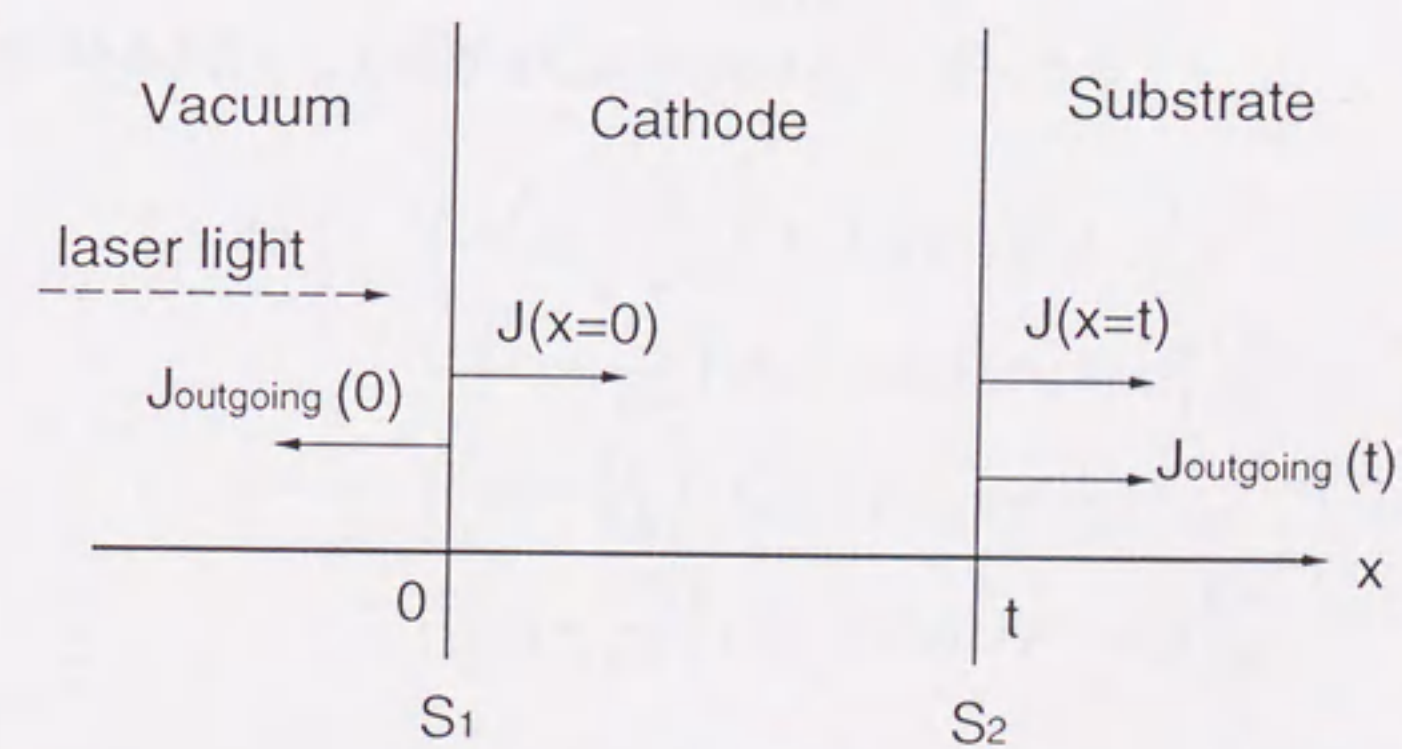


Figure H.1: 境界条件

ここで、recombination velocity という概念を導入する。これは、界面には、recombination center というものが多くあって、carrier の recombination が非常に速く起こるといふ考えのもと

ずいている。recombination velocity は表面にある粒子の数に比例している筈だから、その比例係数として recombination velocity  $S$  を定義する。recombination velocity の量は外向き current に等しい。

したがって、

$$J_{outgoing}(x=0) = n(0)S_1 \quad (\text{H.14})$$

$$J_{outgoing}(x=t) = n(t)S_2 \quad (\text{H.15})$$

ただし、 $S_1$  はカソード物質と真空との界面での recombination velocity、 $S_2$  はカソード物質と基板との界面での recombination velocity である。

ここで、

$$J_{outgoing}(x=0) = -J(0) \quad (\text{H.16})$$

$$J_{outgoing}(x=t) = J(t) \quad (\text{H.17})$$

であるので

$$J(0) = -n(0)S_1 \quad (\text{H.18})$$

$$J(t) = n(t)S_2 \quad (\text{H.19})$$

また、

$$J(0) = -D_e \frac{\partial n}{\partial x} \Big|_{x=0} \quad (\text{H.20})$$

$$J(t) = -D_e \frac{\partial n}{\partial x} \Big|_{x=t} \quad (\text{H.21})$$

したがって、

$$S_1 = \frac{D_e}{n(0)} \cdot \frac{\partial n}{\partial x} \Big|_{x=0} \quad (\text{H.22})$$

$$S_2 = -\frac{D_e}{n(t)} \frac{\partial n}{\partial x} \Big|_{x=t} \quad (\text{H.23})$$

この2式を境界条件として係数  $A^\pm, B^\pm$  を決めることができる。

$$A^\pm = \left\{ -\left(S_2 - \frac{D_e}{L^\pm}\right) (S_1 + \alpha D_e) \exp\left(-\frac{t}{L^\pm}\right) + \left(S_1 + \frac{D_e}{L^\pm}\right) (S_2 - \alpha D_e) \exp(-\alpha t) \right\} \frac{C^\pm}{\Delta^\pm} \quad (\text{H.24})$$

$$B^\pm = \left\{ \left(S_2 + \frac{D_e}{L^\pm}\right) (S_1 + \alpha D_e) \exp\left(\frac{t}{L^\pm}\right) - \left(S_1 - \frac{D_e}{L^\pm}\right) (S_2 - \alpha D_e) \exp(-\alpha t) \right\} \frac{C^\pm}{\Delta^\pm} \quad (\text{H.25})$$

ただし、

$$C^\pm = \frac{-\alpha I_0}{D_e \alpha^2 - \frac{1}{T^\pm}} \quad (\text{H.26})$$

$$\Delta^\pm = \left(S_1 - \frac{D_e}{L^\pm}\right) (S_2 - \frac{D_e}{L^\pm}) \exp\left(-\frac{t}{L^\pm}\right) - \left(S_1 + \frac{D_e}{L^\pm}\right) (S_2 + \frac{D_e}{L^\pm}) \exp\left(\frac{t}{L^\pm}\right) \quad (\text{H.27})$$

である。

#### H.4 偏極度と量子効率

従って、偏極度と量子効率は、

$$P = \frac{\left(\frac{A^-}{L^-} - \frac{B^+}{L^-} - \alpha\right) C^-}{\left(\frac{A^+}{L^+} - \frac{B^+}{L^+} - \alpha\right) C^+} P_0 \quad (\text{H.28})$$

$$QE_0 = -D_e \frac{\left(\frac{A^+}{L^+} - \frac{B^+}{L^+} - \alpha\right) C^+}{I_0} (1-R) B_N \quad (\text{H.29})$$

と表せる。ただし、 $P_0$ は励起された時の電子の偏極度、 $B_N$ は結晶表面からの脱出確率、 $R$ はレーザー光の結晶表面における反射率である。

GaAs 結晶から NEA 表面処理を行って、電子を真空中に引き出す場合では、 $S_1 = \infty, S_2 = 0$ と仮定する。

不確定なパラメータは  $D_e, \tau, T_s, P_0$  の4つとなる。 $T_s$ に関しては、フォトルミネッセンスによる測定から得ることができる。したがって、実験的に厚さの異なる3種類以上のサンプルについて偏極度を測定し、フィッティングすることにより、これらのパラメータを決めることができる。

$S_1 = \infty, S_2 = 0$ と仮定する。すなわち結晶表面に到達した電子は全て真空中へ飛び出す。基板層との境界では、電子は全て跳ね返される。結晶の厚さが電子の拡散長にくらべて十分厚い場合には、偏極度は、

$$P = \frac{1 + \alpha L^+}{\left(1 + \frac{\tau}{T_s}\right)^{\frac{1}{2}} + \alpha L^+} \quad (\text{H.30})$$

と簡単な形で表される。

また、結晶の厚さが厚く、非常に量子効率が悪い状態の場合には、

$$P = \sqrt{\frac{T_s}{\tau + T_s}} \frac{1 + \alpha L^+}{\left(1 + \frac{\tau}{T_s}\right)^{\frac{1}{2}} + \alpha L^+} \quad (\text{H.31})$$

フォトルミネッセンスの測定の場合のように、結晶から電子を取り出さない場合に結晶内に滞在している電子の平均の偏極度は、以下のような簡単な形となり、結晶中の電子の平均の偏極度は結晶の厚さには依存しない。

$$\begin{aligned} P_{solid} &= \frac{\int_0^L n^-(y) dy}{\int_0^L n^+(y) dy} \\ &= \frac{T_s}{\tau + T_s} \end{aligned} \quad (\text{H.32})$$

## Appendix I

### 量子井戸のバンド構造解析

本文中では、 $k \neq 0$  での重い正孔と軽い正孔間のバンド混合のために、AlGaAs-GaAs 超格子の偏極度が75%程度となっていると推論した。事実、歪みを加えることによりバンド混合効果が緩和されて偏極度を向上させることができた。 $k_{//} \neq 0$  におけるバンド構造や価電子帯の混合の解析を行うことは、一般に複雑であり、解くことは難しい。ここでは歪みによるバンド構造の変化の解析方法の基本的な考え方について述べる [59]。

#### I.1 バルク半導体のバンド構造解析

$\Gamma$  点における各バンドの波動関数を  $u_{i0}(\mathbf{r})$  ( $i$  はバンドの指標) とすると、これらの波動関数は完全直交系をなすので、 $k \neq 0$  における任意の1つのバンド  $n$  の波動関数は、

$$\phi_{nk}^{(bulk)} = \sum_i C_{nik}^{(bulk)} e^{ik_x x} e^{ik_y y} e^{ik_z z} \quad (1.1)$$

と表すことができる。

$i$  としてすべてのバンドをとるのは不可能なので、重い正孔 ( $hh$ )、軽い正孔、( $lh$ ) スピン軌道分裂帯 ( $so$ ) と伝導帯 ( $c$ ) の4つのバンドを考慮し、他のバンドの影響は  $k^2$  のオーダーの補正パラメータとして計算に繰り込まれる。これら4つのバンドの  $u_{i0}(\mathbf{r})$  は、全角運動量とその  $z$  方向の量子数の固有関数を用いるとき、 $|\frac{1}{2}, \pm\frac{1}{2}\rangle$  (伝導帯)、 $|\frac{3}{2}, \pm\frac{3}{2}\rangle$  (重い正孔)、 $|\frac{3}{2}, \pm\frac{1}{2}\rangle$  (軽い正孔)、 $|\frac{1}{2}, \pm\frac{1}{2}\rangle$  (スピン軌道分裂帯) となる。これら8つの波動関数を Schrödinger 方程式に代入することにより、 $8 \times 8$  行列の固有値方程式が得られる。その固有値からバンド構造が求められる。

重い正孔と軽い正孔の  $k_{//} = 0$  方向の異方性を無視して、適当なユニタリ変換を行うことにより、ハミルトニアンは  $8 \times 8$  から2つの  $4 \times 4$  行列に分解され、結局バンド構造は次の  $4 \times 4$  行列  $H_0$  の固有値で与えられる。

$$\begin{bmatrix} E_c & \frac{1}{\sqrt{6}}P\{(1+i)k_{//} + (1-i)k_z\} & \frac{1}{2}P(1-i)k_{//} & -\frac{1}{2\sqrt{3}}P\{(1-i)k_{//} + 2(1+i)k_z\} \\ & E_{so} & -\frac{L}{\sqrt{2}} + i\sqrt{2}M & \sqrt{\frac{3}{2}}L + \frac{i}{3\sqrt{2}}N \\ & & E_{hh} & M + iL \\ & & & E_{lh} \end{bmatrix} \quad (1.2)$$

(右上半面の複素共役)

ただし、

$$E_c = E_g + \frac{\hbar^2}{2m_0} s(k_{//}^2 + k_z^2)$$

$$\begin{aligned}
E_{so} &= -\Delta_0 - \frac{\hbar^2}{2m_0}(\gamma_1 k_{//}^2 + k_z^2) \\
E_{hh} &= -\frac{\hbar^2}{2m_0}\{(\gamma_1 + \gamma_2)k_{//}^2 + (\gamma_1 - 2\gamma_2)k_z^2\} \\
E_{lh} &= -\frac{\hbar^2}{2m_0}\{(\gamma_1 + \gamma_2)k_{//}^2 + (\gamma_1 + 2\gamma_2)k_z^2\} \\
P &= \frac{\hbar^2}{m_0} \langle s | \frac{\partial}{\partial z} | p_z \rangle \\
L &= 2\sqrt{3} \frac{\hbar^2}{2m_0} \gamma_3 k_{//} k_z \\
M &\simeq \sqrt{3} \left( \frac{\hbar^2}{2m_0} \right) \gamma_2 k_{//}^2 \\
N &= -6 \left( \frac{\hbar^2}{2m_0} \right) \gamma_2 (k_{//}^2 - 2k_z^2)
\end{aligned}$$

$E_g$ はエネルギーギャップ、 $\Delta_0$ はスピン軌道分裂エネルギー、 $m_0$ は自由電子の質量、 $k_{//}^2 = k_x^2 + k_y^2$ であり、また価電子帯頂上をエネルギーの基準としている。 $s, \gamma_1, \gamma_2, \gamma_3$ および  $P$ は、各バンド端付近の有効質量の測定値を用いて決定される。

## I.2 歪みによるバンド構造の変化

$xy$ 平面を界面とし、バンド構造に対する歪みの影響として式(I.2)のハミルトニアンに、次の歪みハミルトニアン  $H_{st}$ が付け加わる。

$$\begin{bmatrix} -\frac{2}{3}s_1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{3}s_1 & 0 & \frac{i}{\sqrt{2}}s_2 \\ 0 & 0 & \frac{1}{3}s_1 + s_2 & 0 \\ 0 & -\frac{i}{\sqrt{2}}s_2 & 0 & \frac{1}{3}s_1 - s_2 \end{bmatrix} \quad (I.3)$$

ただし、

$$\begin{aligned}
s_1 &= -2a \left( \frac{C_{11} - C_{12}}{C_{11}} \right) \epsilon_{//} \simeq -a\epsilon_{//} \\
s_2 &= b \left( \frac{C_{11} + 2C_{12}}{C_{11}} \right) \epsilon_{//} \simeq 2b\epsilon_{//}
\end{aligned}$$

$a$ と $b$ は静水圧および軸性変形ポテンシャルである。

## I.3 量子井戸のバンド構造

$z$ 方向に量子井戸を形成すると、波動関数は式(I.1)から変化する。すなわち、進行波方向成分  $e^{ik_z z}$ が重なりあって定在波を形成する。

$$\psi_{nk_{//}}^{(QW)} = \int \sum_i C_{ni\mathbf{k}} U_{i0}(\mathbf{r}) e^{ik_x x} e^{ik_y y} e^{ik_z z} dk_z$$

$$= \sum_i \phi_{nik_{//}}(z) u_{i0}(\mathbf{r}) e^{ik_x x} e^{ik_z z} \quad (I.4)$$

ここで、添字  $i$  はバンド ( $c, hh, lh, so$ ) を示し、 $n$  はそれぞれのバンドとそこに生じる量子化準位の両方含んでいる。(たとえば、 $n = c1, c2, \dots, hh1, hh2, \dots$  など)。また、 $\phi_{nik_{//}}(z)$  は  $z$  方向に閉じ込められた定在波を表し、包絡関数は近似的に次の連立微分方程式の解で与えられ、各準位の固有値  $E_n(k_{//})$  に対して、1つの組 ( $\phi_{nck_{//}}(z), \phi_{nsok_{//}}(z), \phi_{nhhk_{//}}(z), \phi_{nlhk_{//}}(z)$ ) が決まる。

$$\left[ H_0(k_z - i\frac{\partial}{\partial z}) + H_{st} + V(z) \right] \begin{bmatrix} \phi_{nck_{//}}(z) \\ \phi_{nsok_{//}}(z) \\ \phi_{nhhk_{//}}(z) \\ \phi_{nlhk_{//}}(z) \end{bmatrix} = E_n(k_{//}) \begin{bmatrix} \phi_{nck_{//}}(z) \\ \phi_{nsok_{//}}(z) \\ \phi_{nhhk_{//}}(z) \\ \phi_{nlhk_{//}}(z) \end{bmatrix} \quad (I.5)$$

ただし、 $H_0$  は式 (I.2) において  $k_z$  を  $-i\frac{\partial}{\partial z}$  に置き換えた演算子行列である、 $H_{st}$  は式 (I.3) である。また  $V(z)$  は無歪みヘテロ界面における各バンド端のとびを対角要素とする対角行列である。

上式を任意の  $k_{//}$  について解くことにより、バンド構造や価電子帯混合の様子が分かる。しかしその解析は複雑であり、無限大の障壁を持つ場合や  $k_{//} = 0$  の解が簡単に得られるような、変分法に敵した形の場合には、ある程度価電子帯の混合の影響を予想することができる。



## Appendix J

### 超格子のバンド構造の具体的な計算方法

超格子構造のバンド構造は、式(3.12)を解くことによって得られる。ここでは、具体的にバンド構造を計算した方法について述べる。一般的に、方程式を数値的に解く方法として、微分を利用したNewton-Raphson法や囲い込み法が用いられる。しかし、バンド構造を求める場合には、ミニバンドの近傍にまたミニバンド構造を形成するので、解が複数あり、上記の方法では、取り扱いが面倒であったり、区間幅を小さくする必要がある。一方、実際上解の値としては、 $\sim 0.1$  meV程度の精度で解ければ十分である。

ここでは、簡単にエネルギーを適当な範囲内で変えることで、式(3.12)の条件に収まっているかどうか、条件判断させてバンド構造を調べている。

具体的な計算方法は以下のとおりである。例えば、 $V_0 - E \geq 0$ の場合には、

$$f_1(E) = \cosh \beta b \cdot \cos \alpha a + \frac{1}{2} \left( x - \frac{1}{x} \right) \sinh \beta b \cdot \sin \alpha a \quad (\text{J.1})$$

と置き、 $E$ を0から $V_0$  meVまで0.1 meVステップで変えて、 $f_1(E)$ の値を求める。 $-1 \leq f_1(E) \leq 1$ の条件を満たすか満たさないかでミニバンド内か外かが分かる。後は、どこで条件を満たしはじめて、満たさなくなったかを知れば、ミニバンド構造が解かる。

$V_0 - E \leq 0$ の場合にも同様に、

$$f_2(E) = \cos \beta b \cdot \cos \alpha a + \frac{1}{2} \left( x + \frac{1}{x} \right) \sin \beta b \cdot \sin \alpha a \quad (\text{J.2})$$

と置けばよい。

またそれぞれの有効質量は、GaAs層では、

$$m_{el}^* = 0.0665 m_0$$

$$m_{hhz}^* = 0.33 m_0$$

$$m_{lhz}^* = 0.090 m_0$$

InGaAs層では、

$$m_{el}^* = (0.0665 - 0.044x) m_0$$

$$m_{hhz}^* = (0.33 + 0.07x) m_0$$

$$m_{lhz}^* = (0.090 - 0.062x) m_0$$

AlGaAs 層では、

$$m_{el}^* = (0.0665 + 0.083x)m_0$$

$$m_{hhz}^* = (0.33 + 0.18x)m_0$$

$$m_{ihz}^* = (0.090 + 0.09x)m_0$$

の値を用いて計算している。

## Appendix K

### 歪みによる InGaAs 結晶のバンド構造の変化

超格子構造を作らない InGaAs 層の伝導帯と重い正孔、軽い正孔間のギャップはそれぞれ次のように与えられる [60]。

$$E_0^{C,HH} = E_0(\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}) + \delta E_H - \delta E_S \quad (\text{K.1})$$

$$E_0^{C,LH} = E_0(\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}) + \delta E_H + \delta E_S - (\delta E_S)^2/2\Delta_0 \quad (\text{K.2})$$

ただし、 $E_0(\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As})$  は歪みがかかっていない場合のバンドギャップ、 $\Delta_0$  はスピン軌道相互作用による分離幅である。 $\delta E_H$  (hydrastatic-pressure shift) と  $\delta E_S$  (uniaxial stress induced valence band splitting) は次の式で与えられる。

$$\delta E_H = 2a \left( \frac{C_{11} - C_{12}}{C_{11}} \right) \epsilon \quad (\text{K.3})$$

$$\delta E_S = b \left( \frac{C_{11} + C_{12}}{C_{11}} \right) \epsilon \quad (\text{K.4})$$

したがって、界面と垂直方向にひっぱる歪みを加えた場合には、バンド間が広がると同時に重い正孔、軽い正孔間も広がることになる。

温度 300 K における InGaAs のエネルギーギャップ  $E_0$  は

$$E_0(\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}) = E_0(\text{GaAs}) - 1.53x + 0.45x^2 \quad (\text{K.5})$$

ただし、

$$\Delta_0 = 0.341 - 0.09x + 0.14x^2 \quad (\text{K.6})$$

である。

格子定数、interband hydrostatic pressure  $a$ 、uniaxial deformation potential  $b$ 、弾性ステイフネス定数  $C_{11}$ 、 $C_{12}$  はそれぞれ、[60] の値を用いて計算した。

## Appendix L

### 偏極度と量子効率の関係

#### L.1 はじめに

これまで、偏極度は量子効率に依存して、量子効率下がると若干偏極度が高くなることが知られていたが、量子効率の広い範囲での偏極度の測定は行われて来なかった。あまりにも悪い量子効率では、実用上意味がないが、しかし、このような広い量子効率の範囲において、偏極度の測定を行うことにより、GaAs 結晶からの光電子放出過程に関して、より詳しく調べることができると思われる。

#### L.2 結晶サンプルと実験装置

用いた結晶は、 $\text{Al}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{As}$ -GaAs 超格子である。それぞれの層の厚さは  $19.8 \text{ \AA}$  (GaAs) と  $31.1 \text{ \AA}$  (AlGaAs) で活性層の全厚は  $967 \text{ \AA}$  である。内部のドーピング濃度はそれぞれ  $4.0 \times 10^{17}$  (GaAs)、 $6.2 \times 10^{17}$  (AlGaAs)  $\text{cm}^{-3}$  である。表面の GaAs 層の 3 層と AlGaAs 層の 2 層には、それぞれ  $4.0 \times 10^{18}$ 、 $6.2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  のドーピングを行っている。表面は  $-5 \text{ }^\circ\text{C}$  で約  $1 \mu\text{m}$  の砒素膜をつけている。この保護膜は大気からの保護のために付けている。この砒素の保護膜は超高真空中で  $400 \text{ }^\circ\text{C}$  で約 1 時間の加熱洗浄により取り除いている。偏極度と量子効率の測定は高エネルギー物理学研究所の偏極電子源装置において行った。Figure L.1 に装置図を示す。

この装置は  $-70 \text{ kV}$  の偏極電子銃とスピンを縦偏極から横偏極に偏向させる Wien filter そして Mott 散乱偏極度測定装置から構成されている。真空度は  $5.0 \times 10^{-11} \text{ Torr}$ 、 $-70 \text{ keV}$  での電子銃の全暗電流は  $1 \text{ nA}$  以下である。また寿命は約 1 日である。測定はすべて常温中において行った。量子効率を意図的に変えるようなことはせず、ただ自然に量子効率下がってくるのを待って測定を続けた。

#### L.3 結果

測定は  $720.1 \text{ nm}$ 、 $737.8 \text{ nm}$ 、 $761.1 \text{ nm}$ 、 $778.5 \text{ nm}$ 、 $788.7 \text{ nm}$  の 5 つの波長において行った。波長  $778.5 \text{ nm}$  において量子効率  $5.0 \times 10^{-5}$  程度で 76 % の最大偏極度が得られた。どの波長においても量子効率の悪化に伴い、一旦偏極度が上がって、再び、下がる傾向が見られた。 $778.5 \text{ nm}$  において測定された結果を Figure L.2 に示す。

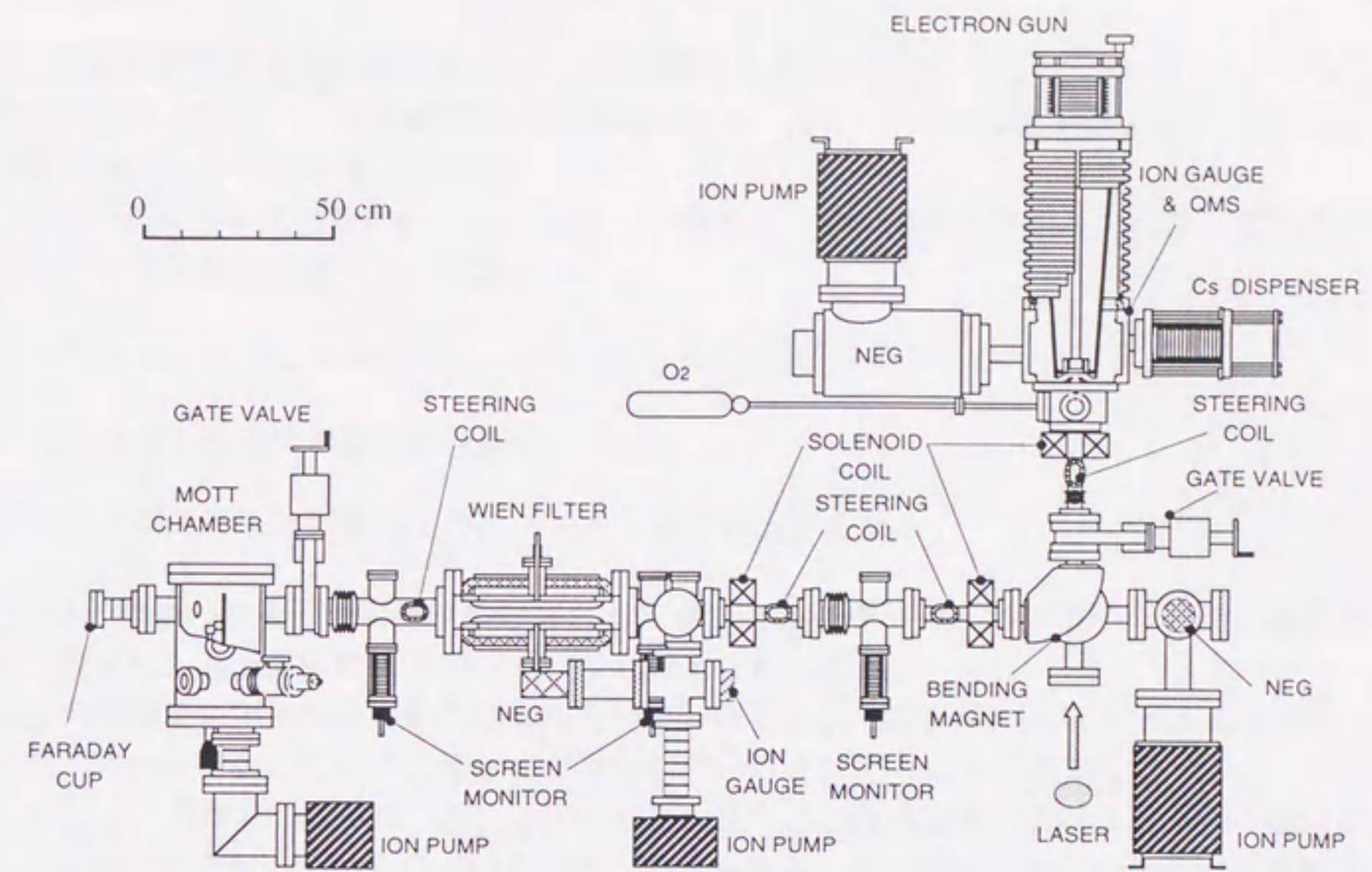


Figure L.1: KEK 偏極電子源装置図

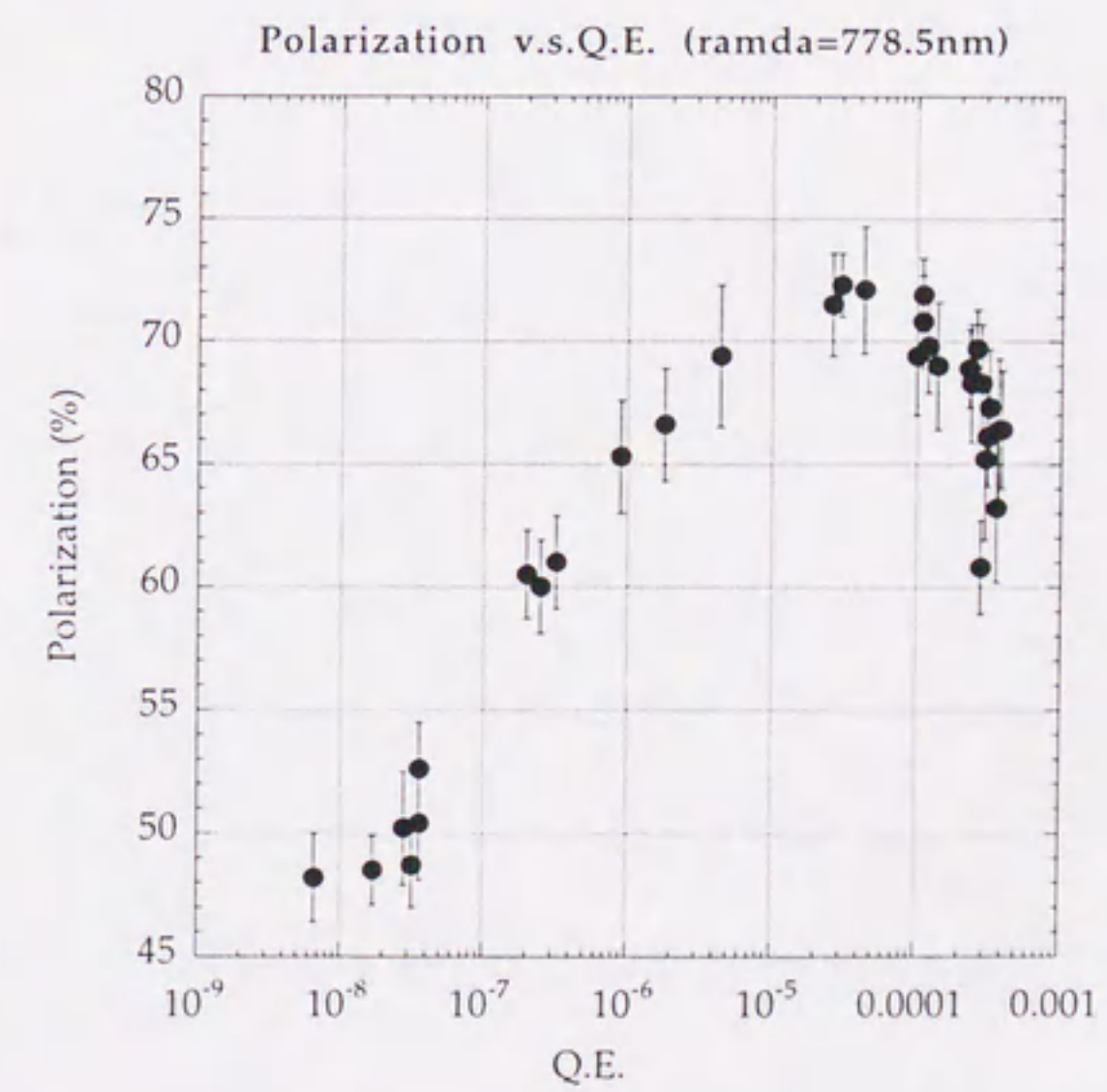


Figure L.2: 波長 778.5 nm における量子効率に対する偏極度の測定結果

#### L.4 考察

この偏極度の波長依存性に関して、2つの領域に分けて考察した。すなわち、(a)一つは量子効率が下がるに従って、偏極度が下がる領域であり、(b)もう一つは量子効率が下がるに従って、偏極度もゆっくり下がる領域である。

光電子のエネルギー分布について測定した結果から量子効率の下がり方には、以下の3つもモードがあると考えられている [63]。

- (1) バンドベンディングが減少し、NEA が小さくなる、
- (2) 表面障壁を通過する確率が減少する、
- (3) バンドベンディング領域でのエネルギー損失が大きくなる。

また、結晶内の電子の偏極度の分布としては、エネルギーの小さい電子の方が、より長く結晶内に滞在し、若干偏極度は下がっていると考えられる [31]。

(a) の領域は、エネルギーを失い偏極度も若干低くなった電子が、NEA が小さくなるのに従って、出て来れなくなるために、偏極度が増加していると考えられる [62][31]。

一方、(b) 領域については、(2)、(3) の効果、または、結晶表面におけるコンタミ層においてスピン緩和効果が働いているのではないかと考えられる。すなわち、電子が結晶内に滞在する時間が長くなるために、スピン緩和する効果と表面のコンタミ層を通過する時に、スピン緩和しているためではないかと考えられる。しかし、より詳細な議論をするためには、さらに実験を行う必要があると考えられる。特に、偏極度の測定とともに、光電子エネルギー分布の測定が必要と考えられる。

## Bibliography

- [1] C. Y. Prescott, W. B. Atwood, R. L. A. Cottrell, H. DeStaebler, Edward L. Garwin, A. Gonidec, R. H. Miller, L. S. Rochester, T. Sato, C. K. Sinclair, S. Stein, R. E. Taylor, J. E. Clendenin, V. W. Hughes, N. Sasao, K. P. Schüler, M. G. Borghini, K. Lübelmeyer and W. Jentschke: *Phys. Lett.* **77B** (1978) 347.
- [2] C. Y. Prescott *et al.*: *Phys. Lett.* **84B** (1979) 524.
- [3] Hai-Yang, et al, *Phys. Rev. Lett.* **52**, 5(1984) 399.
- [4] JLC group: "JLC-1", KEK Report 92-16, December 1992 A/H/M. 「リニアコライダーの物理」, 平成5年度科学研究費補助金(総合研究A)研究成果報告書.
- [5] T. Omori, Y. Kurihara, T. Nakanishi, H. Aoyagi, T. Baba, T. Furuya, K. Itoga, M. Mizuta, S. Nakamura, Y. Takeuchi, M. Tsubata and M. Yoshioka: *Phys. Rev. Lett.* **66** (1991) 2351.
- [6] T. Nakanishi, H. Aoyagi, H. Horinaka, Y. Kamiya, T. Kato, S. Nakamura, T. Saka and M. Tsubata, *Phys. Lett.* **A158** (1991) 345.
- [7] T. Maruyama, E. L. Garwin, R. Prepost, G. H. Zapalac, J. S. Smith and J. D. Waker: *Phys. Rev. Lett.* **66** (1991) 2376.
- [8] Y. Kurihara, T. Omori, Y. Takeuchi, M. Yoshioka, T. Nakanishi, S. Okumi, M. Tawada, K. Togawa, M. Tsubata, T. Baba, M. Mizuta, R. Alley, H. Aoyagi, J. Clendenin, J. Frish, G. Mullhollan, P. Saez, D. Shultz, H. Tang and K. Witte: *Jpn. J. Appl. Phys.* **34** (1995) 355-358.
- [9] J. Kessler: "Polarized Electrons", Springer-Verlag, Berlin (1985).
- [10] M. J. Alguard, J. E. Clendenin, R. D. Ehrlich, V. W. Hughes, J. S. Landish, M. S. Lubell, K. P. Schüler, G. Baum, W. Raith, R. H. Miller and W. Lysenko: *Nucl. Instr. Methods* **163** (1979) 29.
- [11] W. von Drachenfels, U. T. Koch, Th. M. Müller, W. Paul and H. R. Schaefer: *Nucl. Inst. Methods* **140** (1997) 47.
- [12] P. F. Wainwright, M. J. Alguard, G. Baum and M. S. Lubell: *Rev. Sci. Instrum.* **49** (1978) 571.

- [13] E. Kisker, G. Baum, A. H. Mahan, W. Raith and B. Reihl: Phys. Rev. **B18** (1978) 2256.
- [14] E. Garwin, F. Meier, D. T. Pierce, K. Sattler and H. C. Siegmann: Nucl. Instr. Methods **120** (1974) 483.
- [15] P. J. Keliher, R. E. Gleason and G. K. Walters: Phys. Rev. **A11** (1975) 1279.
- [16] L. A. Hodge, F. B. Dunning and G. K. Walters: Rev. Sci. Instrum. **50**(1979) 1.
- [17] L. G. Gray, K. W. Giberson, C. Cheng, R. S. Keiffer, F. B. Dunning and G. K. Walters: Rev. Sci. Instrum. **54** (1983) 271.
- [18] G. H. Rutherford, J. M. Ratliff, J. G. Lynn, F. B. Dunning and G. K. Walters: Rev. Sci. Instrum. **61** (1990) 1460.
- [19] E. L. Garwin, D. T. Pierce and H. C. Siegmann: Helv. Phys. Acta **47** (1974) 393.
- [20] G. Lampel and C. Weisbuch: Solid State Comm. **16** (1975) 877.
- [21] T. Saka, T. Kato, T. Nakanishi, M. Tsubata, K. Kishino, H. Horinaka, Y. Kamiya, S. Okumi, C. Takahashi, Y. Tanimoto, M. Tawada, K. Togawa, H. Aoyagi and S. Nakamura: Jpn. J. Appl. Phys. **32** (1993) 1837.
- [22] R. Houdré, C. Hermann, G. Lampel, P. M. Frijlink and A. C. Gossard: Phys. Rev. Lett. **55** No. 7 (1985) 734.
- [23] 江崎玲於奈監修, 榊裕之編訳: 「超格子ヘテロ構造デバイス」, 工業調査会.
- [24] 小長井誠: 「半導体超格子入門」, 培風館.
- [25] 岡本紘: 「超格子構造の光物性と応用」, コロナ社.
- [26] G. Bastard: Phys. Rev. **B 24** (1981) 5693.
- [27] D. A. Orlov and A. S. Terekov: spin96 proceedings, Sep. 6-7,1996, Amsterdam, Netherland.
- [28] L. W. James and J. J. Uebbing: Appl. Phys. Lett. **16** (1970) 370.
- [29] D. G. Fisher, R. E. Enstrom, J. S. Escher and B. F. Williams: J. Appl. Phys. **43** (1972) 3815.
- [30] J. S. Escher and G. A. Antypas: Appl. Phys. Lett. **30** (1977) 314.
- [31] J. Kirschner, H. P. Oepen and J. Ibach: Appl. Phys. **A30** (1983) 177.
- [32] J. J. Uebbing and L. W. James: J. Appl. Phys. **41** (1970) 4505.
- [33] 広瀬郁夫, 堂前一彦, 生駒哲昭, 倉品満, 中西彊, 堀川直顕, 林良一, 奥見正治, 福井崇時, 神谷芳弘: 「名古屋大学に於ける偏極電子源の開発 [I]」 原子核研究 **30** No. 5.
- [34] J. S. Escher: Semiconductor and Semimetals Vol.15 (Academic Press, America, 1981) 195.



- [35] N. Sherman: Phys. Rev. **103** (1956) 1601.
- [36] Shin-R Lin: Phys. Rev. **133** (1964) A965.
- [37] 広瀬郁夫: 修士論文「偏極電子源の開発とその偏極度測定」, 名古屋大学理学研究科, 昭和59年度.
- [38] 青柳秀樹: 博士論文「スピン偏極電子源に用いる歪ませた GaAs フォトカソードの開発研究」, 名古屋大学大学院理学研究科, 1992年度.
- [39] Y. Kurihara, T. Omori, T. Nakanishi, H. Aoyagi, T. Baba, K. Itoga, M. Mizuta, S. Nakamura, Y. Takeuchi, M. Tsubata and M. Yoshioka: Nucl. Instr. Meth. **A313** (1992) 393.
- [40] 糸賀賢二: 博士論文「AlGaAs-GaAs 超格子半導体を用いたフォトカソードによる偏極電子源の開発」, 総合研究大学院大学数物科学研究科, 平成5年度.
- [41] T. Uenoyama and L. J. Sham: Phys. Rev. **B31** (1985) 888.
- [42] 安藤恒也: 固体物理 **21** (1996) 508.
- [43] J. Y. Marzin, J. M. Gérard, P. Voisin and J. A. Brum: Semicnductor and Semimetals, **32** edited by T. Pearsal; (Academic Press, 1990) 60.
- [44] J. W. Matthews and A. E. Blaklee: J. Cryst. Growth **27** (1974) 118.
- [45] R. People and J. C. Bean: Appl. Phys. Lett. **47** (1985) 322.
- [46] T. Omori, Y. Kurihara, Y. Takeuchi, M. Yoshioka, T. Nakanishi, S. Okumi, M. Tsubata, M. Tawada, K. Togawa, Y. Tanimoto, C. Takahashi, T. Baba and M. Mizuta: Jpn. J. Appl. Phys. **33** (1994) 5676-5680.
- [47] G. Fishman and G. Lampel: Phys. Rev. **B 16** (1977) 820.
- [48] G. E. Pikus and A. N. Titkov: *Optical Orientation*, ed. F. Meier and B. P. Zakharchenya (North-Holland, 1984) p.73.
- [49] M. I. D'yakonov and V. I. Perel': Sov. Phys. JETP **33** (1971) 1053.
- [50] G. L. Bir, A. G. Aronov and G. E. Pikus: Sov. Phys. JETP **42** (1976) 705.
- [51] R. J. Elliot: Phys. Rev. **96** (1954) 266.
- [52] Y. Yafet: *Solid State Physics* **14**, ed. F. Seitz and D. Turnbull, (Academic, New York) 1.
- [53] A. W. Overhauser: Phys. Rev. **89** (1953) 689.
- [54] D. J. Lépine: Phys. Rev. **B 2** (1970) 2429.
- [55] H. Horinaka, D. Ono, W. Zhen, K. Wada, Y. Cho, Y. Hayashi, T. Nakanishi, S. Okumi, H. Aoyagi, T. Saka and T. Kato: Jpn. J. Appl. Phys. **34** (1995) 6444-6447.

- [56] 小野大作: 修士論文「半導体における伝導帯電子のスピン偏りとスピン緩和機構」, 大阪府立大学, 平成7年度.
- [57] R. L. Bell: Negative Electron Affinity Devices (Clarendon Press, Oxford, 1973).
- [58] D. T. Pierce *et al.*: Rev. Sci. Inst. **C51** (1980) 478.
- [59] 伊賀健一: 「半導体レーザー」(応用物理学シリーズ), オーム社.
- [60] S. H. Pan, H. Shen, Z. Hang, F. H. Pollak, Weihua Zhuang, Quian Xu, A. P. Roth, R. A. Masut, C. Lacelle and D. Morris: Phys. Rev. **B 38**(1988) 3375.
- [61] M. Erbudak and B. Reihl: Appl. Phys. Lett. **33** (1978) 584.
- [62] H. -J. Drouhin, C. Hermann and G. Lampel: Phys. Rev. B, **31**(1985) 3872.
- [63] A. S. Terekhov and D. A. Orlov: Proc. SPIE 2550 (1995) 157.