

低速電子線照射による絶縁物からの  
二次電子放出に関する研究

見玉 哲司



## 正誤表

P.27 (2.2) 式  
誤

$$n(s, E_p) = -\frac{1}{\epsilon} \frac{dE}{ds}$$

正

$$n(s, E) = -\frac{1}{\epsilon} \frac{dE}{ds}$$

P.27 (2.5) 式  
誤

$$= B \frac{\lambda E_p}{\epsilon R \cos \Phi_p} \{1 - \exp(-R/\lambda)\}$$

正

$$= B \frac{\lambda E_p}{\epsilon R \cos \Phi_p} \{1 - \exp(-R \cos \Phi_p / \lambda)\}$$

P.27 22 行  
誤

となる。この結果は、電子ビームが垂直入射する場合に比べ、 $(\cos \Phi_p)^{-1}$ だけ異なっている。

正

となる。この結果は、電子ビームが垂直入射する場合に比べ、 $R > \lambda$ の範囲では近似的に、 $(\cos \Phi_p)^{-1}$ だけ異なっている。

P.29 (2.11) 式  
誤

$$E_2 \cdot \cos^2 \Phi_p = \left( \frac{B\lambda}{(1-\eta)\epsilon C} \right) E_2^{3-2n}$$

正

$$E_2 \cdot \cos^2 \Phi_p = \left( \frac{B\lambda}{(1-\eta)\epsilon C} \right)^2 E_2^{3-2n}$$

①

# 低速電子線照射による絶縁物からの二次電子放出 に関する研究

児玉哲司



# 目次

<b>1 序論</b>	<b>1</b>
1.1 本研究の背景	1
1.1.1 緒言	1
1.1.2 二次電子放出	3
1.2 本研究の目的	7
1.3 本論文の構成	8
<b>2 絶縁物表面の帯電</b>	<b>13</b>
2.1 緒言	13
2.2 絶縁物表面の観察	13
2.3 絶縁物表面の形状が観察される条件	15
2.4 電子線照射による影響	15
2.5 二次電子放出率との関連	19
2.6 二次電子放出率	25
2.7 検討	28
2.8 結言	34
<b>3 SEMによる絶縁物表面電位の測定法</b>	<b>38</b>
3.1 緒言	38
3.2 電位コントラスト	38
3.3 容量結合モデル	39
3.4 容量結合モデルの問題点	43



3.5	絶縁物表面の電位測定 . . . . .	45
3.5.1	測定原理 . . . . .	45
3.5.2	電位測定の問題点 . . . . .	45
3.5.3	測定方法 . . . . .	46
3.5.4	測定系 . . . . .	46
3.5.5	測定誤差の補償 . . . . .	47
3.5.6	測定精度の確認 . . . . .	47
3.6	結言 . . . . .	48
4	絶縁物表面電位の測定結果と物理モデルの検討	59
4.1	緒言 . . . . .	59
4.2	測定結果 . . . . .	59
4.2.1	電極電圧 0V の場合 . . . . .	59
4.2.2	電極電圧 0V → -7V に変化させた場合 . . . . .	61
4.2.3	電極電圧 -7V → 0V に変化させた場合 . . . . .	61
4.2.4	パッシベーション膜表面電位の変化 . . . . .	61
4.3	物理モデルの検討 . . . . .	65
4.3.1	仕事関数の効果 . . . . .	65
4.3.2	EBIC の効果 . . . . .	66
4.4	結言 . . . . .	67
5	結論	71
5.1	本研究の成果 . . . . .	71
5.2	今後の課題 . . . . .	73



# 第 1 章

## 序論

### 1.1 本研究の背景

#### 1.1.1 緒言

近年、固体物理の関心はバルクから、表面へと移っている。固体表面の分析を行うには、エネルギーを持った種々の粒子、例えば電子、イオン、光子 (X 線を含む) を固体表面に衝突させ、表面近傍の情報を担って放出される電子、イオン、光を測定する。何を衝突させ、何を測定するかにより様々な分析装置がある [1]。表面分析装置の一つとして走査型電子顕微鏡 (SEM) がある [2]。SEM では、固体表面に細く絞った電子ビームを当て、偏向コイルでそのビームを曲げ、表面を二次元的に走査させ像を作る (図 1.1)。電子ビームを固体表面に当てると、二次電子、反射電子、オージェ電子、光、X 線などが放出されるが、SEM では主に信号量の最も多い二次電子を検出する。二次電子は表面近傍に関して、その形状、組成、及び電位等の情報を有することが知られている。SEM の二次電子像は、他の測定法に比較して、高い空間分解能 ( $\geq 0.7\text{nm}$ ) を持ち、固体表面の微視的領域の特性を調べるのに非常に有効である。さらに、ストロボ SEM の開発により、微視的領域の特性を、高い時間分解能 ( $\geq 0.2\text{ps}$ ) で測定することも可能となっている [3]。

ところが、荷電ビームを用いることから、SEM の適用できる範囲は、金属に限られていた。現在は、半導体、絶縁物へもその応用が広がっている。これまで、SEM で用いられる電子ビームのエネルギーは  $10\text{keV}$  から  $30\text{keV}$  程度であった。このエネルギー範囲では、電子ビームの照射は絶縁物を帯電させる、或は半導体素子を損傷する等の問題が生ずる。これに対し、低エネルギー電子線を用いた SEM では、絶縁物を導電物質のコーティ



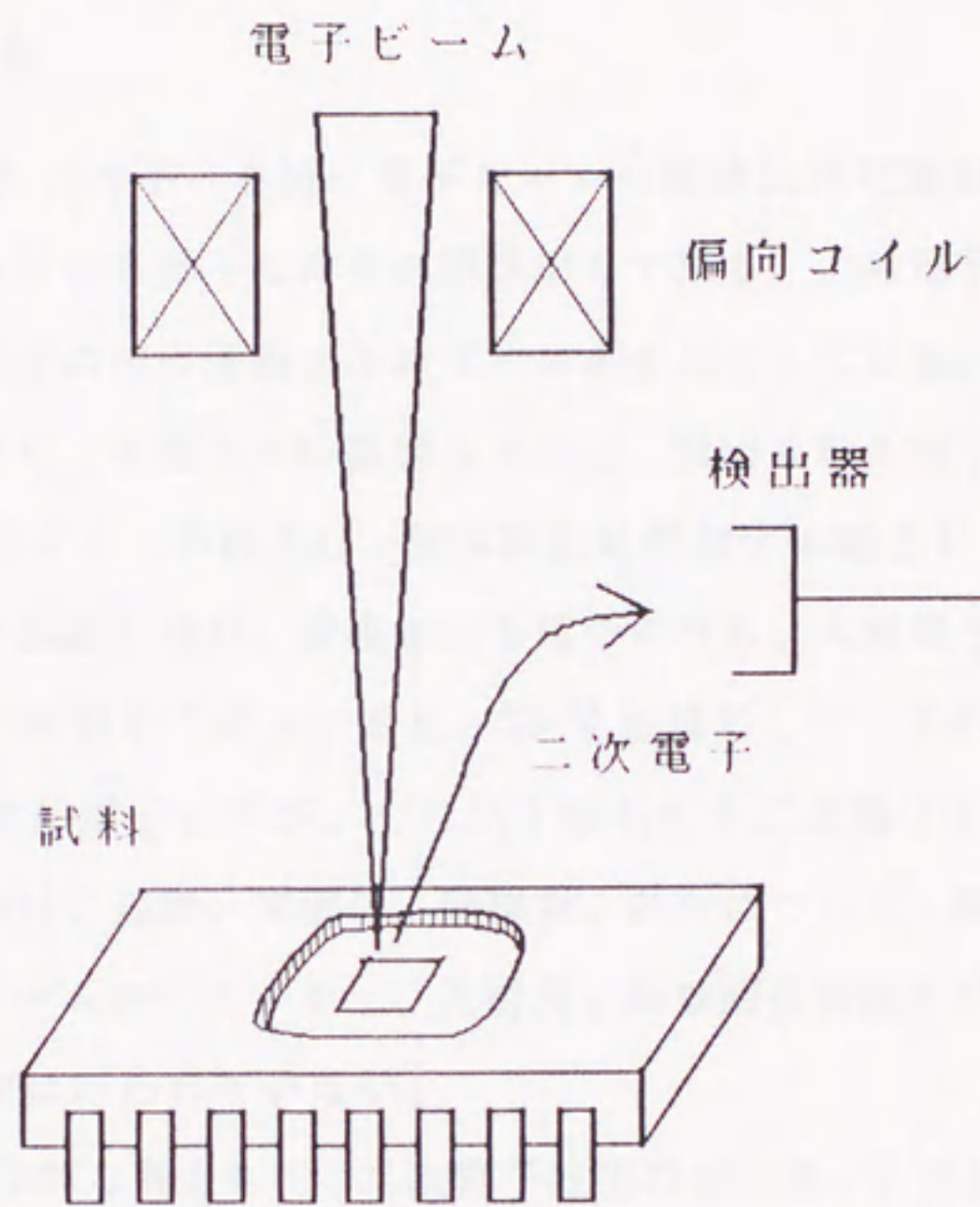


図 1.1 走査形電子顕微鏡 (SEM) による半導体デバイスの観察



ングなしに観察できる、試料に与える損傷が著しく少なくなる等の効果がある。その為、様々な絶縁物の表面観察に低加速SEMが応用され、二次電子像コントラストが観察されている [4] [5] [6]。しかし、二次電子の放出過程が非常に複雑であるため、これまで、あまりその理論的解釈、及び定量的な評価は進んでいなかった。ここで、二次電子像の解釈の基礎となる、二次電子放出に関する現在までの研究の概要を述べる [7]。

### 1.1.2 二次電子放出

100eV~数10keVのエネルギーを持つ電子ビームを固体試料に照射すると、その表面から、様々な運動エネルギーを持った電子が飛び出して来る。この電子が放出されるメカニズムは、放出される電子の持つ運動エネルギーにより異なっている。横軸を放出される電子の運動エネルギーとし、縦軸をその個数とすると、放出される電子のエネルギー分布が描ける (図 1.2)。このグラフの概形は、固体試料に照射する電子ビームのエネルギー、固体試料の種類にあまり依存しない。放出される電子のうち、入射電子とほぼ同じ運動エネルギーを持つものを反射電子と呼ぶ。また、50eVを境にして、それ以上の運動エネルギーを持つものを背面散乱電子と呼び、それ以下のものを二次電子と呼ぶ。この様な二次電子のエネルギー分布は、金属、半導体、絶縁物、各々について、幾つか測定されている。しかし、照射電子ビームのエネルギー、入射角、及び固体表面の状態によりどう変化するか、詳しい測定までは行われていない。

二次電子に関する基本的な量として、二次電子放出率がある。これは、固体に照射する電子1個あたり出て来る二次電子の個数として定義される。一般に、二次電子放出率は、照射する電子ビームのエネルギー  $E_p$  の関数として、図 1.3 に示す変化をする。 $\delta$  は、 $E_p$  が小さいところでは増加し、ある  $E_{p,m}$  で最大値  $\delta_m$  をとり、それ以上では減少する。この  $\delta_m$  は様々な物質について測定されている。金属では 0.5~2 の範囲であり、絶縁物では、1~10 であるが、MgO では 20~25 にも達する。また、 $E_{p,m}$  の値は数 100~2000(eV) である。

二次電子放出率は、照射電子ビームのエネルギーの他に、入射角、固体試料の種類、及び固体表面の状態 (汚染、欠陥、電位、帯電など) により変化することが知られている。二次電子放出率の入射角に対する依存性、及び固体試料の種類による違いは、定量的に測定されている。しかし、固体表面の状態により二次電子放出率がどの様に変化するか、その定量的な評価は行われていない。



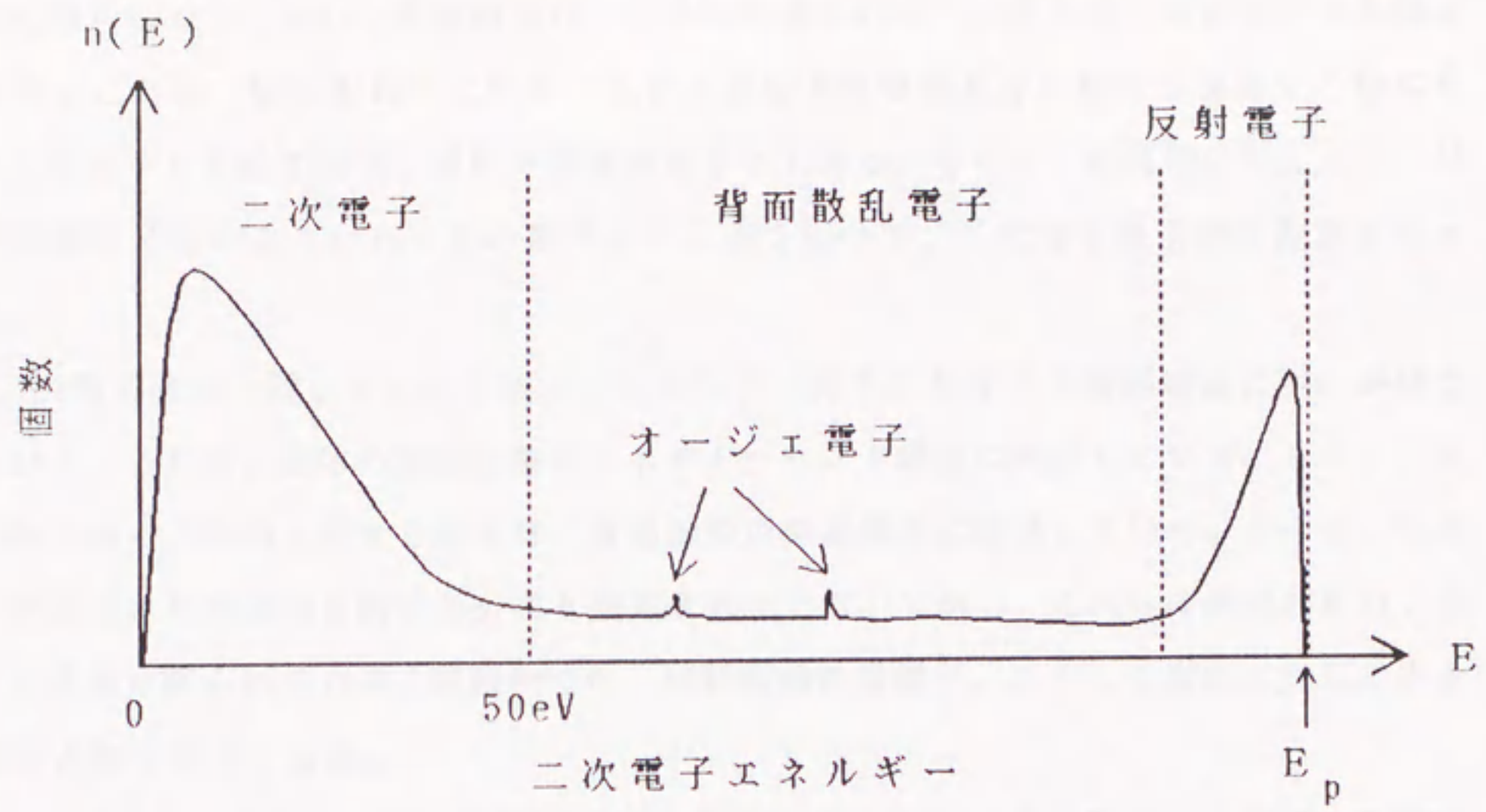


図 1.2 二次電子のエネルギー分布

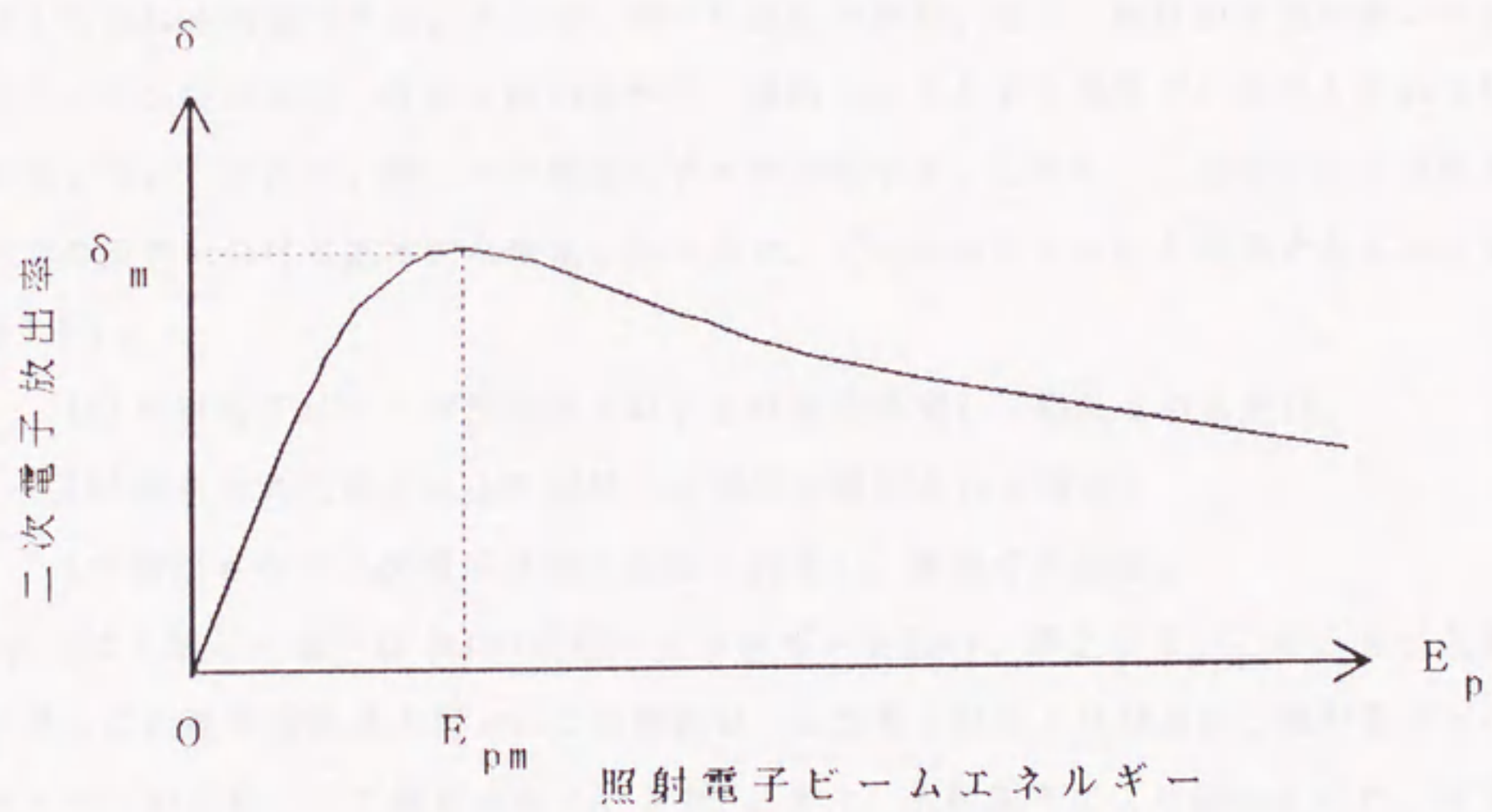


図 1.3 二次電子放出率の照射電子ビームエネルギーへの依存性



金属、半導体では、図 1.3 に示す二次電子放出率が、連続した電子線照射により、定常的に得られる。しかし、絶縁物では、定常的に得られない。それは、絶縁物が不良導体であることから、放出された二次電子数と入射電子数の差だけの電荷を補償する様な電荷を、外部から供給できず、試料が帯電するからである。そこで、絶縁物に対しては、試料を帯電させないようパルス状の電子ビーム等を用いて、二次電子放出率が測定されている。

二次電子放出に関して、この他に、エネルギー分布に存在する微細構造に関心が持たれている。これは、固体の表面近傍のエネルギーバンド構造に関係している。また、二次電子放出率の入射角に対する変化は、表面近傍の結晶構造に関係している。さらに、二次電子が放出される方向に関する分布も測定されている。しかし、これらの測定対象は、金属、半導体に限られている。絶縁物では、試料表面の帯電が、こうした測定に対して大きな障害となるからである。

二次電子放出過程は一般に複雑で理論的解明は難しいが、基本的には、電子と多数原子の衝突である。電子と原子の 2 粒子間の衝突現象は、原理的には波動方程式を解くことで解明できる。二次電子放出に関しても同じように、波動方程式を解けば良いのである。しかし、二次電子放出には非常に多数の原子が関与している。それ故、波動方程式をそのまま解くことは不可能である。そこで、様々な近似や仮定、また、統計的な取り扱いが必要となる。どの様な仮定、近似を用いるかは、解明しようとする現象や、必要とされる精度に依存する。そのため、幾つかの理論モデルが存在する。しかし、二次電子放出過程を次の 3 つの段階に分ける基本的な現象の捉え方は、どの理論モデルにも共通するものである(図 1.4)。

- (a) 照射電子ビームが標的固体原子と非弾性衝突し、散乱される過程。
- (b) 散乱された電子により固体中の電子が励起される過程。
- (c) 励起された二次電子が固体表面に到達し、離脱する過程。

固体内に入射した電子は (a) の過程でエネルギーを失い、停止する。このとき、入射電子が進んだ距離を飛程  $R$  と呼ぶ。この飛程は、二次電子放出とは独立に、照射電子ビームエネルギーの関数として測定されている [8]。また、入射電子により励起された二次電子全てが、真空中に放出されるわけではない。(c) の過程を経て、ある深さ内で励起された二次電子のみが、真空中に放出される。この二次電子が放出される深さを、二次電子脱



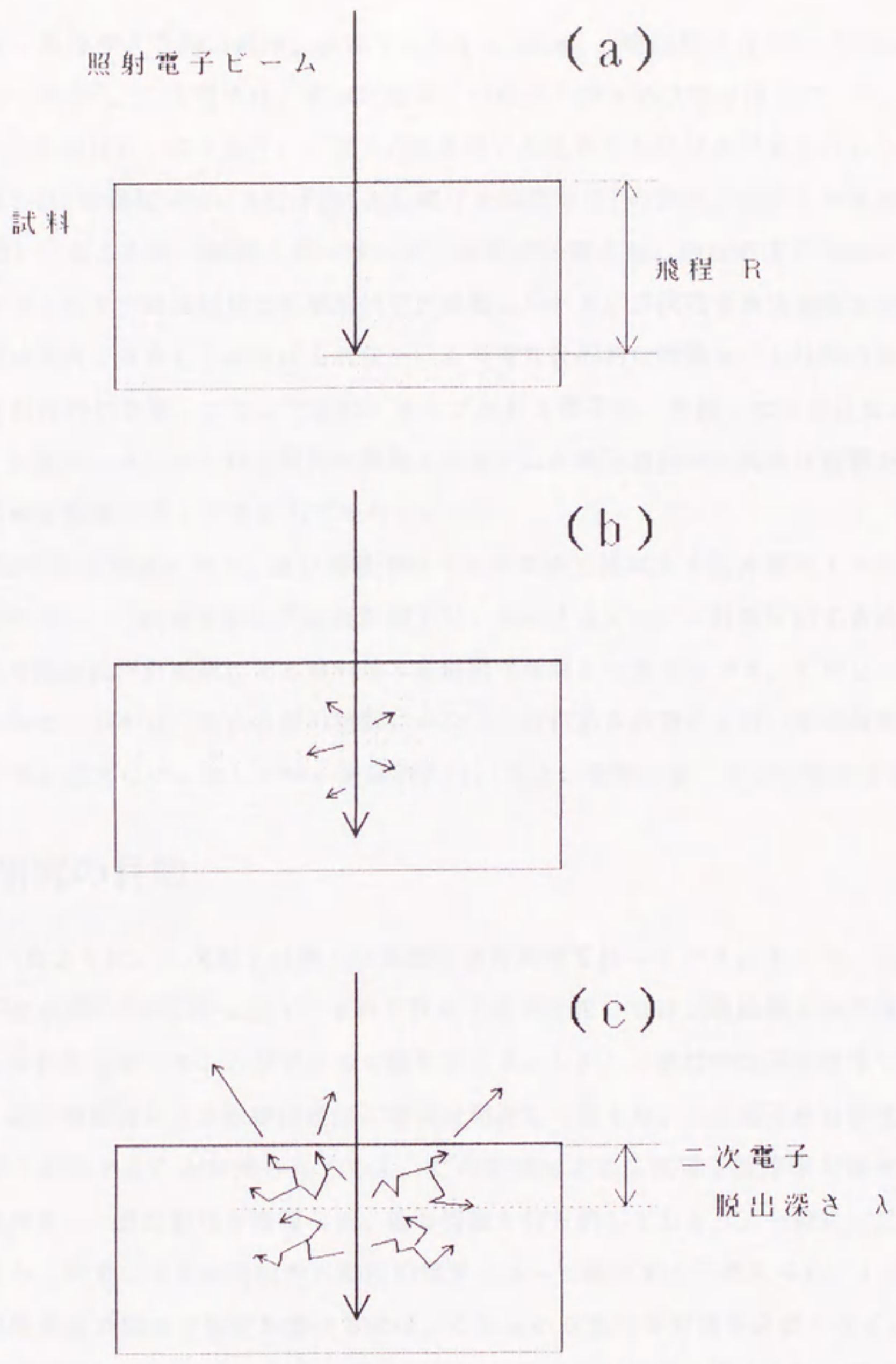


図 1.4 二次電子放出過程のモデル



出深さと呼ぶ。脱出深さの測定値は、金属では 0.5 ~ 2(nm)、絶縁物では 10 ~ 20(nm)と報告されている [9]。二次電子は、表面近傍のこの程度の深さの情報を持っている。

(a), (b), (c) の過程は、各々独立に、量子力学を用いた近似的な計算が詳しく行われている。例えば、(a) の過程では、2 粒子系 (入射電子と標的原子) の波動方程式から衝突の断面積を導出し、そこから入射電子のエネルギー損失が計算され、飛程が求められている [10]。しかし、各々の過程単独でも理論的解析が難しいため、二次電子放出過程全体では、かなり粗い近似となることは避けられない。このような近似的な理論モデルは幾つかあるが、固体表面近傍の欠陥、また、欠陥にトラップされる電荷を、考慮したものはない。絶縁物では、欠陥にトラップされる電荷は帯電となり、二次電子放出率に大きな影響を与えるが、そのような現象は全く考慮されていない。

この他、近似的な理論モデル、及び現在ではモンテカルロ法による計算機シミュレーションの導入により、二次電子放出率の照射電子ビームエネルギー、入射角に対する依存性、及び、その固体試料の種類による違いは、定量的な理解まで進んでいる。しかし、二次電子のエネルギー分布は、ある特定の物質について、近似的な計算により、その概形が求められているに過ぎない。ましてや、絶縁物については、皆無と言ってよい程である。

## 1.2 本研究の目的

1.1 で述べたように、二次電子は様々な表面近傍の情報を持っている。そこで、低エネルギー電子線を用いた SEM に於て、その二次電子信号を用いれば、絶縁物表面の微視的領域の様々な特性を調べることができる可能性がある。しかし、絶縁物は不良導体であることから、電子線照射により絶縁物表面に電荷は局在して留まり、二次電子放出特性が局所的に大きく変化することが知られている。この帯電による二次電子放出率の局所的变化は非常に大きく、表面形状の情報など、他の情報も打ち消してしまう。一般に、二次電子放出特性が、帯電による絶縁物内の局所的電界によって変化すると考えられている。そこで、絶縁物表面の様々な特性を調べるには、これらの定量的な評価が必要となる。

ところで、電子線照射による絶縁物の帯電現象は、Electrets(電荷を半永久的に蓄積するもの)に関する研究として、古くから行われている。これは、比較的高いエネルギーの電子線を用い、板状絶縁物内部に、二次元的に一様に電荷を蓄積させ、その特性の変化を



研究するものである [11]。低エネルギー電子線による表面近傍の局所的帯電に関する研究は、今まであまり行われていない。

このような背景のもとで、本研究の目的は、低エネルギー電子線照射による絶縁物表面の帯電、及び絶縁物内の電界が、二次電子放出に与える影響を定量的に評価し、その機構を解明することである。具体的には、絶縁物として、酸化珪素 ( $\text{SiO}_2$ )、窒化珪素 ( $\text{SiN}$ ) を取り上げ、低加速 SEM による表面観察に於て、その二次電子像コントラストの成因を明らかにすることである。絶縁物として、 $\text{SiO}_2$ 、 $\text{SiN}$  を取り上げたのは、以下のような理由による。

半導体デバイスの高集積化に伴い、デバイスの検査に空間分解能、時間分解能の高い SEM が用いられる。SEM でデバイスを検査するには、パッケージを剥し、内部のチップ表面を観察する。チップは、その配線パターンを絶縁保護するために、表面がパッシベーション膜に覆われている (図 1.5)。 $\text{SiO}_2$ 、 $\text{SiN}$  は、このパッシベーション膜に広く用いられる。その為、材料のコントロールされた試料が得やすく、また、デバイスを検査するために、SEM による表面観察が多く行われるからである [12]。また、これらの絶縁物の絶縁性、即ち導電性については、デバイスの信頼性、製造工程の管理などの面から、そのメカニズムについての関心が深まりつつある。

### 1.3 本論文の構成

第 1 章では、本研究の位置づけをするため、これまでの二次電子放出に関する研究を概観し、本研究の目的を述べている。

第 2 章は、SEM 二次電子像に於ける、絶縁物表面の帯電現象全般に関するものであり、まず、低エネルギー電子線が用いられる利点を述べる。次に、低エネルギー電子線により、絶縁物表面の形状が観察できる条件を、これまで測定されていなかった窒化珪素に対して明らかにする。さらに、従来とは異なる角度から、これまでに測定された材料も含めた測定結果に対する理論的な解釈を行う。

第 3 章では、まず、パッシベーション膜上に観察される電位コントラストについて述べ、これまでの研究を概観し、問題点を明らかにする。次に、電位コントラストを利用すれば、従来から報告のあるパッシベーション膜下の電極電圧だけでなく、パッシベーショ



ン膜表面の電荷の蓄積量、二次電子放出率なども推定できるが、その為には、パッシベーション膜表面の電位変化を測定する必要があることを述べる。さらに、絶縁物から放出される二次電子のエネルギー分析により、絶縁物表面の電位変化を正確に測定するには、従来とは異なる手法が必要であることを明らかにし、その手法を実現する測定系について述べている。

第4章では、第3章で述べた方法により、これまでに測定されたことのない絶縁物表面電位の電子線照射による変化を明らかにする。さらに、測定結果が、電位コントラストの物理モデルとして提案されている容量結合モデルでは説明できないことを指摘すると共に、電位コントラストの新たな物理モデルを提案する。

第5章では、本研究により得られた成果を総括し、残された問題を述べ、今後の研究に対する課題を明らかにする。



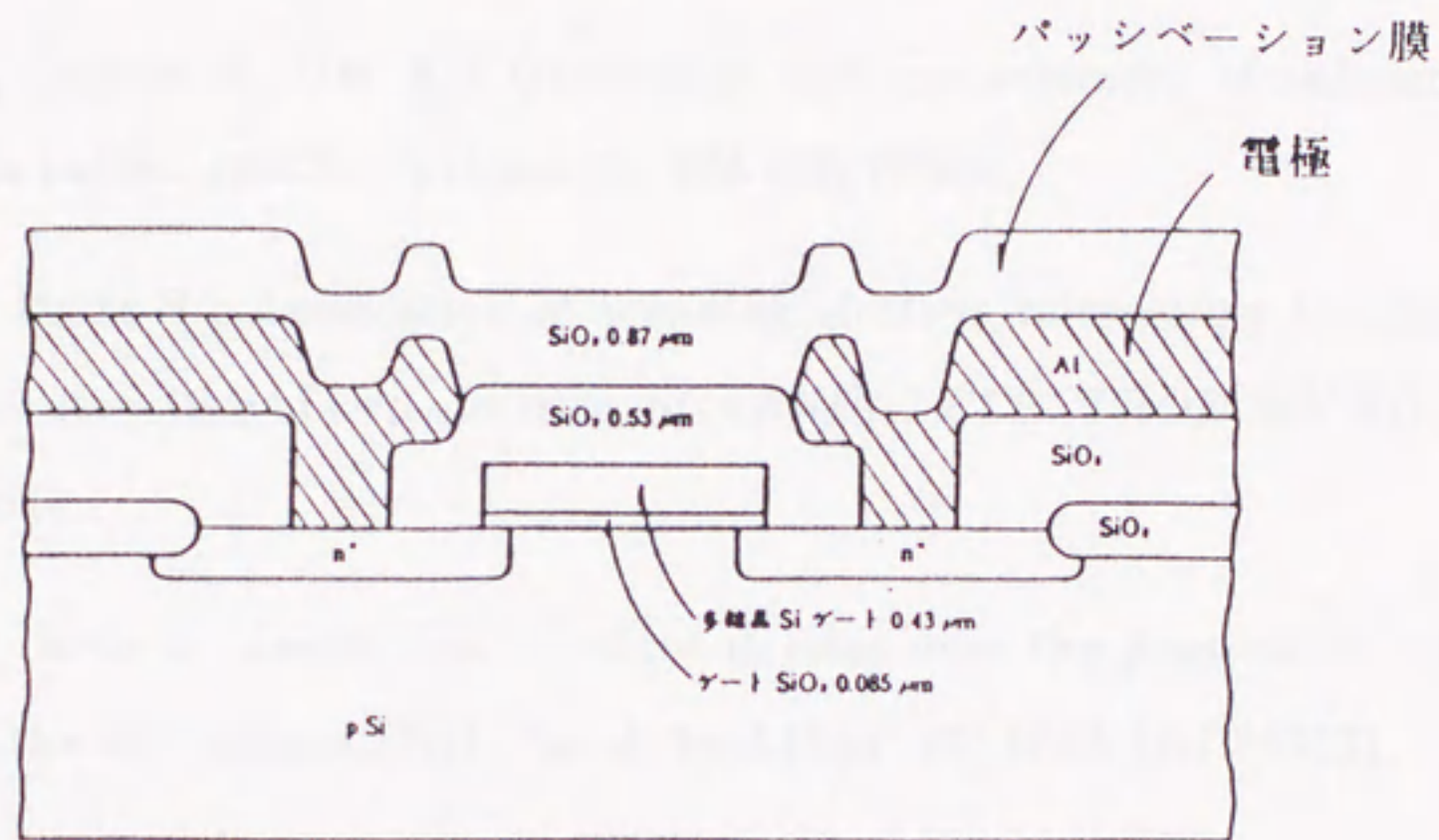


図 1.5 MOSFET 断面の模式図



## 参 考 文 献

- [1] 鹿又一郎、藤井秀司：最近の表面分析法、応用物理 44, 1283-1293(1975).
- [2] 市ノ川竹男：走査型電子顕微鏡の最近の進歩、応用物理 41, 963-988(1972).
- [3] Hosokawa T, Fujioka H, Ura K : Generation and measurement of subpicosecond electron beam pulses. *Rev.Sci.Instrum* 49, 624-628(1978).
- [4] Uchikawa Y, Ikeda S : Application of scanning electron microscopy to analysis of surface domain structure of ferroelectrics. *SCANNING ELECTRON MICROSCOPY I*, 209-220(1981).
- [5] Uchikawa Y, Ikeda S : Inspection of micro devices over the passivation top-layer surface using the low voltage SEM. *Jpn.J.Appl.Phys.* 22, L645-L647(1983).
- [6] Futamoto M, Hanbücken M, Harland CJ, Jones GW, Venables JA : Visualization of submonolayers and surface topography by biased secondary electron imaging: application to Ag layers on Si and W surfaces. *Surface Science* 150, 430-450(1985).
- [7] 越川孝範、志水隆一：表面研究における二次電子放出現象、応用物理 44, 215-230(1975).
- [8] Katz L, Penfold AS : Range-energy relations for electrons and the determination of beta-ray end-point energies by absorption. *Revs.Modern Phys.* 24, 28-44(1952).
- [9] Seiler H : Secondary electron emission in the scanning electron microscope. *J.Appl.Phys.* 54, R1-R18(1983).



- [10] Inokuti M, Manson ST : Cross sections for inelastic scattering of electrons by atoms - selected topics related to electron microscopy. *Electron Beam Interactions With Solids*, 1-17(1982).
- [11] Gross B : Radiation-induced charge storage and polarization effects. In: Sessler GM, ed. *Topics in Applied Physics, Electrets*, Springer-Verlag, 217-284(1987).
- [12] 裏 克己、藤岡 弘 : ビーム応用 LSI テスティング、*応用物理* 58, 1158-1172(1989).



## 第 2 章

### 絶縁物表面の帯電

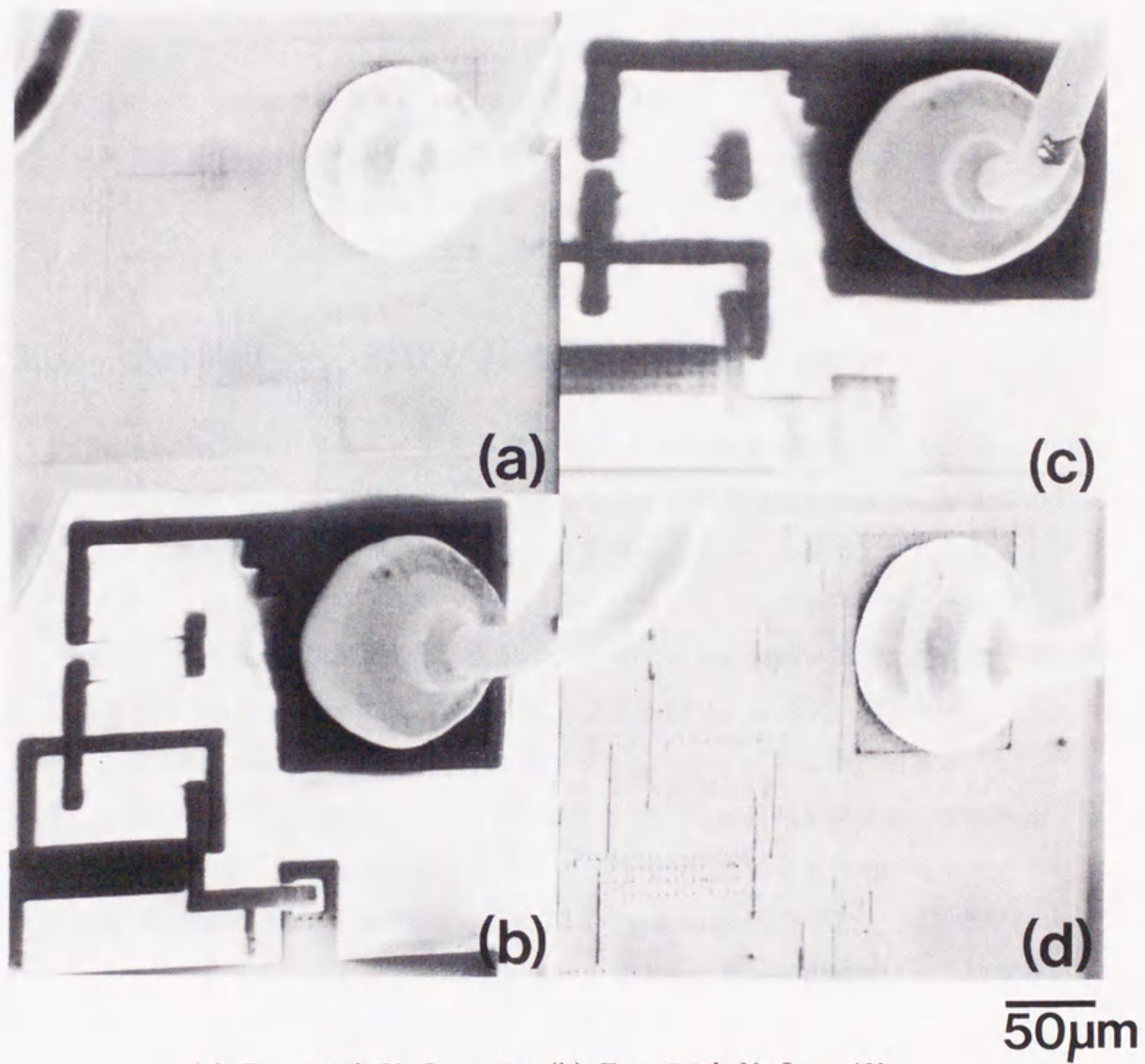
#### 2.1 緒言

これまで、SEM 二次電子像で絶縁物表面を観察するには、帯電を避けるため、絶縁物表面を導電性の高い金属で、薄くコーティングする必要があった。金属コーティングで、帯電を避けることはできる。しかし、余分な物質で表面を覆うことになり、不自然なコントラストが生じる。また、二次電子の持つ表面の形状以外の情報は消えてしまうなど欠点があった。それに対し、低エネルギー電子線を用いれば、絶縁物表面が金属コーティングなしに観察できる。これは、適当なエネルギーの電子線を用いれば、帯電による二次電子放出率の変化が抑えられ、表面形状等に関する情報が得られることを意味している。この条件は、PSG( $\text{SiO}_2 + \text{P}$ ) パッシベーション膜のデバイスでは、池田らにより既に測定され、明らかとなっている [1]。しかし、他の材質ではどうかという問題がある。本章では、窒化珪素 ( $\text{Si}_3\text{N}_4$ ,  $\text{SiN}$ ) パッシベーション膜のデバイスに対する条件を明らかにする。さらに、測定結果に対する理論的な解釈を、池田らは、表面特異層モデルにより行っているが、本章では、二次電子放出率の変化により行い、新たな知見が得られた。

#### 2.2 絶縁物表面の観察

図 2.1 は、SEM により絶縁物表面を観察した例である。試料は、表面が厚さ  $0.8\mu\text{m}$  の  $\text{Si}_3\text{N}_4$  パッシベーション膜で覆われている半導体デバイスのチップである。チップ上のボンディングワイヤーはパッシベーション膜に覆われていない。得られる二次電子像は、照射電子ビームのエネルギー  $E_p$ 、及び試料傾斜角  $\Phi_p$  により二つに分類される (図 2.2)。





(a)  $E_p = 1.0 \text{ keV}$ ,  $\Phi_p = 40^\circ$ , (b)  $E_p = 5.0 \text{ keV}$ ,  $\Phi_p = 40^\circ$   
(c)  $E_p = 3.0 \text{ keV}$ ,  $\Phi_p = 20^\circ$ , (d)  $E_p = 3.0 \text{ keV}$ ,  $\Phi_p = 50^\circ$

図 2.1 半導体デバイス絶縁物表面の SEM 像



$E_p = 1.0 \text{ keV}$ ,  $\Phi_p = 40^\circ$  では、パッシベーション膜表面の形状がはっきりと観察される (a)。それに対し、 $E_p = 5.0 \text{ keV}$ ,  $\Phi_p = 40^\circ$  では、パッシベーション膜表面が白く雲状となり、表面の形状が観察されない (b)。これは、一般にチャージアップと呼ばれる現象である。また、 $E_p = 3.0 \text{ keV}$ ,  $\Phi_p = 20^\circ$  では、チャージアップし、表面の形状が観察されない (c)。しかし、試料をさらに傾けてやれば ( $\Phi_p = 50^\circ$ )、表面の形状が観察される (d)。尚、(a), (d) の状態で、パッシベーション膜下の電極に電圧を印加し変化させると、第 3 章で論じる電位コントラストが繰り返し観察される。

ここに示した例では、入射電子の飛程は、パッシベーション膜厚よりも小さいことが知られている [2]。即ち、照射電子ビームはパッシベーション膜を貫通していない。本研究では、照射電子ビームがパッシベーション膜を貫通するケースは扱わない。

### 2.3 絶縁物表面の形状が観察される条件

表 2.1 は、照射電子ビームのエネルギー  $E_p$ 、及び試料傾斜角  $\Phi_p$  を細かく変え、パッシベーション膜表面の形状が観察されるかどうか調べた結果である。表中○が表面の形状が観察される条件であり、×がチャージアップの障害のため、表面の形状が観察されない条件である。これは、池田らが行った PSG パッシベーション膜のデバイスでの測定結果と、同じ傾向である (表 2.2 (a))[1]。表から、各  $\Phi_p$  に対し、表面の形状が観察される上限値  $E_2$  を取り出し、積  $E_2 \cdot \cos^2 \Phi_p$  を計算した。結果を図 2.3 に示す。図には、パッシベーション膜が SiN (1.1  $\mu\text{m}$  厚)、PSG (1.2  $\mu\text{m}$  厚) であるデバイスでの測定結果もプロットしてある。積  $E_2 \cdot \cos^2 \Phi_p$  の値は、材質により異なるが、 $\Phi_p$  に依存せずほぼ一定値となっている。しかし、 $\text{Si}_3\text{N}_4$  では  $\Phi_p$  が大きくなるところで、明らかに増加する傾向が現れた。このような傾向は、池田らの PSG での測定結果には現れていない (表 2.2 (b))。  $E_2$  の値近くでは、パッシベーション膜表面の粗さ、及び電子線照射による影響で、明確な区別のできない範囲がある。図 2.3 では、誤差として記されている。

### 2.4 電子線照射による影響

上限値  $E_2$  は、SEM に於ける他の観察条件、即ち倍率、照射電子ビーム電流、及び走査速度には依存しないが、電子線照射を続けた時間により大きく変化する。図 2.4 は、新



$E_p \backslash \phi_p$	$0^\circ$	$10^\circ$	$20^\circ$	$25^\circ$	$30^\circ$	$35^\circ$	$36^\circ$	$38^\circ$	$45^\circ$	$47^\circ$
0.3 (keV)	○	○	○	○	○	○	○	○	○	○
1.6	○	○	○	○	○	○	○	○	○	○
1.8	×	×	○	○	○	○	○	○	○	○
2.0	×	×	×	○	○	○	○	○	○	○
2.2	×	×	×	×	○	○	○	○	○	○
2.4	×	×	×	×	×	○	○	○	○	○
2.5	×	×	×	×	×	○	○	○	○	○
2.7	×	×	×	×	×	×	○	○	○	○
3.0	×	×	×	×	×	×	×	○	○	○
4.0	×	×	×	×	×	×	×	×	×	○

○ 絶縁物表面の形状が観察される

× 絶縁物表面の形状が観察されない

表 2.1 絶縁物表面の形状が観察される条件 (試料:  $\text{Si}_3\text{N}_4$ )



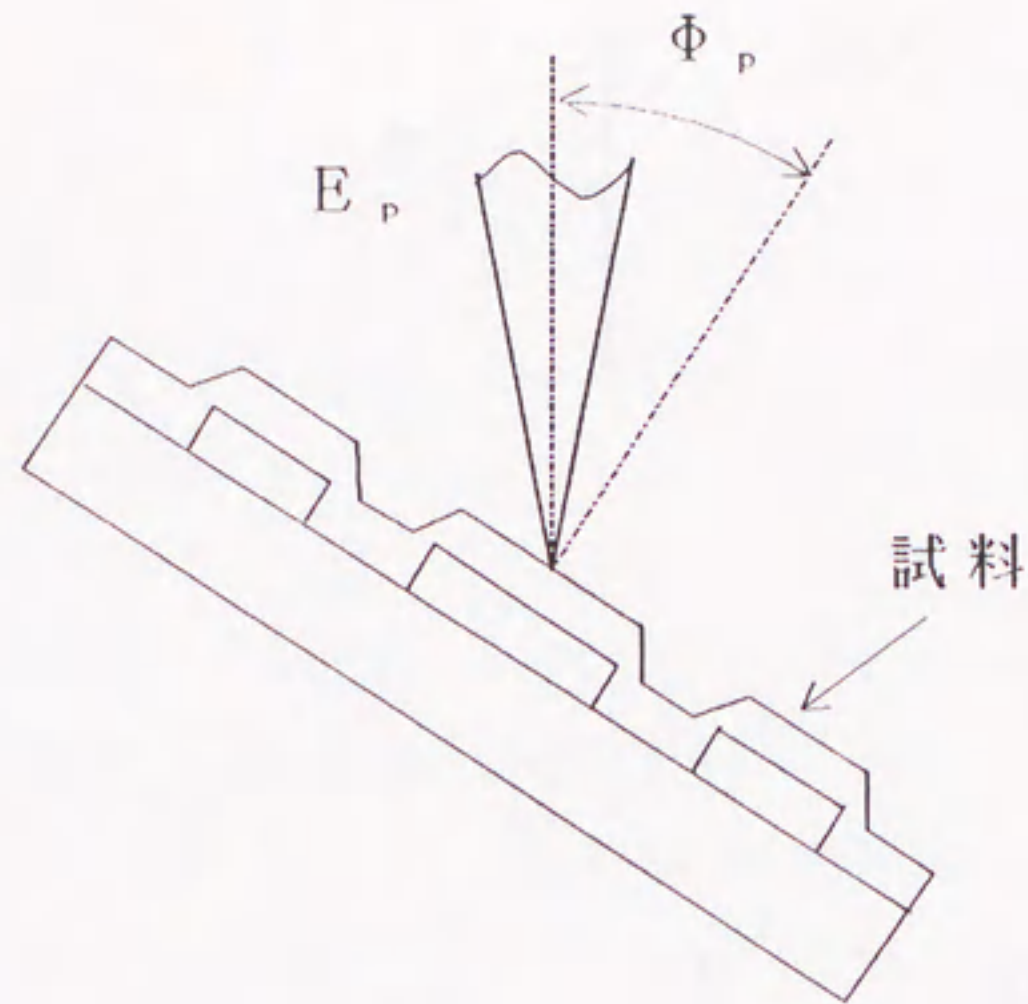


図 2.2 試料傾斜角

(a)					(b)		
$\phi_p (\pm 2^\circ)$	$0^\circ$	$5^\circ$	$35^\circ$	$45^\circ$	$E_p$ (keV)	$\phi_p (\pm 2^\circ)$	$E_p \cdot \cos^2 \phi_p$
$E_p$ (keV)							
1	○	○	○	○	1	$0^\circ$	—
2	×	○	○	○	2	$5^\circ$	1.98
3	×	×	○	○	3	$35^\circ$	2.01
4	×	×	×	○	4	$45^\circ$	2.00

表 2.2 絶縁物表面の形状が観察される条件 (試料:PSG)[1]



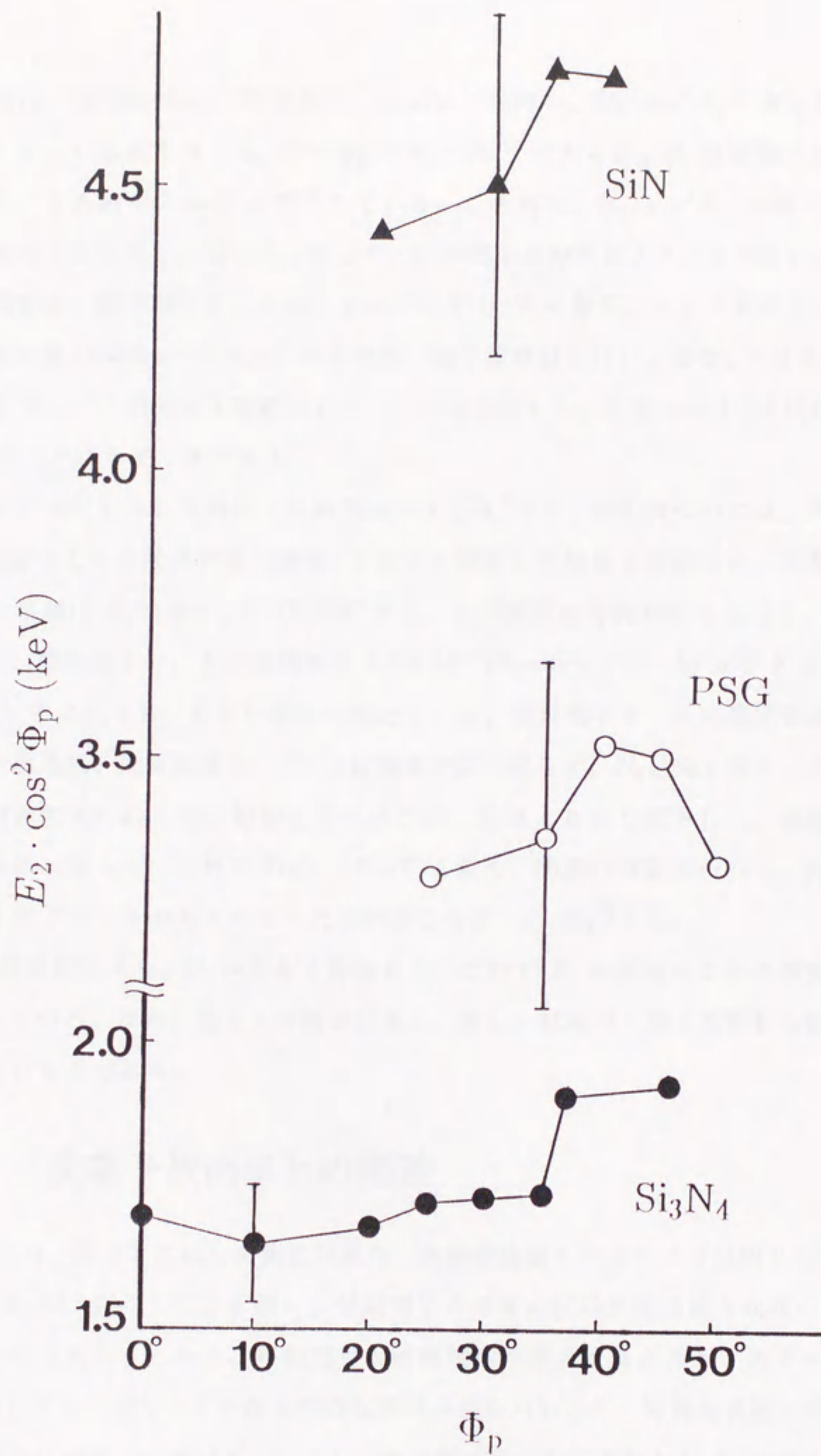


図 2.3 積  $E_2 \cdot \cos^2 \Phi_p$  と試料傾斜角  $\Phi_p$  の関係



しい試料と、電子線照射を 60 分間行った試料とを用い、 $E_2 \cdot \cos^2 \Phi_p$  の値を測定した結果である。新しい試料では、 $E_2 \cdot \cos^2 \Phi_p$  は約 4.6keV であるが、60 分間電子線照射を続けた後には、その値が 2.4keV に低下している。この様に、 $E_2 \cdot \cos^2 \Phi_p$  の値  $E_c$  は、電子線照射を続けると大きく変化する。そこで、 $E_c$  が電子線照射により、どの様に変化するか調べた。測定は、照射電子ビームのエネルギーを 1keV に保ち、スタブ電極上のパッシベーション膜表面 ( $240\mu\text{m} \times 180\mu\text{m}$ ) に 1 時間、電子線照射を行い、途中、5 分または 10 分置きに、 $E_c$  を、その部分を像観察することにより測定した。測定中の SEM 試料室内の真空度は、 $10^{-3}$ (Pa) のオーダーである。

PSG と SiN について測定した結果を示す (図 2.5)。SiN については、照射電子ビーム電流 (試料上での電流密度に換算) を変えて測定した結果も併記した。横軸は電子線照射時間、縦軸は  $E_c$  である。PSG, SiN 共に、電子線照射時間が長くなると、 $E_c$  が低下した。SiN、照射電子ビームの電流密度  $2.0 \times 10^{-6}$ (A/cm<sup>2</sup>) では、40 分で  $E_c$  は、4.7keV から 2.1keV まで低下し、それ以後は一定となった。照射電子ビームの電流密度を変えて測定した。結果は、照射開始から 15 分は電流密度に依らず、 $E_c$  は同じ速さで低下し、その後は、電流密度を約 4 倍に増加させたほうが、 $E_c$  はより速く低下した。連続照射する電子ビームのエネルギーだけを 2keV、5keV と変え、同様の測定を行った。結果は、連続照射する電子ビームのエネルギーには依存しなかった (図 2.6)。

電子線照射により、 $E_c$  が大きく変動する。これが  $E_c$  を測定する際の誤差の原因の一つとなっている。なお、図 2.3 の測定結果は、新しい試料で、電子線照射を開始した直後に得られたものである。

## 2.5 二次電子放出率との関連

池田らは、表 2.2 に示した測定結果を、表面特異層モデルにより説明している。即ち、 $E_2 \cdot \cos^2 \Phi_p$  が、図 2.7 に示す様に、照射電子の速度の試料表面法線方向成分  $E_n$  を eV で表したものであることから、照射電子が絶縁物内へ侵入する深さが、ある一定値を超えなければ、チャージアップとなる強固な帯電が生じないとし、絶縁物表面に導電性のある特異層が存在するとしている。しかし、本研究で明らかにされた Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> に対する測定結果から、 $E_2 \cdot \cos^2 \Phi_p$  の値が全ての絶縁物で一定となるわけではないことが判った。さらに、



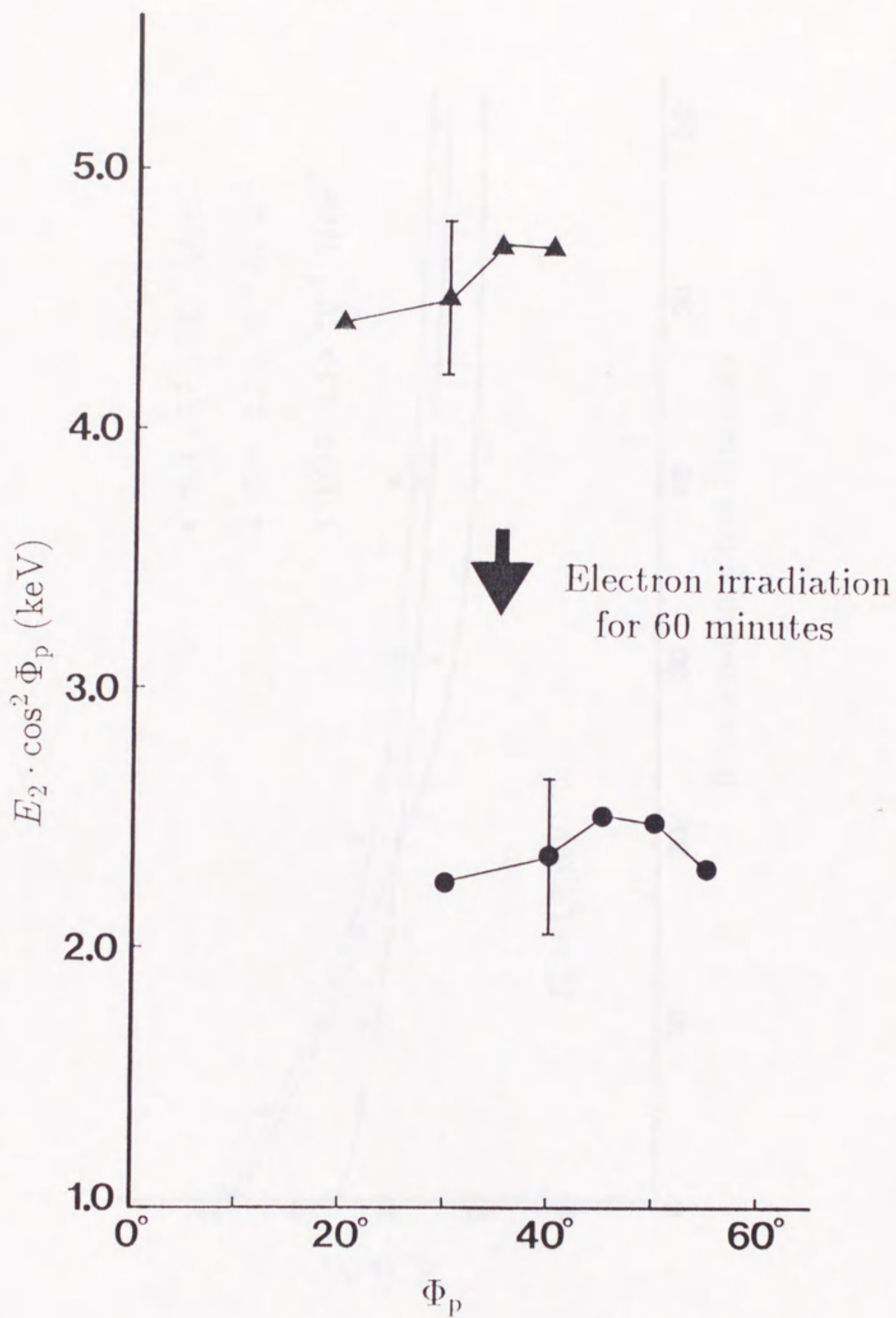


図 2.4  $E_2 \cdot \cos^2 \Phi_p$  の電子線照射による変化 (試料:SiN)



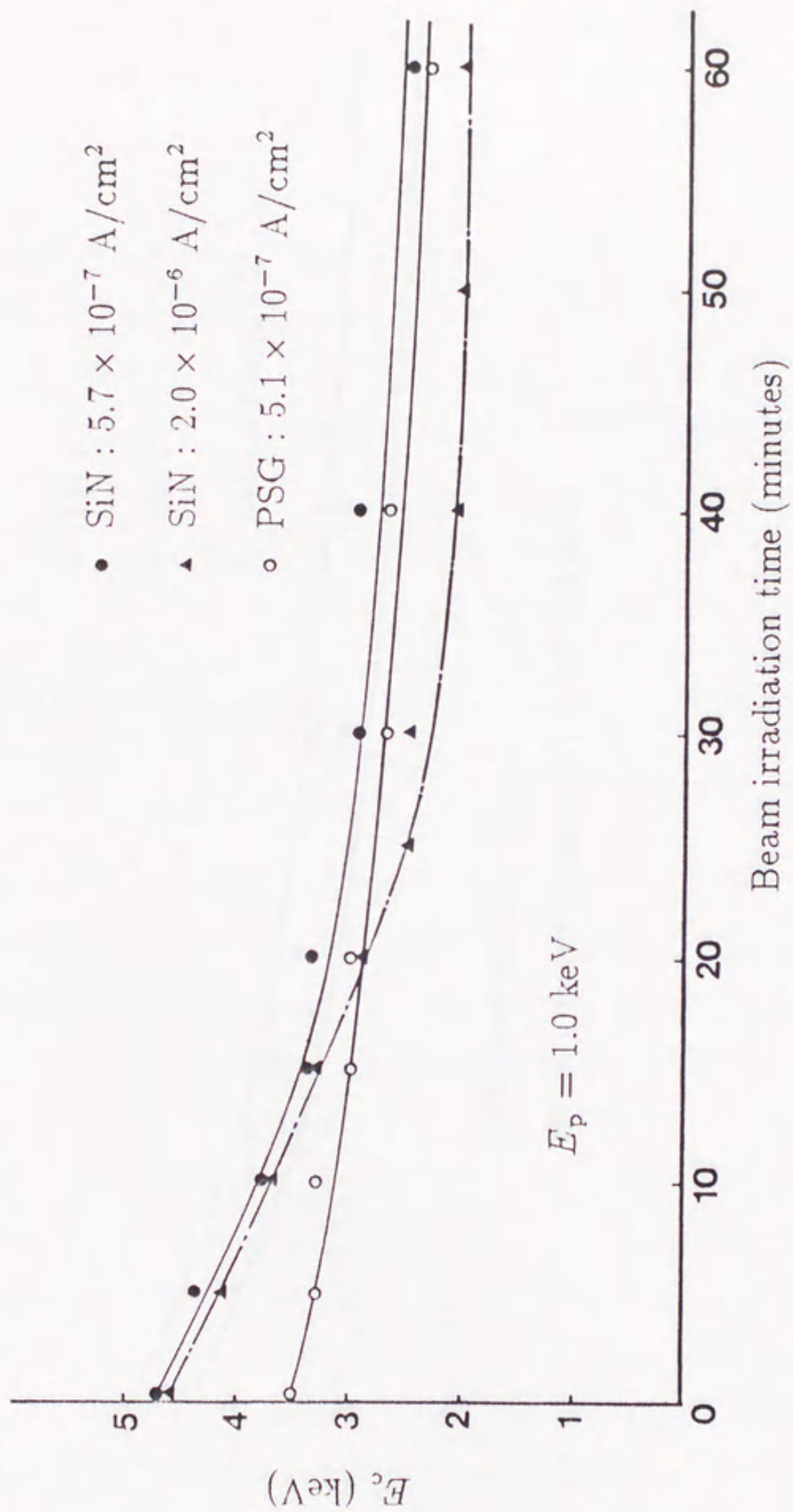


図 2.5  $E_c (= E_2 \cdot \cos^2 \Phi_p)$  の電子線照射による変化



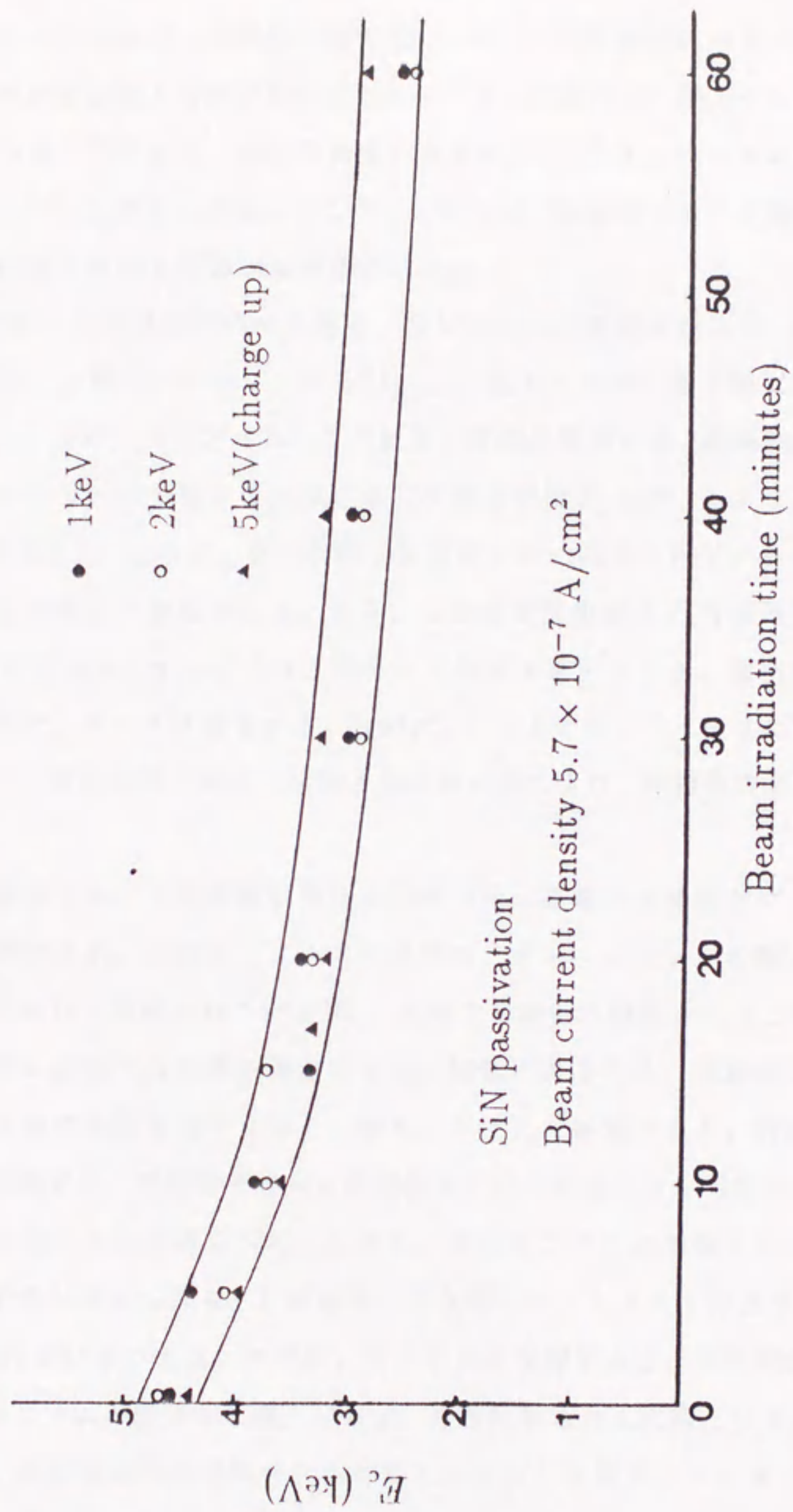


図 2.6  $E_c (= E_2 \cdot \cos^2 \Phi_p)$  の電子線照射による変化



照射電子ビームエネルギーと飛程の関係 [2] から、試料傾斜角 $\Phi_p$ が異なるとき、照射電子の速度の試料表面法線方向成分が同じであっても、絶縁物内へ侵入する深さが同じにはならない。この様な理由から、表面特異層の仮定は、2.3, 2.4 に述べた測定結果を説明するには適当ではないと考えられる。そこで、ここでは、次に述べる二次電子放出率との関連から、測定結果に対する理論的な解釈を行う。

電子線照射により絶縁物内には電子、及びホールが生成されるが、絶縁物にはトラップ準位が存在し、電荷をトラップする [3] [4]。低エネルギー電子線では、絶縁物表面に電子、及びホールがトラップされ、その結果、表面が帯電する。絶縁物表面がプラスに帯電するか、マイナスに帯電するかは、全二次電子放出率 $\sigma$ が、1よりも大きいかどうかで決まる (図 2.8)。ここで、全二次電子放出率とは、固体に照射する電子1個あたり放出される全ての電子の個数である。即ち、二次電子放出率 $\delta$ と背面散乱、及び反射電子放出率 $\eta$ の和である。 $\sigma > 1$ では、固体に入射する電子よりも、放出される電子の個数が多くなるので、プラスに帯電する。反対に、 $\sigma < 1$ では、マイナスに帯電する。この様に、帯電していない状態での全二次電子放出率の値により、絶縁物表面の帯電する極性が決まる。

SEM 二次電子像による絶縁物表面の観察では、帯電する極性がプラスの場合は、表面の形状が観察され、反対にマイナスの場合は、チャージアップの障害のため表面の形状が観察されないと考えられている [5]。帯電する極性と観察される二次電子像との関係は、絶縁物の二次電子放出率を測定するのが困難であるため、実験的に確かめられてはいないが、妥当な仮説と考えられる。即ち、プラスに帯電すると、表面電位がプラスになる。この状態では、照射電子ビームは固体中に侵入することが可能であり、表面の凹凸に応じた二次電子放出が得られる。しかし、表面がプラスに帯電しているので、放出される二次電子数が抑えられる。この結果、二次電子コントラストが低下する [6]。これが図 2.1 (a), (d) の状態である。反対に、マイナスに帯電すると、表面電位がマイナスになり、照射電子ビームが固体中に侵入できず、殆ど反射される状態となる。その結果、像が歪み、また、絶縁物表面の電荷分布を反映した様な二次電子コントラストが現れる [7]。これが図 2.1 (b), (c) の状態である。

測定で求めた上限値 $E_2$ は、絶縁物表面がプラスに帯電するかマイナスに帯電するか、その境界の照射電子ビームのエネルギーであると考えられる。即ち、 $E_2$ は、帯電してい



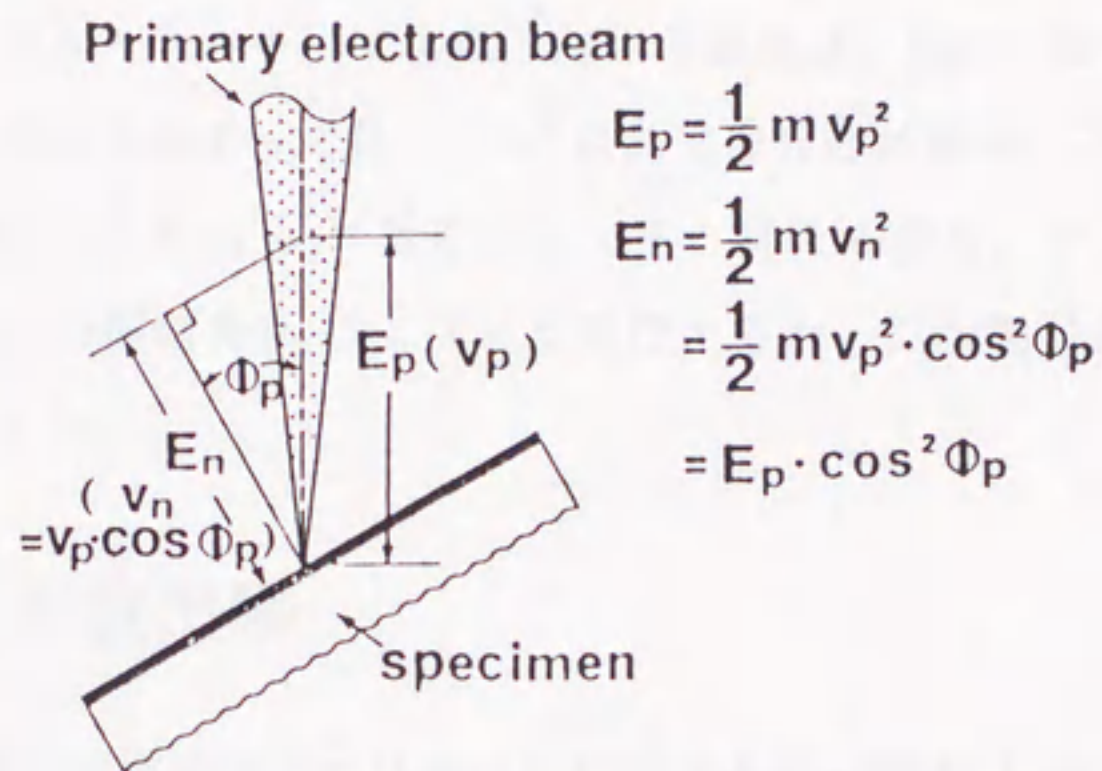


図 2.7  $E_n = E_p \cdot \cos^2 \Phi_p$  の幾何学的な関係

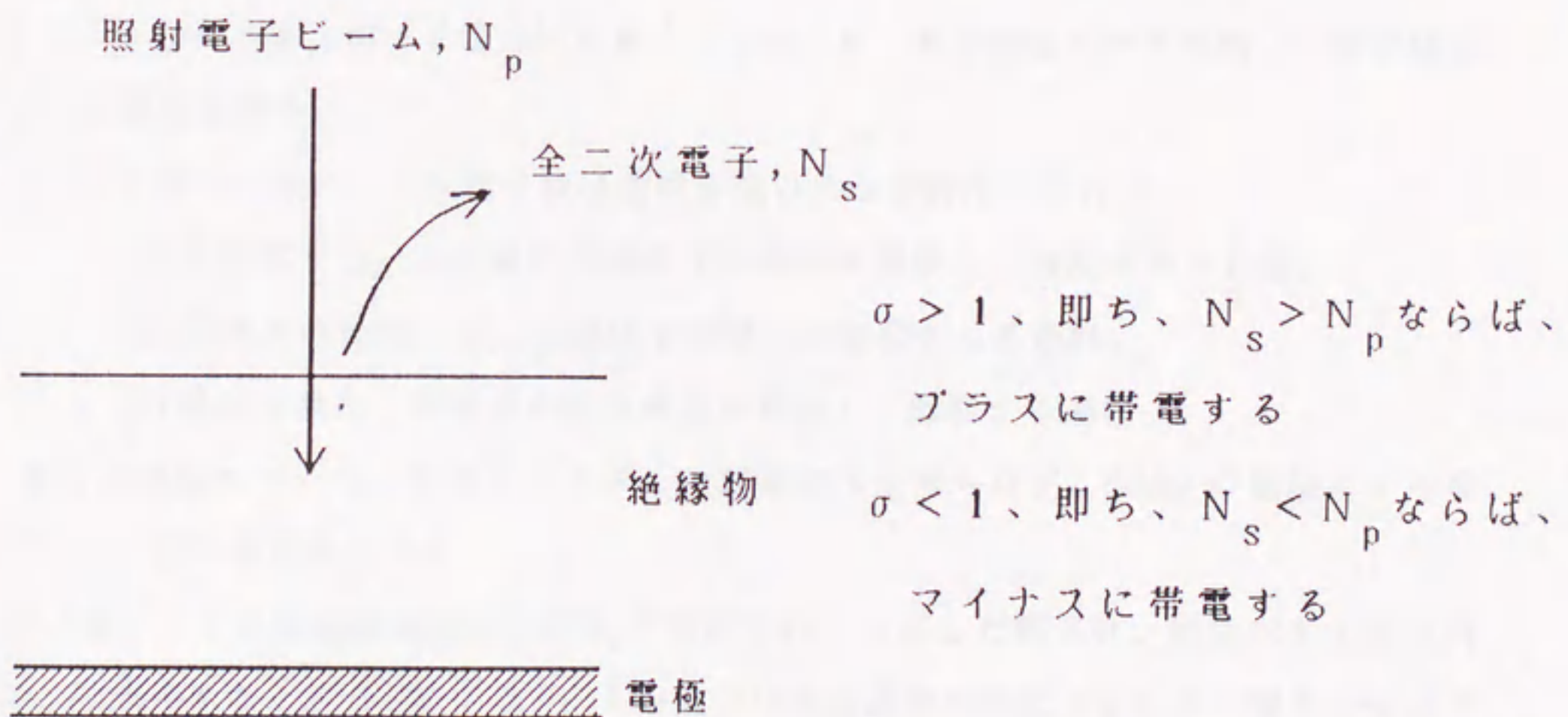


図 2.8 絶縁物表面の帯電



ない状態での全二次電子放出率が1となる照射電子ビームのエネルギーである。全二次電子放出率 $\sigma$ は照射電子ビームエネルギー $E_p$ の関数として、図2.9に示す変化をする。一般に、絶縁物では、全二次電子放出率の最大値は1を超える。その為、 $\sigma=1$ となる照射電子ビームのエネルギーは、二つ存在する。図2.9では、 $\sigma=1$ の点線との交点が、その様な照射電子ビームエネルギーである。左側の交点は、100eV程度であり、この様な低い照射電子ビームのエネルギーでは、SEMに於て像観察は実用上不可能である。そこで、右側の交点が、測定で求めた $E_2$ に対応していると考えられる。そこで、この全二次電子放出率のカーブが試料傾斜角 $\Phi_p$ によりどう変化するか、二次電子放出過程に対する理論モデルを用い検討する。

## 2.6 二次電子放出率

二次電子放出過程の理論モデルは幾つか存在するが、SEMによる二次電子像コントラストを議論するには、二次電子放出率を説明する理論モデルが必要である。その様な理論モデル[8][9][10][11]は、電子ビームが固体表面に垂直入射する場合に限られている。また、固体表面の帯電による影響を考慮したものはない。本研究では、その様な理論モデルの中から、現象の物理的な把握に適しているSeilerの理論モデル[8]を取り上げ、それを電子ビームが斜めに入射する場合に応用する。さらに、その理論モデルを用いて測定結果に対する検討を行う。

1.1.2で述べた様に、二次電子放出過程を次の3つの段階に分ける。

- (a) 照射電子ビームが標的固体原子と非弾性衝突し、散乱される過程。
- (b) 散乱された電子により固体中の電子が励起される過程。
- (c) 励起された二次電子が固体表面に到達し、離脱する過程。

各々の過程について、そのメカニズムの詳細には立ち入らず、Seilerの理論モデルを参考にし、次の仮定を行う。

(a) 電子ビームは固体表面に角度 $\Phi_p$ で照射され、入射した電子は、固体内を入射方向に沿って直進するとする(図2.10)。入射電子は直進運動の間にエネルギー損失を受けるが、直進運動の単位長さ当りの平均エネルギー損失は、近似的に一定であるとする。即ち、



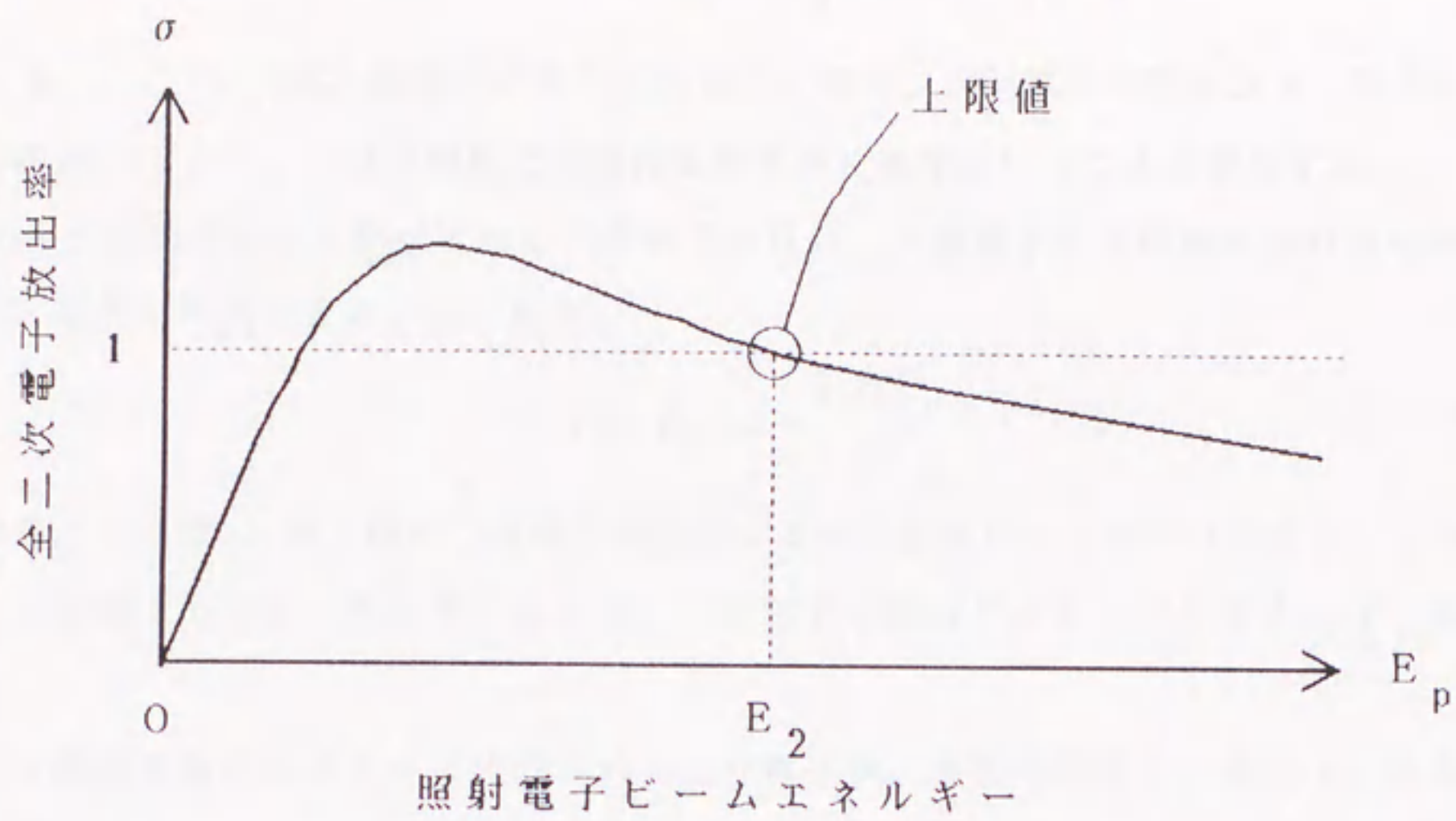


図 2.9 全二次電子放出率の照射電子ビームエネルギーへの依存性

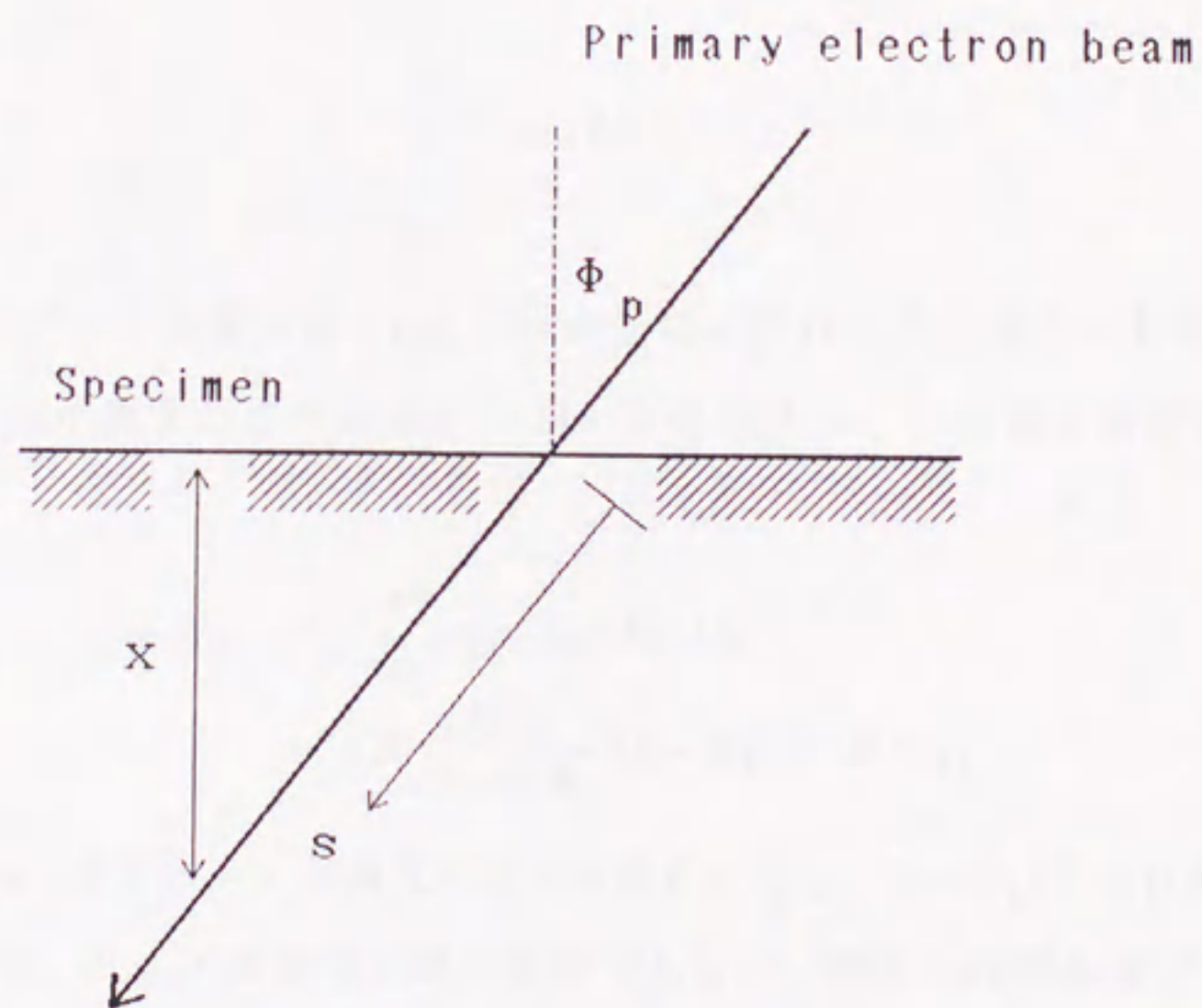


図 2.10 電子線入射角 $\phi_p$ と入射電子の経路



$E$ を固体内に入射した電子のエネルギー、 $s$ を入射電子が固体中を進んだ距離とすれば、

$$-\frac{dE}{ds} = \frac{E_p}{R} \quad (2.1)$$

である。ここで、 $R$ は入射電子の飛程である。これは、入射電子が固体原子と衝突を繰り返して停止するまで、一定の頻度で非弾性衝突を繰り返すということの意味する。

(b) 入射電子により励起される二次電子の数は、入射電子の単位長さ当りの平均エネルギー損失に比例するとする。即ち、

$$n(s, E_p) = -\frac{1}{\epsilon} \frac{dE}{ds} \quad (2.2)$$

となる。ここで、 $\epsilon$ は1個の二次電子を励起するのに必要なエネルギーである。この仮定は、入射電子の失うエネルギーにより、二次電子が励起されることを考えれば、妥当である。

(c) 固体表面から深さ  $x$  で生成された二次電子が、表面に到達し、真空中に放出される確率を

$$f(x) = B \cdot \exp(-x/\lambda) \quad (2.3)$$

とする。ここで、 $B$ は1よりも小さい定数である。また、 $\lambda$ は二次電子の平均脱出深さである。但し、

$$x = s \cdot \cos \Phi_p \quad (2.4)$$

である。

Seiler の理論モデルとの違いは、(a), (b) の過程に於ける入射電子の経路と、(c) の過程に於ける深さ方向が異なる点である。(2.1)~(2.4) 式から、二次電子放出率は、

$$\begin{aligned} \delta(E_p) &= \int_0^R n(s, E_p) f(x) ds \\ &= B \frac{\lambda E_p}{\epsilon R \cos \Phi_p} \{1 - \exp(-R/\lambda)\} \end{aligned} \quad (2.5)$$

となる。この結果は、電子ビームが垂直入射する場合に比べ、 $(\cos \Phi_p)^{-1}$ だけ異なっている。

(2.5) 式に於いて、 $B, \epsilon, \lambda$  は物質固有の定数であるが、飛程  $R$  は照射電子ビームエネルギー  $E_p$  の関数であり、一般に、

$$R = C \cdot E_p^n \quad (2.6)$$



と表せる。ここで、 $C$ は、固体試料の密度に関する定数である。例えば、照射電子ビームのエネルギーが  $2.5\text{keV} \leq E_p \leq 10\text{keV}$  の範囲では、

$$R(\text{nm}) = \frac{1.15 \times 10^5}{\rho(\text{kg/m}^3)} \{E_p(\text{keV})\}^{1.35} \quad (2.7)$$

となる [12]。ここで、 $\rho$  は、固体試料の密度である。飛程と照射電子ビームエネルギーの関係は、高いエネルギー範囲に対しては、幾つか測定が行われている [13]。しかし、本研究で扱うような、低いエネルギー範囲に対する測定結果はない。

二次電子以外の反射電子、及び背面散乱電子は、二次電子に比べ、数も少なく照射電子ビームのエネルギーにあまり依存しない。そこで、近似的に一定とする。こうして、(2.5)、(2.6)式を用いれば、電子線照射により放出される全二次電子放出率  $\sigma (= \delta + \eta)$  が、照射電子ビームエネルギー  $E_p$  の関数として得られる。

## 2.7 検討

2.6 で得られた理論モデルによる式を用い、2.3 に述べた測定結果に対する検討を行う。まず、全二次電子放出率  $\sigma$  の照射電子ビームエネルギー  $E_p$  への依存性が、試料傾斜角  $\Phi_p$  によりどう変化するか、計算により求めた。一例を、図 2.11 に示す。定数は、絶縁物に対し妥当な値として、それぞれ、 $\epsilon/B = 0.2(\text{keV})$ ,  $\lambda = 10(\text{nm})$ ,  $\rho = 2.22 \times 10^3(\text{kg/m}^3)$ ,  $n = 1.50$ ,  $\eta = 0.18$  とした。図から、試料傾斜角  $\Phi_p$  の増加に伴い、 $\sigma > 1$  である照射電子ビームエネルギーの上限値  $E_2$  が、増加することが判る。これは、測定結果と一致する傾向である。

次に、図 2.3 の測定結果と比較するため、試料傾斜角  $\Phi_p$  に対し、 $E_2 \cdot \cos^2 \Phi_p$  の値がどう変化するか、計算により求めた (図 2.12)。ここで、 $\Phi_p$  に対する  $E_2 \cdot \cos^2 \Phi_p$  の依存性は、(2.6)式に於ける指数  $n$ 、即ち、飛程が照射電子ビームエネルギーの何乗に比例するかにより依存することを見出した [14]。図から、 $n = 1.50$  では、 $E_2 \cdot \cos^2 \Phi_p$  の値は、 $\Phi_p$  に依存せず、一定となり、 $n < 1.50$  では、 $\Phi_p$  の増加に伴い、 $E_2 \cdot \cos^2 \Phi_p$  の値は増加する。反対に、 $n > 1.50$  では、 $E_2 \cdot \cos^2 \Phi_p$  の値は減少することが判る。 $n = 1.50$  で、 $E_2 \cdot \cos^2 \Phi_p$  の値が  $\Phi_p$  によらず一定となることは、絶縁物に対し、一般的に、次のように証明できる [14]。



照射電子ビームのエネルギーが  $E_2$  である範囲では、 $\exp(-R/\lambda) \ll 1$  であり、(2.5)、(2.6) 式から、

$$\delta(E_p) \simeq \frac{B\lambda E_p}{\epsilon R \cos \Phi_p} = \frac{B\lambda E_p^{1-n}}{\epsilon C \cos \Phi_p} \quad (2.8)$$

となる。また、

$$\delta(E_2) + \eta = 1 \quad (2.9)$$

であるから、(2.9) 式に (2.8) 式を代入すれば、

$$\cos \Phi_p = \frac{B\lambda E_2^{1-n}}{(1-\eta)\epsilon C} \quad (2.10)$$

が得られる。そこで、 $E_2 \cdot \cos^2 \Phi_p$  は、

$$E_2 \cdot \cos^2 \Phi_p = \left( \frac{B\lambda}{(1-\eta)\epsilon C} \right) E_2^{3-2n} \quad (2.11)$$

と表せる。(2.11) 式から、 $E_2 \cdot \cos^2 \Phi_p$  の値は、 $n = 1.5$  で、試料傾斜角に依存しない定数となることが判る。また、この 1.5 という数字は、他の定数に依存しない、即ち、絶縁物の材質によらないことも判る。

図 2.12 の理論モデルによる計算結果と、図 2.3 の測定結果を比較すると、 $\text{Si}_3\text{N}_4$  では、 $n < 1.50$  であり、PSG では、 $n \simeq 1.50$ 、また、 $\text{SiN}$  では、 $n \leq 1.50$  であることが推定できる。

試料傾斜角  $\Phi_p$  を幾つか変え、全二次電子放出率  $\sigma$  を直接に測定した報告がある [15] [16]。測定結果のグラフから  $E_2$  の値を読み取り、 $E_2 \cdot \cos^2 \Phi_p$  の値を  $\Phi_p$  に対しプロットした (図 2.13)。Cu では、 $E_2 \cdot \cos^2 \Phi_p$  の値は、 $\Phi_p$  に依存せず、一定となっている。 $\text{V}_2\text{O}_5\text{-P}_2\text{O}_5$  (vanadate-phosphate glass) では、 $\Phi_p$  の増加に伴い、 $E_2 \cdot \cos^2 \Phi_p$  の値は減少している。この結果から、Cu では、 $n \simeq 1.50$  であり、 $\text{V}_2\text{O}_5\text{-P}_2\text{O}_5$  では、 $n > 1.50$  であると推定できる。ただし、 $\text{V}_2\text{O}_5\text{-P}_2\text{O}_5\text{-Cs}_2\text{O}$  (vanadate-phosphate glass) については、判断できない。

本研究で扱った理論モデルは、非常に粗い近似モデルである。最近では、より良い近似を行う為に、モンテカルロ法によるシミュレーションが行われている [11]。これは、入射電子の固体中に於ける運動を、その素過程 (衝突の断面積) を用いて乱数で記述し、入射電子により励起され、真空中に放出される二次電子数を求めるものである。この手法により、二次電子放出率を計算し、 $E_2 \cdot \cos^2 \Phi_p$  の値を求めた報告がある [17]。その結果だけ



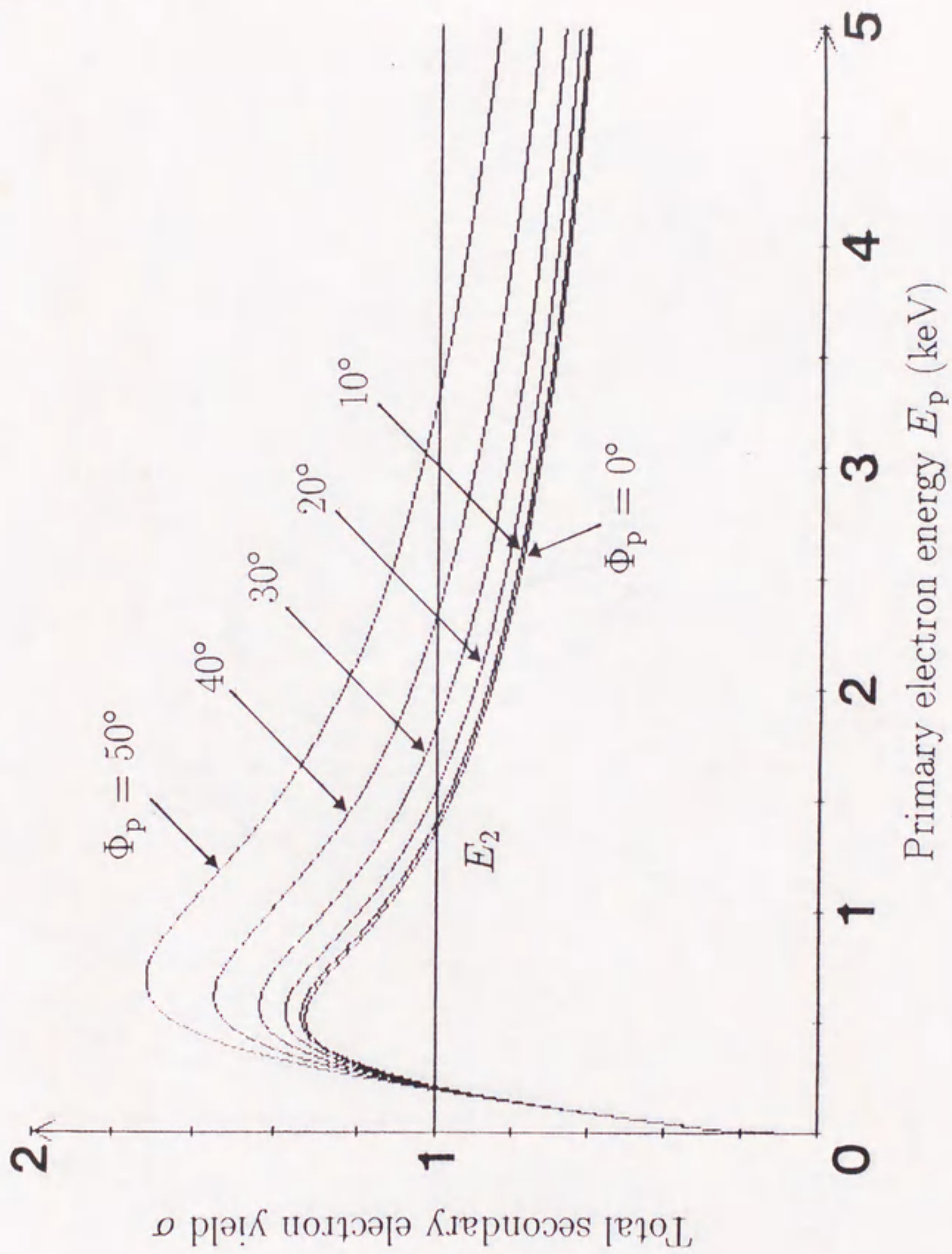


図 2.11 全二次電子放出率の照射電子ビームエネルギーと入射角への依存性 (計算結果)



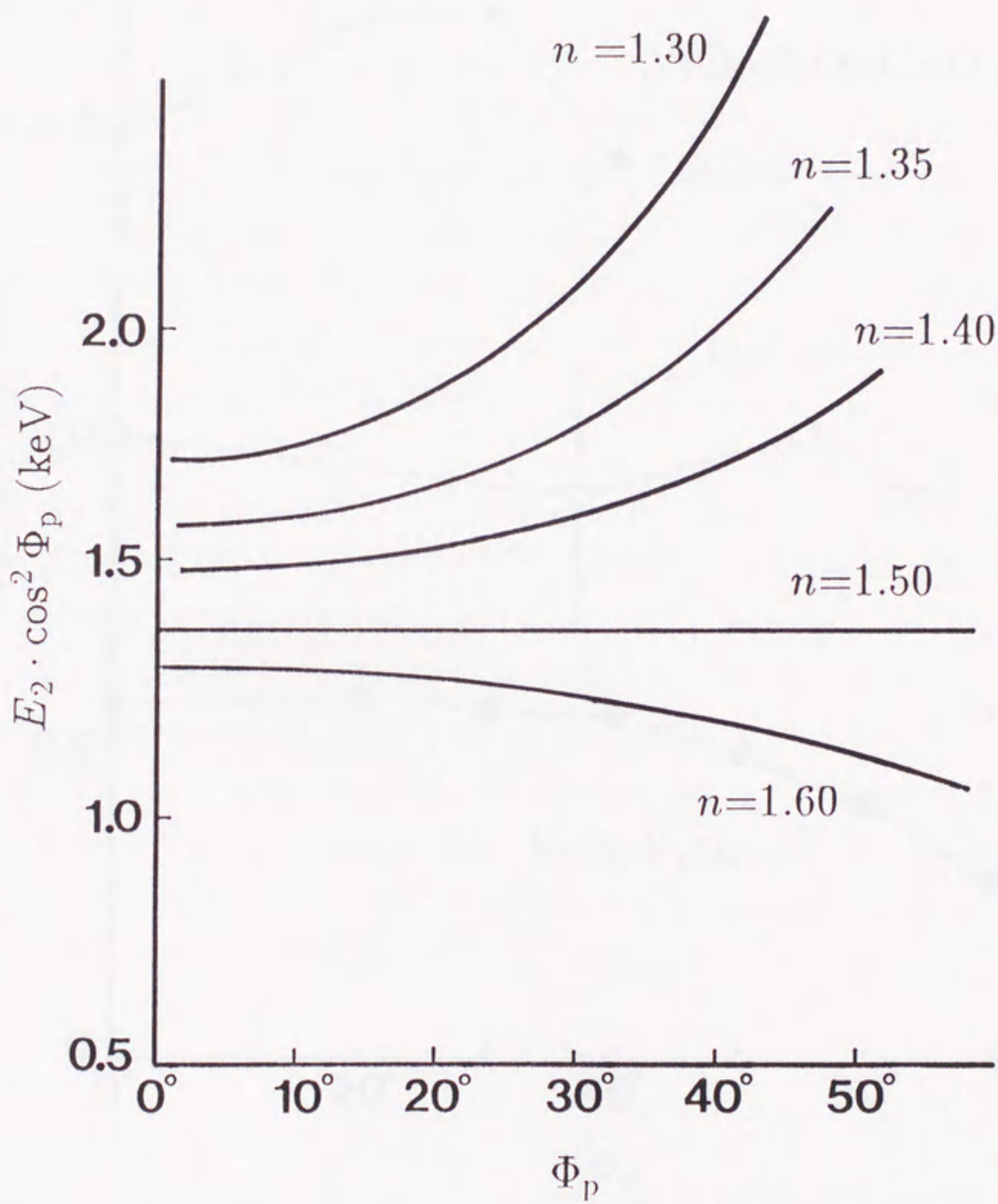


図 2.12 積  $E_2 \cdot \cos^2 \Phi_p$  と試料傾斜角  $\Phi_p$  の関係 (計算結果)



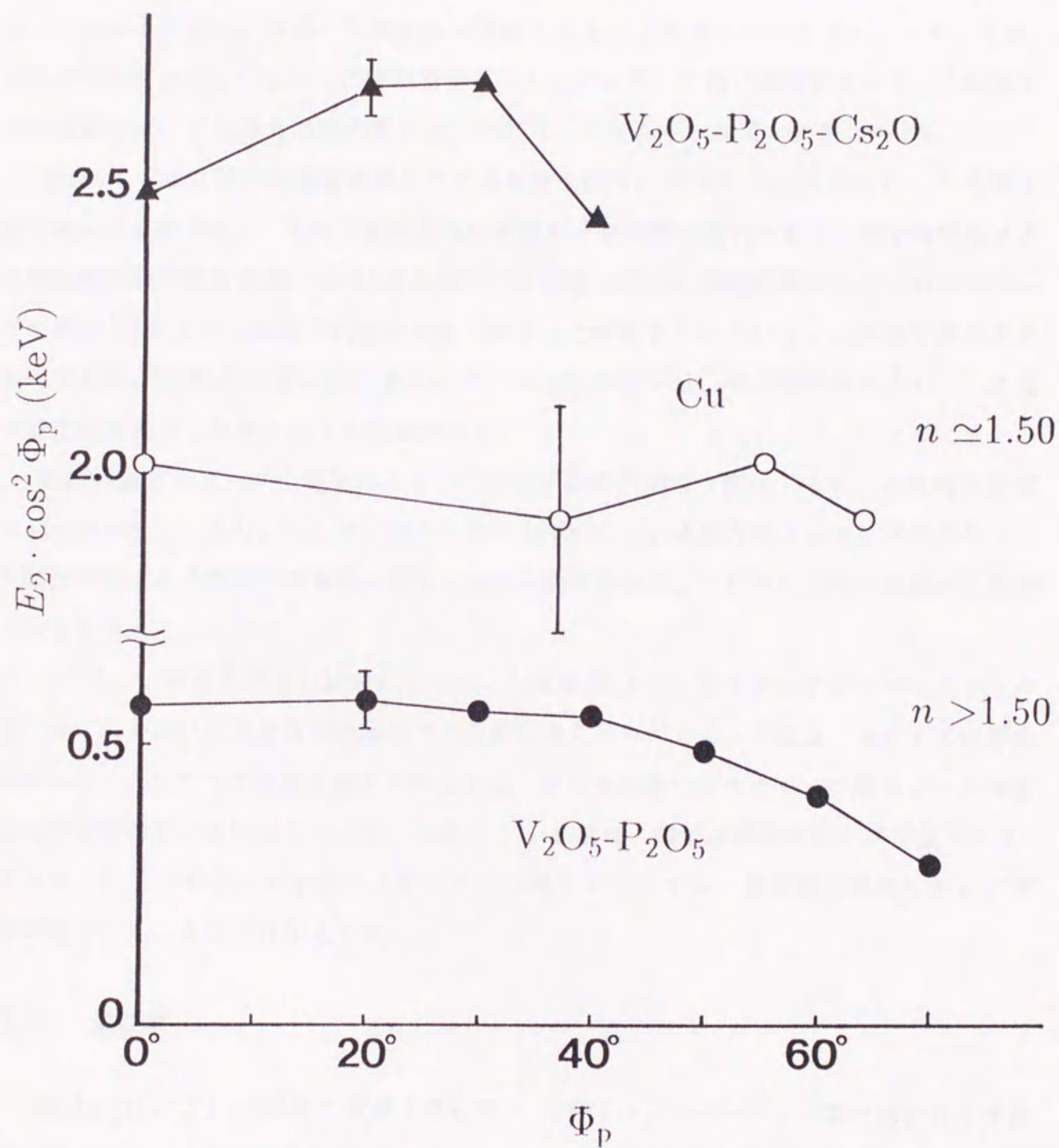


図 2.13 積  $E_2 \cdot \cos^2 \Phi_p$  と試料傾斜角  $\Phi_p$  の関係 [15][16]



を図 2.14 に示す。試料は、HPR resist, carbon, silicon, GaAs について計算されている。この結果からも、 $n$  の値が推定でき、HPR resist, carbon, silicon では、 $n \simeq 1.50$  であり、GaAs では、 $n < 1.50$  であると推定できる [2]。

この様に、積  $E_2 \cdot \cos^2 \Phi_p$  の試料傾斜角  $\Phi_p$  に対する変化から、入射電子の飛程が照射電子ビームエネルギーの何乗に比例するか推定できることが明らかとなった。このことは、これまで測定されていなかった照射電子ビームエネルギーの低い範囲に於いて、入射電子が絶縁物中で、どのような散乱を受けるかが判ることになり、非常に重要である。

最後に、2.4 に述べた測定結果に対する検討を行う。図 2.5, 2.6 に示した、 $E_c$  の電子線照射による低下も、二次電子放出率との関連から次の様に説明できる。電子線照射による絶縁物表面の試料汚染 (contamination) [18] [19]、また、表面近傍に生成されるトラップの増加 [4] により二次電子放出率が低下することが報告されている。二次電子放出率が低下すれば、当然  $E_c$  の値も低下する。そこで、 $E_c$  の低下は、電子線照射により、二次電子放出率が低下した為であると結論できる。

試料汚染やトラップの増加により、二次電子放出率がどう変化するか、定量的な評価は未だ行われていない。そこで、逆に、図 2.5, 2.6 から、試料汚染やトラップの増加と二次電子放出率との関係が定量的に測定できる可能性があり、これらは非常に有意義な結果であると言える。

ところで、絶縁物表面を観察するには、上限値  $E_2$  より、わずかに小さいエネルギーの電子ビームを用いるのが最も良い条件である様に考えられている。それは、マイナスの帯電だけでなく、プラスの帯電も抑えられ、また、少しでも高いエネルギーの電子ビームを用いた方が解像度が高いからである。しかし、 $E_c$  の値は、電子線照射時間と共に低下する。その為、 $E_2$  よりわずかに小さいエネルギーの電子ビームでは、長時間の観察に於いて帯電が発生することを付け加えておく。

## 2.8 結言

池田ら [1] により、SEM 二次電子像に於て、PSG パッシベーション膜で覆われた半導体デバイスチップの表面形状が、チャージアップの障害なしに観察できる条件は、

$$E_p \cdot \cos^2 \Phi_p \leq E_c (\simeq 2.0 \text{keV})$$



を満足する照射電子ビームエネルギー  $E_p$ 、及び試料傾斜角  $\Phi_p$  の組合せであると報告されている。本章では、この様な条件を、窒化珪素 ( $\text{Si}_3\text{N}_4$ ,  $\text{SiN}$ ) パッシベーション膜のデバイスについて明らかにした。 $\text{Si}_3\text{N}_4$  に対する測定結果は、池田らの PSG に対する測定結果と異なり、 $E_c (= E_2 \cdot \cos^2 \Phi_p)$  の値は一定とならず、 $\Phi_p$  の大きなところで増加した。

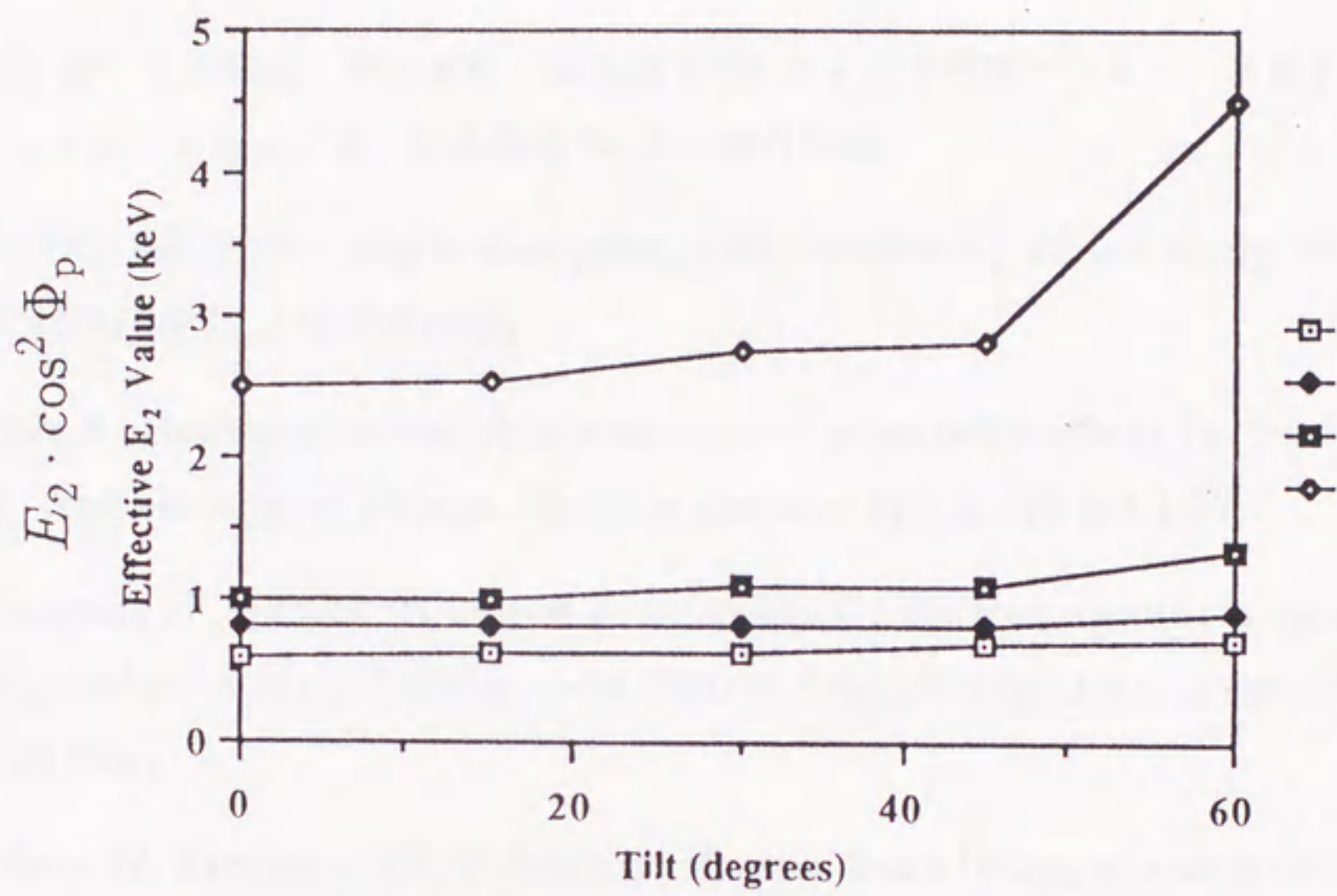
池田らは、測定結果に対する理論的な解釈を、表面特異層モデルにより行っているが、本研究では、次に述べる二次電子放出率との関連から行った。

電子線照射により、絶縁物表面は帯電する。プラスに帯電するか、マイナスに帯電するかは、全二次電子放出率  $\sigma$  が、1 よりも大きいかどうかで決まる。 $\sigma > 1$  では、プラスに帯電する。この状態では、SEM 二次電子像により絶縁物表面の形状が観察できる。反対に、 $\sigma < 1$  では、マイナスに帯電する。この状態では、絶縁物表面がチャージアップし、形状が観察できない。

この様な仮説をもとに、二次電子放出率を説明する Seiler の理論モデルを応用して、理論的な解釈を行った。その結果、 $\text{Si}_3\text{N}_4$ , PSG などに対する測定結果が矛盾なく説明できることを示した。さらに、そこから、次の重要な結果が得られた。

積  $E_2 \cdot \cos^2 \Phi_p$  の試料傾斜角  $\Phi_p$  に対する変化から、入射電子の飛程が照射電子ビームエネルギーの何乗に比例するか、その指数  $n$  が推定できる。 $E_2 \cdot \cos^2 \Phi_p$  の値が、 $\Phi_p$  に依存せず、一定となる物質、例えば、PSG, Cu では、 $n \simeq 1.50$  であり、また、 $\Phi_p$  の増加に伴い、 $E_2 \cdot \cos^2 \Phi_p$  の値が増加する物質、例えば、 $\text{Si}_3\text{N}_4$  では、 $n < 1.50$  である。反対に、 $E_2 \cdot \cos^2 \Phi_p$  の値が減少する物質、例えば、 $\text{V}_2\text{O}_5\text{-P}_2\text{O}_5$  では、 $n > 1.50$  である。これは、照射電子ビームのエネルギーが低い範囲に於いて、入射電子が絶縁物中で受ける散乱機構が物質により異なることを意味している。





Plot of  $E_2 \cos^2(\theta)$  vs. sample tilt  $\theta$  for HPR resist, ( $\square$ ) carbon, ( $\blacklozenge$ ) silicon, ( $\square$ ), and GaAs ( $\diamond$ ).

図 2.14 積  $E_2 \cdot \cos^2 \Phi_p$  と試料傾斜角  $\Phi_p$  の関係 [17]



## 参考文献

- [1] 池田 晋、杉山範雄、内川嘉樹：低加速 SEM による半導体デバイス二次電子像のコントラストメカニズム、応用物理 56, 97-105(1987).
- [2] Joy DC, Luo S : An empirical stopping power relationship for low-energy electrons. *SCANNING* 11, 176-180(1989).
- [3] Gross B : Radiation-induced charge storage and polarization effects. In: Sessler GM, ed. *Topics in Applied Physics, Electrets*, Springer-Verlag, 217-284(1987).
- [4] Vigouroux JP, Duraud JP, LeMoel A, LeGressus C : Electron trapping in amorphous SiO<sub>2</sub> studied by charge buildup under electron bombardment. *J.Appl.Phys.* 57, 5139-5144(1985).
- [5] Reiners W, Herrmann KD, Kubalek E : Electron beam testing of passivated devices via capacitive coupling voltage contrast. *Scanning Microscopy* 2, 161-175(1988).
- [6] Postek MT, Keery WJ, Larrabee RD : Specimen biasing to enhance or suppress secondary electron emission from charging specimens at low accelerating voltages. *SCANNING* 11, 111-121(1989).
- [7] Brunner M, Schmid R : Charging effects in low-voltage scanning electron microscope metrology. *SCANNING ELECTRON MICROSCOPY II*, 377-382(1986).
- [8] Seiler H : Secondary electron emission in the scanning electron microscope. *J.Appl.Phys.* 54, R1-R18(1983).
- [9] 越川孝範、志水隆一：表面研究における二次電子放出現象、応用物理 44, 215-230(1975).



- [10] Kanaya K, Ono S, Ishigaki F : Secondary electron emission from insulators. *J.Phys.D:Appl.Phys.* 11, 2425-2437(1978).
- [11] Joy DC : A model for calculating secondary and backscattered electron yields. *J.Microscopy* 147, 51-64(1987).
- [12] Young JR : Dissipation of energy by 2.5-10 keV electrons in  $Al_2O_3$ . *J.Appl.Phys.* 28, 524-525(1957).
- [13] Katz L, Penfold AS : Range-energy relations for electrons and the determination of beta-ray end-point energies by absorption. *Revs.Modern Phys.* 24, 28-44(1952).
- [14] Ishibashi Y (private communication).
- [15] Salehi M, Flinn EA : Dependence of secondary-electron emission from amorphous materials on primary angle of incidence. *J.Appl.Phys.* 52, 994-996(1981).
- [16] Koshikawa T, Shimizu R : Secondary electron and backscattering measurements for polycrystalline copper with a spherical retarding-field analyzer. *J.Phys.D:Appl.Phys.* 6, 1369-1380(1973).
- [17] Joy DC : Control of charging in low-voltage SEM. *SCANNING* 11, 1-4(1989).
- [18] Hren JJ : Specimen contamination in analytical electron microscopy: sources and solutions. *Ultramicroscopy* 3, 375-380(1979).
- [19] Love G, Scott VD, Dennis NMT, Laurenson L : Sources of contamination in electron optical equipment. *SCANNING* 4, 32-39(1981).



## 第 3 章

# SEM による絶縁物表面電位の測定法

### 3.1 緒言

SEM 二次電子像に於て、第 2 章で論じた絶縁物表面の形状が観察できる条件下、即ち、プラスに帯電した状態では、絶縁物背面の電極に電圧を印加すると、明暗のコントラスト (電位コントラストと呼ぶ) が現れることが報告されている [1] [2] [3]。これは、背面の電極電圧により、局所的な絶縁物表面の帯電状態、及び絶縁物内の電界が変わり、その影響で、二次電子放出率が増減する現象である。本章では、まず、パッシベーション膜上に観察される電位コントラスト、及び電位コントラストを説明する容量結合モデルについて述べ、容量結合モデルの問題点を明らかにする。次に、電位コントラストを利用すれば、従来から報告されているパッシベーション膜下の電極電圧だけでなく、パッシベーション膜表面の電荷の蓄積量、二次電子放出率なども推定できるが、その為には、パッシベーション膜表面の電位変化を測定し、容量結合モデルを検証する必要があることを述べる。さらに、絶縁物から放出される二次電子のエネルギー分析により、絶縁物表面の電位変化を正確に測定するには、電子線照射による影響を抑える必要があることを明らかにし、その手法を実現する測定系について述べる。

### 3.2 電位コントラスト

絶縁物背面の電極電圧を変化させることにより、観察される明暗の電位コントラストの例を示す。

図 3.1 は、パッシベーション膜に覆われている半導体デバイスのチップ表面を SEM



により観察したものである。試料は、MOSFET(metal oxide semiconductor field effect transistor)である。これらは、チップ表面の同じ領域を、連続して観察したものの一部である。図中、Frame 数が記録した順序を表している。(f) は、パッシベーション膜下の電極電圧を 0V に保ち記録したものである。パッシベーション膜表面の凹凸が見えている。(a) は、電極に直流電圧を印加した直後に記録されたもので、ゲートには -10V、ドレインには +15V がそれぞれ印加されている。マイナス電圧を印加されているゲートは明るく、プラス電圧を印加されているドレインは暗くなっている。この明暗の電位コントラストは、(a) から (b), (c) へと Frame が進むにつれて減少し、遂には消滅する。以後の Frame では、像観察を続ける限りコントラストに変化は生じない。一方、電位コントラストが消えた状態で電極に印加されていた電圧を切ると、今度は明暗逆のコントラストが現れる (d)。これらのコントラストも Frame が進むにつれて減少し消滅する (e)→(f)。この状態で再び電極に電圧を印加すると、(a) と同じ像が得られ、同様のコントラスト変化が繰り返される。

電位コントラストを説明する物理モデルは、幾つか提案されている [2] [4] [5]。ここでは、その中で、明暗のコントラストが現われている時間を定量的に扱える容量結合モデル [4] について述べる。

### 3.3 容量結合モデル

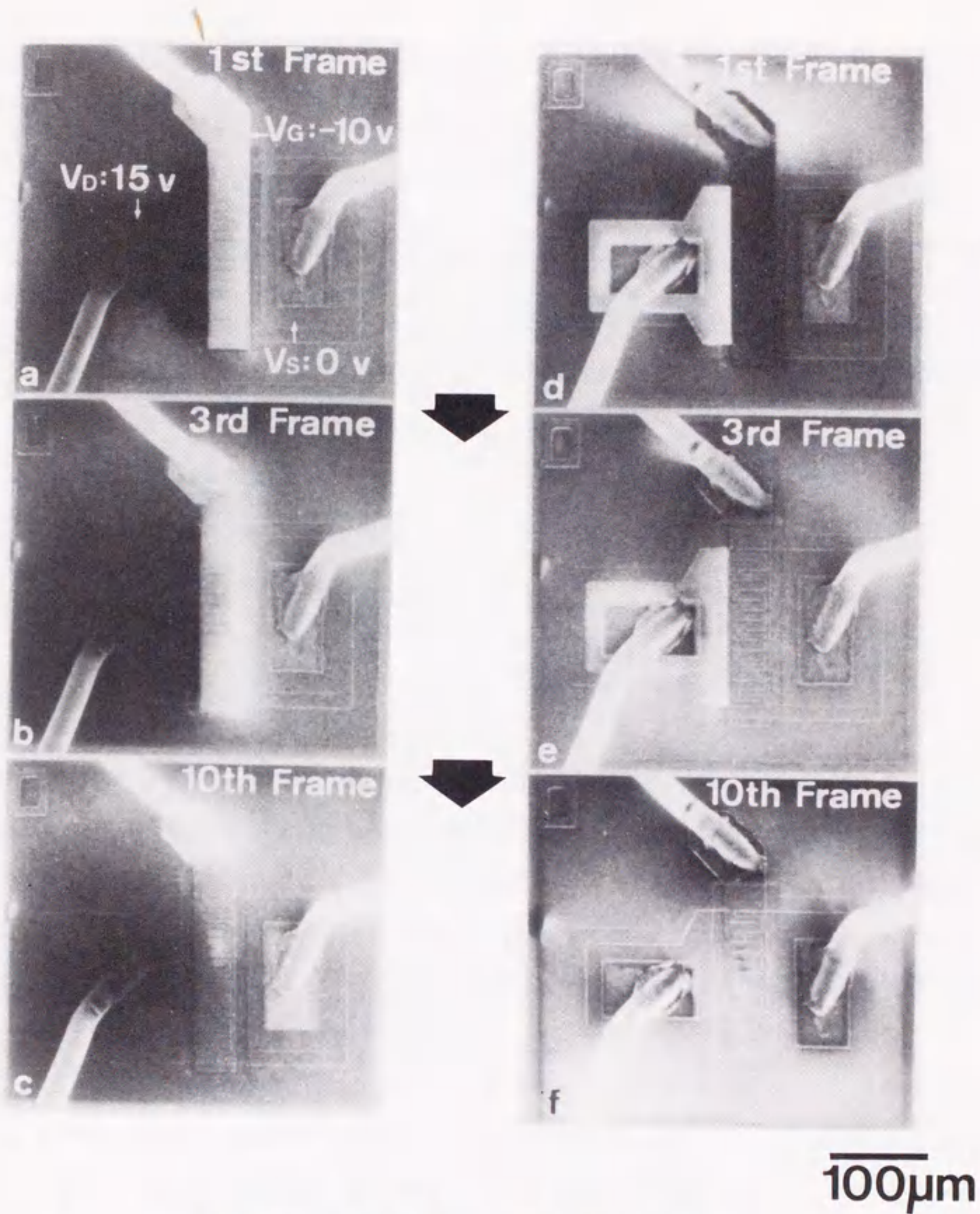
容量結合モデルでは、図 3.2 に示す様に、パッシベーション膜表面の電位を考え、次の仮定を導入する。

(a) 表面電位が  $\phi_s$  である状態では、二次電子のエネルギー分布に於て、 $e\phi_s$  ( $e$ : 素電荷) より高いエネルギーを持つ二次電子だけが放出される。また、放出されない二次電子は、表面に蓄積 (帯電) する。但し、ここで用いられる二次電子エネルギー分布は、帯電していない状態 ( $\phi_s = 0V$ ) のものである。二次電子のエネルギー分布  $N_{SE}$  は、近似的な理論モデルによる計算から、金属に対し得られた結果を代用し、

$$N_{SE}(E_{SE}) = \frac{E_{SE}}{(E_{SE} + a)(E_{SE} + b)^y} \quad (3.1)$$

とする [6] [7]。ここで、 $E_{SE}$  は二次電子のエネルギーであり、 $a, b, y$  は物質に固有な定数である。例えば、 $SiO_2$  では、 $a = 0.35(eV), b = 5(eV), y = 2$  である。(3.1) 式を用いると





試料 : MOSFET ( $E_p = 1.0\text{ keV}$ ,  $\Phi_p = 0^\circ$ )

図 3.1 パッシベーション膜上の電位コントラスト



二次電子電流は、

$$I_{SE}(t) = I_{PE} \delta \frac{\int_{e\phi_s(t)}^{50eV} N_{SE} dE_{SE}}{\int_{0eV}^{50eV} N_{SE} dE_{SE}} \quad (3.2)$$

で表される。ここで、 $I_{PE}$ は照射電子ビーム電流である。

(b) 電荷の保存則を表す式として、

$$I_{AE} = (I_{SE} + I_{BE}) - I_{PE} \quad (3.3)$$

$$= (\sigma - 1)I_{PE} = (\delta + \eta - 1)I_{PE} \quad (3.4)$$

を用いる。ここで、 $I_{AE}$ はパッシベーション膜表面に蓄積する電子電流、 $I_{BE}$ は背面散乱電子電流である。また、二次電子放出率  $\delta$  は、物質固有の値とみなし、帯電状態に依存しない定数とする。

(c) 全体を巨視的に捉え、パッシベーション膜を挟んで、その表面、電極を一つのコンデンサーと見なす。すると、表面電位は、

$$\phi_s(t) = \frac{d}{A\epsilon_0\epsilon_r} \int_{t_0}^t I_{AE} dt \quad (3.5)$$

となる。ここで、 $A\epsilon_0\epsilon_r/d$  は、パッシベーション膜の容量であり、 $d, \epsilon_0\epsilon_r, A$  はそれぞれ、膜厚、誘電率、電子線照射面積である。

電位コントラストが観察される条件下では、第2章で論じた様に表面がプラスに帯電し、放出される二次電子数が減少する。この状態は、表面形状の観察が安定して行えることから、帯電量の変化しない平衡状態であると考えられる。容量結合モデルでは、全二次電子放出率  $\sigma$  を1よりも大きい定数と仮定する。そうすれば、表面がプラスに帯電することになり、(3.1)~(3.5)式から、表面電位がある正定値  $\phi_{eq}$  になると平衡状態が実現される。それは、入射電流 ( $I_{PE}$ ) と、放出電流 ( $I_{SE} + I_{BE}$ ) が等しい状態である。

コントラスト変化は、概略、次の様に説明されている。パッシベーション膜下の電極に電圧を印加すると、その瞬間、容量結合により印加された電圧だけ表面電位が変化する。そのため、一時的に平衡状態が崩れるが、その電位変化を補償するように放出される二次電子電流が増減し、(3.1)~(3.5)式に従い平衡状態に戻る。

ところで、容量結合モデルでは、パッシベーション膜表面の帯電量は、(3.5)式から、

$$Q_s = \frac{A\epsilon_0\epsilon_r}{d} (\phi_s - V_s) \quad (3.6)$$



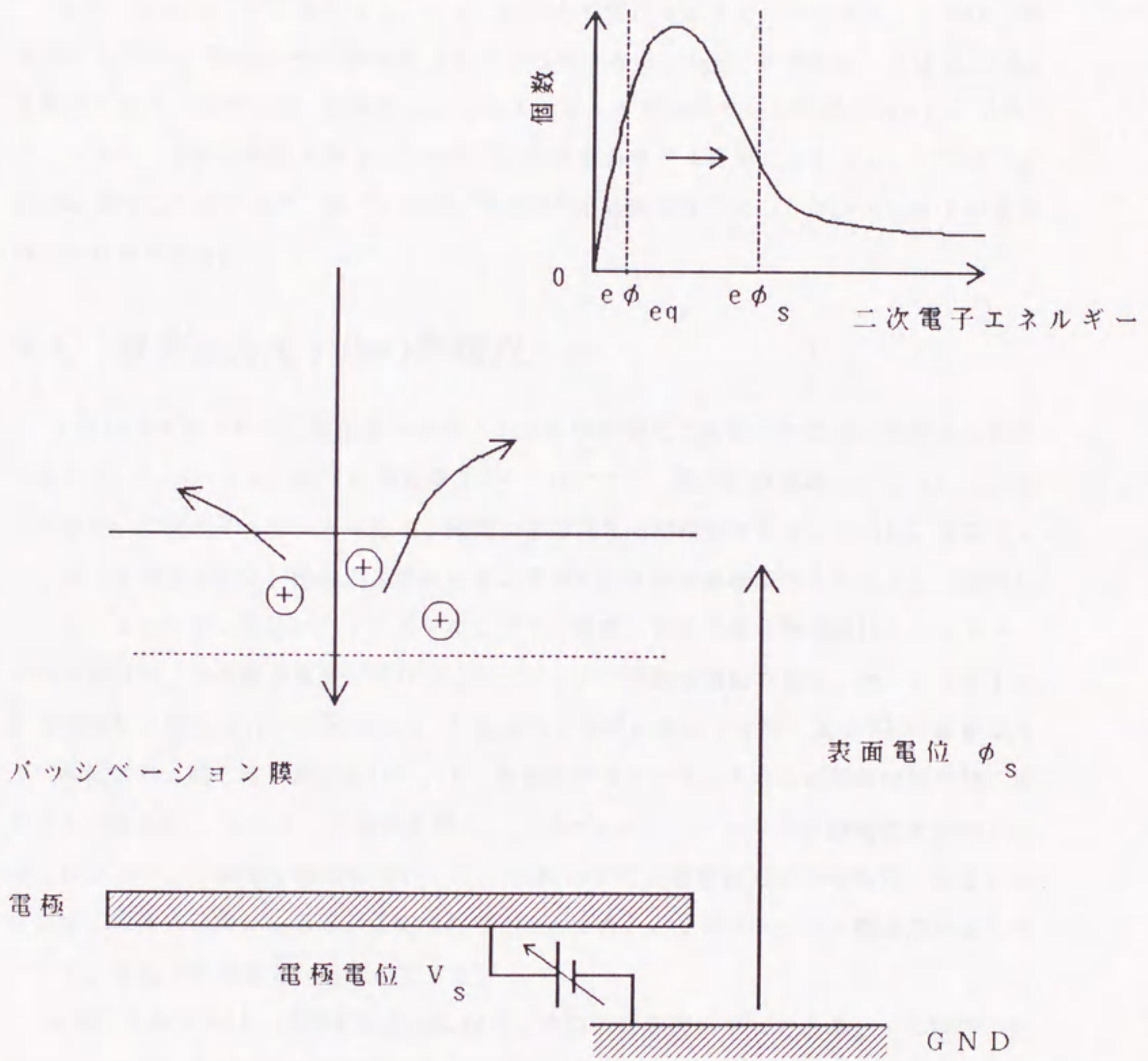


図 3.2 容量結合モデルの模式図



となる。ここで、 $V_s$ はパッシベーション膜下の電極電圧である。表面の帯電量は、実効的な二次電子放出率に直接影響を及ぼさず、帯電による表面電位の変化が、実効的な二次電子放出率を、(3.2)式に従い、増減させると考える。

図 3.3 は (3.1)~(3.5) 式により、 $I_{AE}$ 、及び  $\phi_s$  の変化を計算した例である。これは、電極電圧を  $0V \rightarrow 5V \rightarrow 0V$  と 100sec 毎に変えたものである。 $I_{AE}$  が 0 でない、又は  $\phi_s$  が  $\phi_{eq}$  と異なる値をとる部分が、明暗のコントラストとして現われている時間である。これを、コントラストの保持時間と呼ぶ。この様に、容量結合モデルを用いることで、パラメータの値を適当に設定すれば、様々な試料、及び SEM 観察条件下での、コントラストの保持時間が計算できる。

### 3.4 容量結合モデルの問題点

容量結合モデルから、電位コントラストの保持時間などを測定すれば、従来から報告のあるパッシベーション膜下の電極電圧 [8] だけでなく、膜厚、誘電率、さらに、二次電子放出率、二次電子エネルギー分布、電荷の蓄積量などが推定できる。これは、電位コントラストを利用すれば、絶縁物表面の微視的領域の様々な特性が調べられることを意味している。ところで、電位コントラストについて、直接に測定可能な物理量は、コントラストの保持時間、二次電子電流、及びパッシベーション膜表面電位である。コントラストの保持時間は、杉山ら [1] と Görlich ら [4] により、独立に様々な試料、及び SEM 観察条件下で測定され、同じ結果が得られている。容量結合モデルは、それらの測定結果を良く説明する (図 3.4)。しかし、二次電子電流、及びパッシベーション膜表面電位を測定した報告は少ない。二次電子電流については、SEM に於て、試料から放出された二次電子だけを総て検出するのは、殆ど不可能であること。また、パッシベーション膜表面電位については、帯電等が障害となるためである。

容量結合モデルは、現象を巨視的に捉えた近似的な物理モデルである。どの程度、正確な近似であるのか、その妥当性を検証する必要がある。二次電子電流を、容量結合モデルによる計算結果と比較できる程度に精度良く測定するのは、非常に困難である。そこで、本研究では、従来ある二次電子エネルギー分析の手法を改良することにより、パッシベーション膜表面電位の測定を試みた。



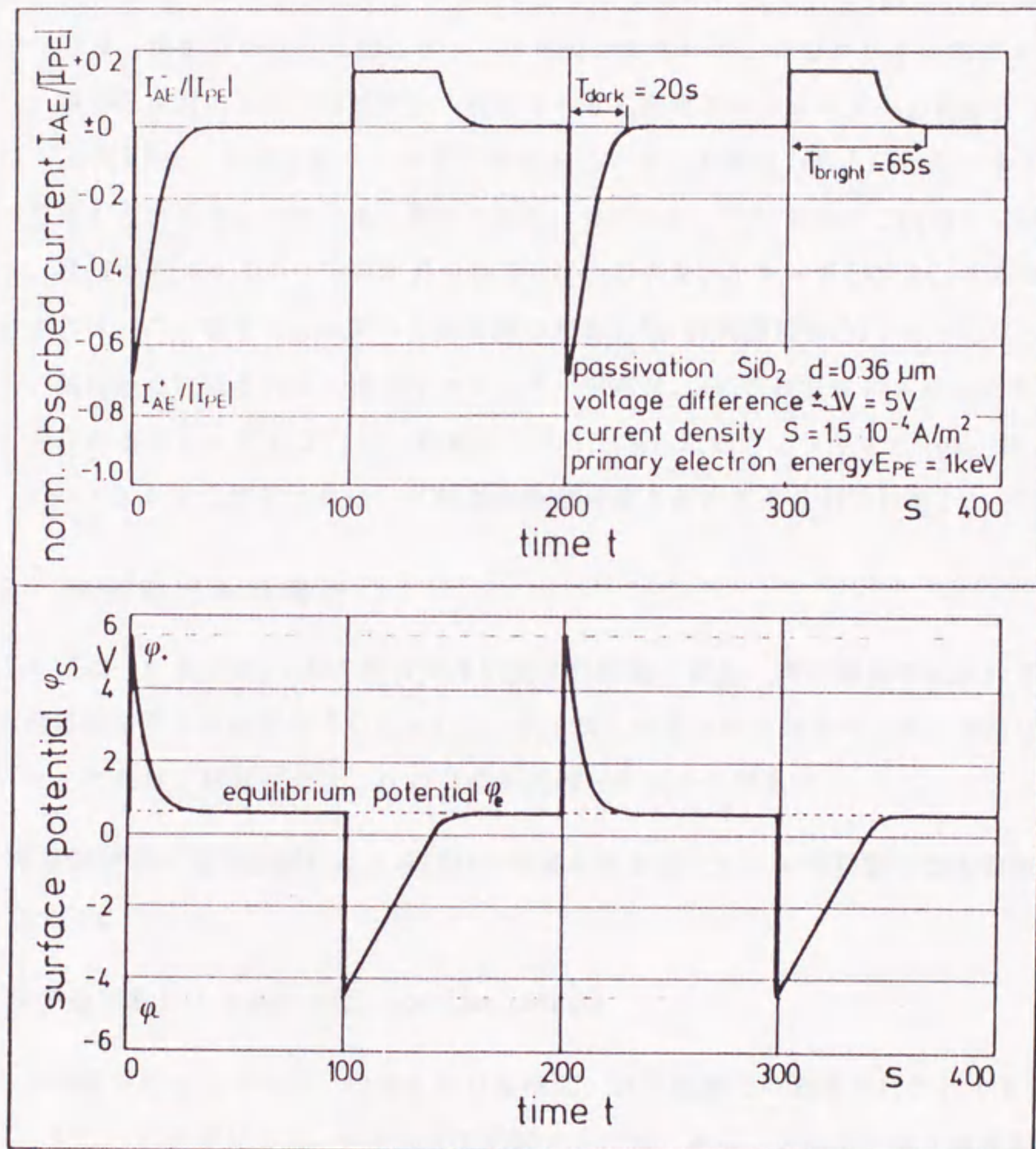


図 3.3 容量結合モデルによる表面電位の変化 [4]



## 3.5 絶縁物表面の電位測定

### 3.5.1 測定原理

SEMで表面電位を測定するには、通常、減速電界型の二次電子分光器 [9] [10] が用いられる。その原理、及び電位測定法について、ここで簡単に説明する (図 3.5)。減速電界型分光器は、検出器の前面に減速グリッドを設けたもので、そのグリッド電圧  $V_r$  を変化させ、電子線照射により固体試料から放出される二次電子のエネルギー分析を行う。試料電位  $V_s=0(V)$  で、放出された二次電子のうち、グリッド電圧 ( $eV_r$ ) 以上のエネルギーを持つ電子のみがグリッドを通過し検出される。その結果、 $V_r$  に対し、二次電子信号量をとると、積分型のエネルギー分布が得られる (b)。これを、Sカーブと呼ぶ。このカーブを微分すれば、二次電子エネルギー分布が得られる (c)。試料電位が  $\Delta V_s = -V_1$  だけ変化すると、試料から放出される二次電子エネルギー分布は、 $eV_1$  だけ全体にシフトする (c)。実際に得られる Sカーブも  $\Delta V_r = -V_1$  だけグリッド電圧に対しシフトする (b)。従って、Sカーブのシフト量を測定すれば、試料電位を求めることができる [11] [12]。

### 3.5.2 電位測定の問題点

3.5.1 で述べた方法は、SEMの持つ高い空間分解能と併せ、微小領域の局所的な表面電位の測定に非常に有効である。しかし、これまで、測定される対象は、殆ど金属に限られていた。それは、絶縁物では、次の2点が問題となるからである。

- 電位測定中に電子線照射により試料の帯電状態が変化し、その影響で表面電位が変化する。
- 電子線照射による試料汚染。(contamination)

これらの効果を防止するために出来るだけ短時間、微小電流での測定が行われてきた [13]。しかし、 $V_r$  を変化させ、Sカーブを記録するには、ある一定時間、電子線照射を続けなければならない。従って、これらの効果を皆無にすることはできない。また、電流を少なくすれば S/N 比は悪化する。



### 3.5.3 測定方法

電極上の電位コントラストは、一様に変化することが確かめられている(図 3.1)。電位コントラストの変化して行く各 Frame に於ては、電極上のどの点でもパッシベーション膜の状態は同じであると期待できる。そこで、帯電状態の変化を出来るだけ小さくするため、照射電子ビームを電極上で走査させながら減速グリッドの電圧を変化させ、電位測定を行う手法を開発した(図 3.6)。

二次電子分光器は平行平板減速電界型(浜松ホトニクス製)を、二次電子検出器には micro channel plate(MCP) を用いた。電子ビームは SEM に於ける通常の走査モードとし、電極上のある定まった矩形領域を走査させる。一方、減速グリッドの電圧はビーム走査に同期させて変化させる。

図 3.7 に、走査線、及び減速グリッド電圧と S カーブの対応の一例を示す。デジタルメモリーを利用し、電子ビームが X 方向に 1 ライン走査する間に 512 点のデータ(二次電子信号強度)を、Y 方向には 512 ライン、即ち、1 Frame で 512×512 点のデータを取り込んだ。また、グリッド電圧は 2 ライン毎に 0.1V づつ、-25.6V から -0.1V まで変化させた。例えば上から 1, 2 ラインをビームが走査する間はグリッド電圧を -25.6V に保ち、3, 4 ラインでは -25.5V に保った。

ビームが X 方向に走査している途中はグリッド電圧を一定にし、ビームが右端から左端に戻って行くデッドタイムにあわせてグリッド電圧を変化させた。また、S/N 比を改善するために、グリッド電圧を同じ値に保った 2 ライン(1024 点)のデータを加算平均して、二次電子信号強度( $I$ )とした。結局、一つの S カーブを 256 の離散点として求めた。電子ビームが 1 Frame を走査する間に一つの S カーブが得られる。この S カーブのシフト量から、パッシベーション膜表面の電位が測定でき、さらに S カーブを微分することで二次電子のエネルギー分布が求まる。

### 3.5.4 測定系

前述した手法を実現するために作製した測定系のブロック図を示す(図 3.8)。分光器は平板メッシュ 4 枚構成である。二次電子検出器 MCP からの出力を、アイソレーションアンプおよびビデオアンプにより増幅し、その信号を、画像入力装置で 8 ビット(256 階



調)にA/D変換する。そのA/D変換された値を垂直方向、水平方向偏向の同期信号をトリガーとして、画像処理装置のCPUがメモリーに取り込む。全てのデータを取り込んだ後に処理を行い、結果をCRT、及びXYプロッタに出力する。画像処理装置のCPUはデータ取り込みと同時に、分光器の減速グリッド電圧を制御する。

### 3.5.5 測定誤差の補償

図3.9(a)の写真は、前述した手法で実際に取り込んだ1Frame(512ライン)のデータを、画像処理装置のCRTに表示させたものである。この1Frameのデータを縦方向に切ったラインプロファイルはSカーブであるが、非常にノイズが大きいことが判る。このノイズを消す一つの方法として、2ライン毎に加算平均を行った[14]。その結果、図3.10(a)のSカーブが得られる。このSカーブは電位コントラストだけでなく、図中の矢印の部分の例に見られるような試料表面の凹凸によるコントラストも含んでいる。このコントラストは電位測定に於て誤差になる。この誤差は電子ビームの走査する位置が各グリッド電圧で異なるために生じる。

この凹凸の効果を補償するために、同じ矩形領域を減速グリッド電圧を変化させず、常に0Vにして、1Frameのデータを取り込んだ(図3.9(b))。このデータを同様に2ライン毎に加算平均したものが、図3.10(b)のカーブである。このカーブは試料表面の2ライン毎の凹凸によるコントラストを表している。そこで、(a)から(b)を単純に引くことで、ビームの走査する位置が変わることによる誤差を減らした。引算したものが(c)で、なめらかなSカーブになっている。なお、(a)と(c)の上下の位置関係は比較し易いよう移動させたので、物理的意味はない。

### 3.5.6 測定精度の確認

電位測定が正しく行われていることを確かめるため、パッシベーション膜に覆われていないCu電極を用い、その電位を0Vから-5Vまで変化させ測定を行った。図3.11は、試料電位 $V_s$ とSカーブのシフト量 $\Delta V_r$ との関係である。図中の直線は傾きが $45^\circ$ であり、理想的な応答を表している。この結果から、装置の特性が満足すべきもので、電位測定が正しく行われていることが判る。



### 3.6 結言

絶縁物表面の帯電、及び絶縁物内の電界が、二次電子放出率に与える影響を定量的に評価するため、パッシベーション膜上に観察される電位コントラストを取り上げた。電位コントラストを説明する物理モデルとして、容量結合モデルが提案されている。この物理モデルが適切なものであれば、コントラストの保持時間などから、電荷の蓄積量、二次電子放出率などが推定でき、絶縁物表面の微視的領域の様々な特性が調べられる。しかし、電位コントラストについて、これまで詳しく測定されているのは、コントラストの保持時間だけであり、パッシベーション膜表面の電位変化などは全く測定されていない。その為、容量結合モデルがどの程度正しいのか判らないのが現状である。

容量結合モデルを検証する目的から、本章では、パッシベーション膜表面の電位変化を測定する方法を提案している。これは、微小領域の局所的な表面電位の測定に、非常に有効である減速電界型分光器を用いた二次電子のエネルギー分析による方法を改良したものである。従来法により絶縁物表面の電位変化を測定することは、電位測定中に電子線照射により試料の帯電状態が変化すること、及び試料汚染が障害となり、困難であった。本研究では、分光器の減速グリッド電圧と、照射電子ビームの走査を同期させることにより、これらの障害を抑える手法を開発した。この手法を用いれば、これまで出来なかったパッシベーション膜表面の電位変化が測定できる。さらに、この手法は、電位コントラストだけでなく、動的な現象に於ける絶縁物表面の局所的な電位分布変化を測定可能にするものである。



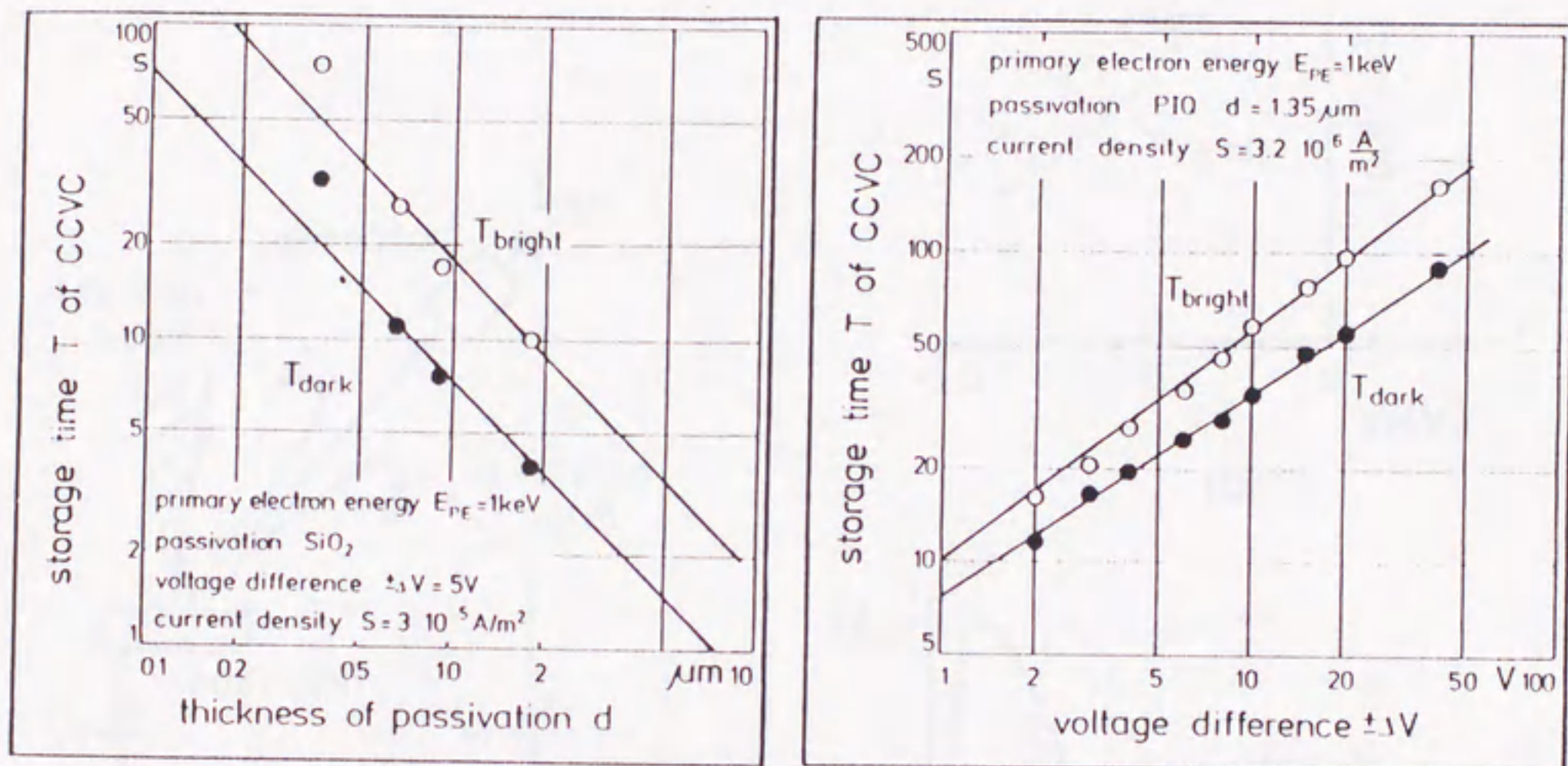


図 3.4 電位コントラストの保持時間 [4]



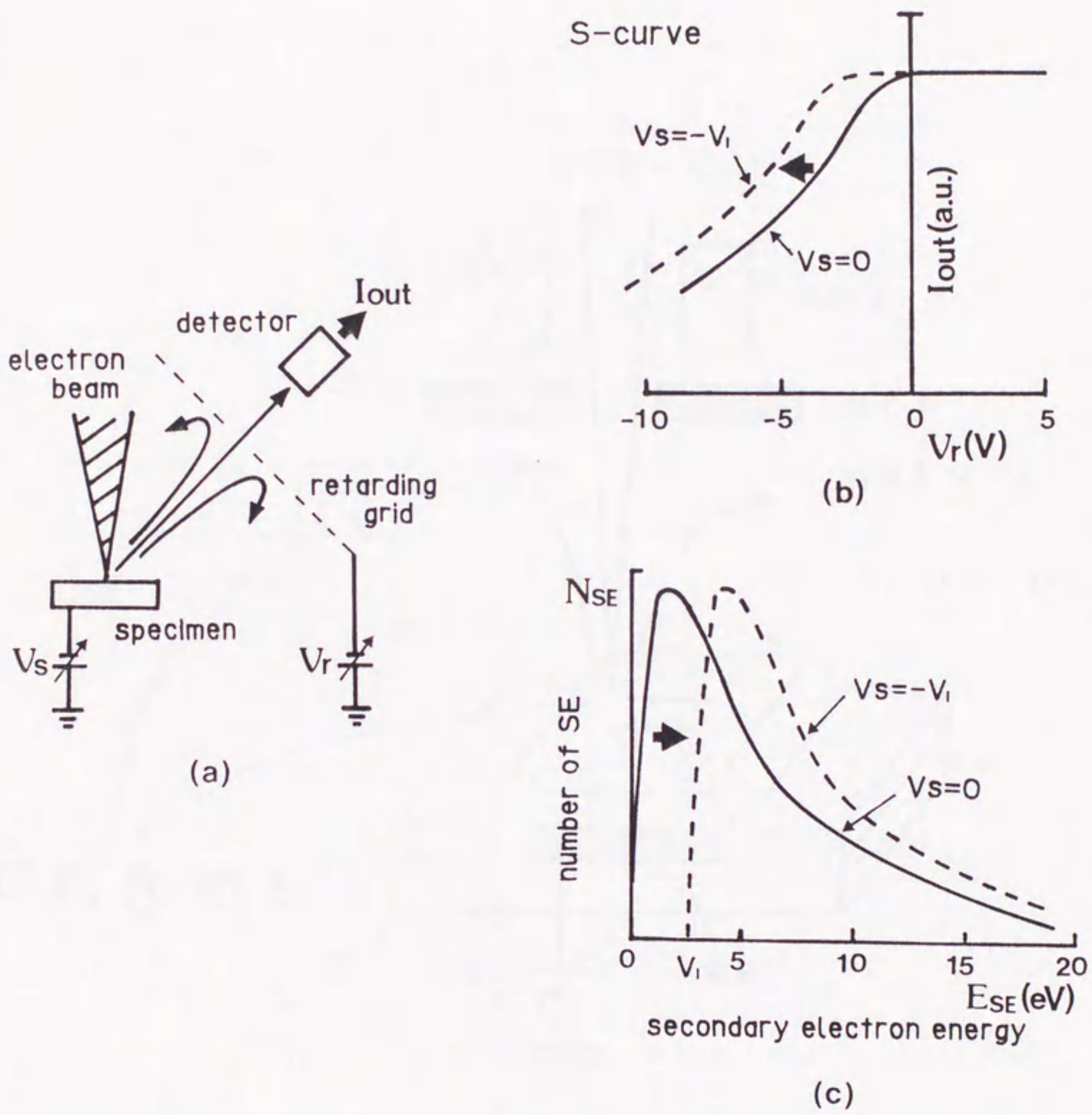


図 3.5 二次電子分光器による電位測定の実理



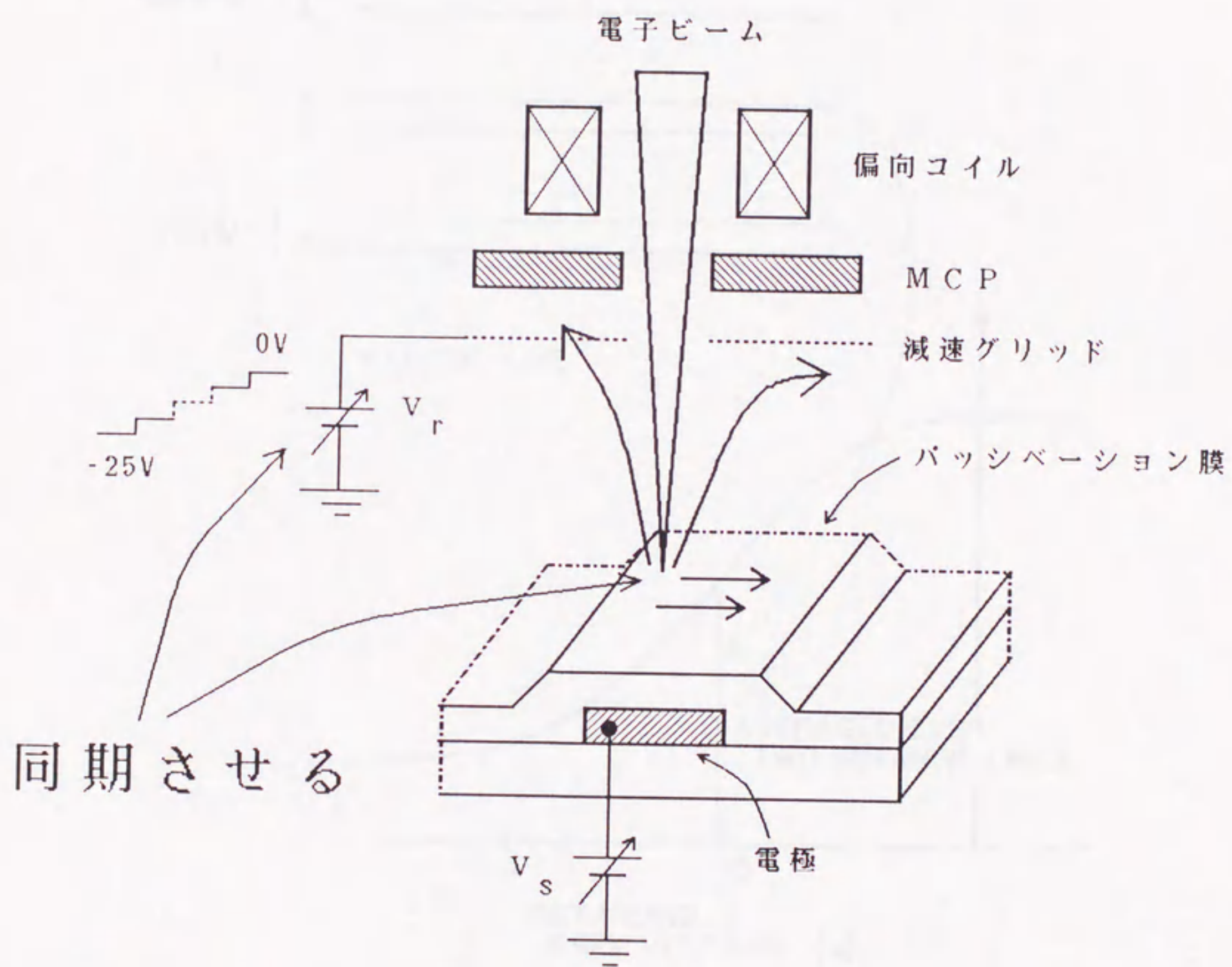


図 3.6 提案する測定方法



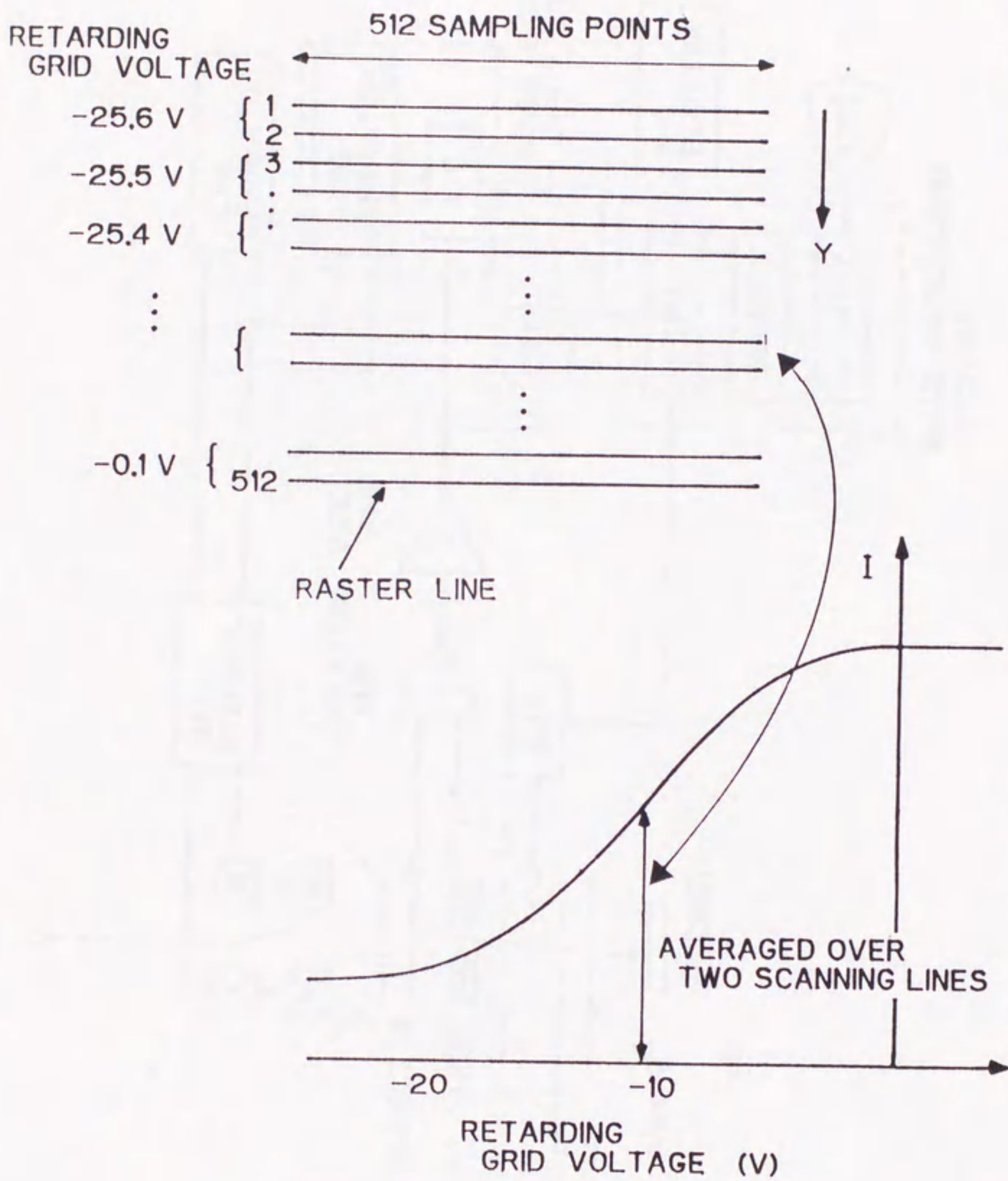


図 3.7 走査線、及び減速グリッド電圧と S カーブの関係



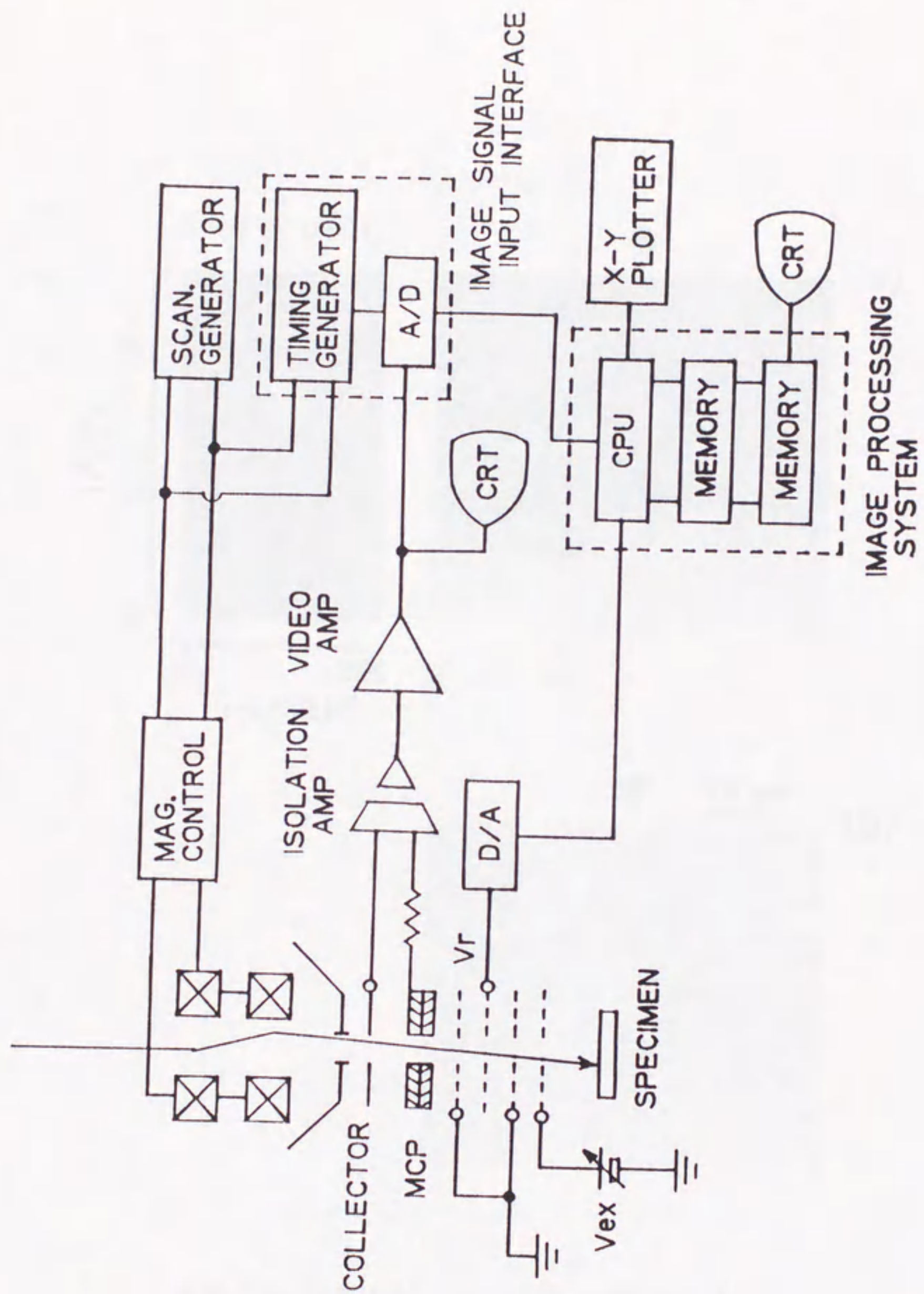
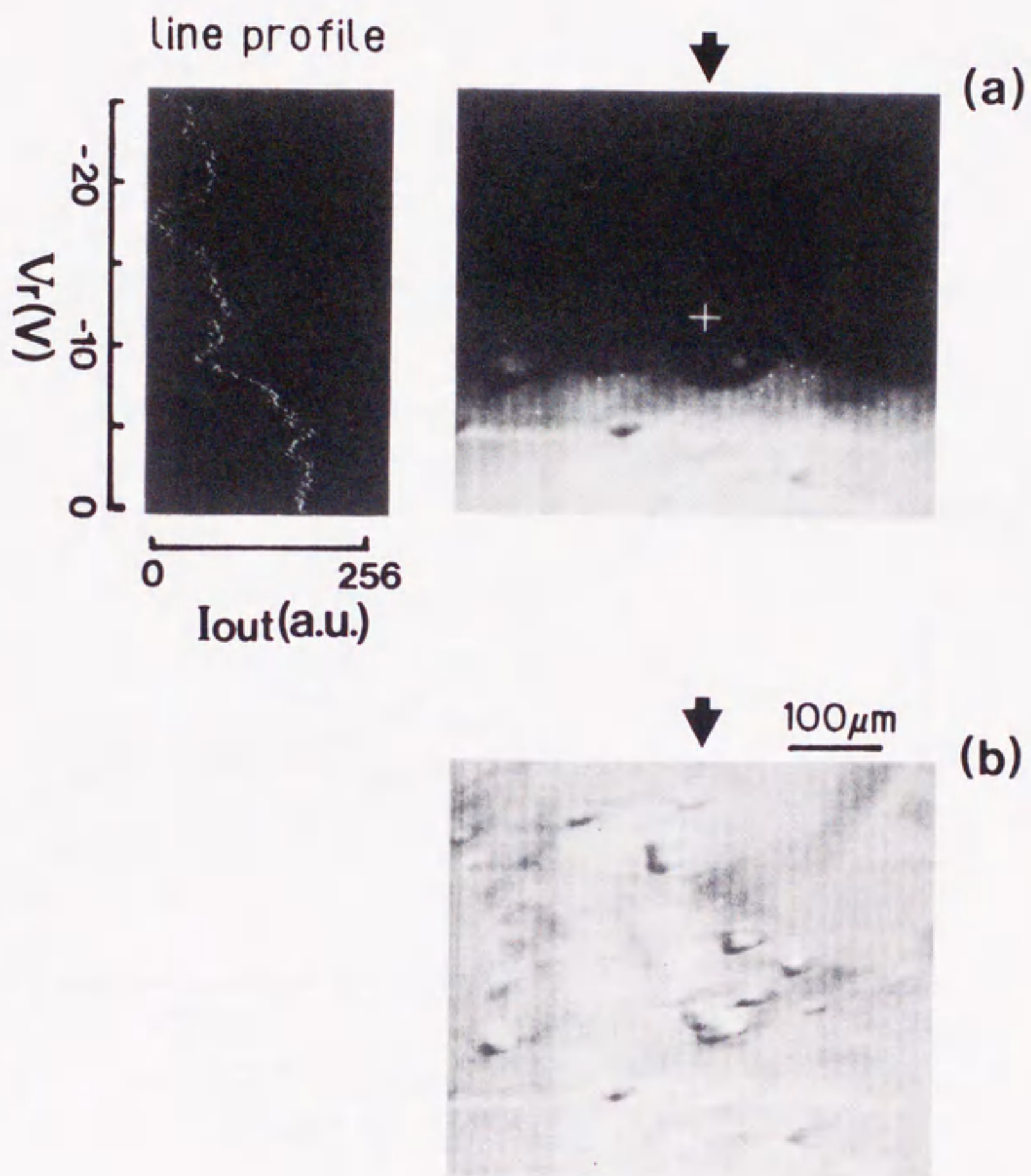


図 3.8 測定系の模式図

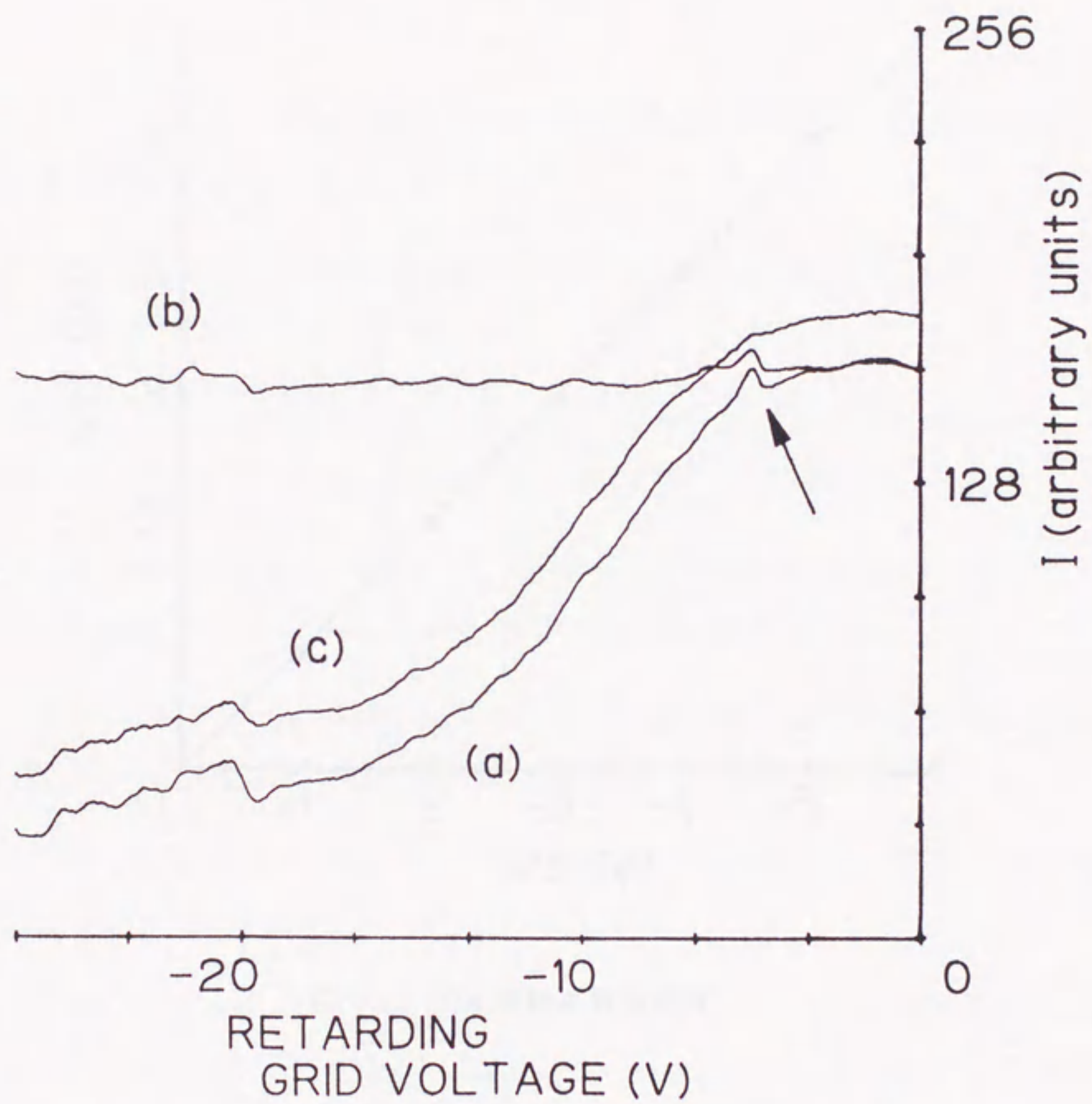




減速グリッド電圧  $V_r$  : (a)  $-25V \rightarrow 0V$ , (b)  $0V$

図 3.9 測定系により取り込まれたデータの CRT 上への表示例





- (a) 補正前の S カーブ
- (b) 試料表面の凹凸を表すカーブ
- (c) 補正後の S カーブ

図 3.10 S カーブの例



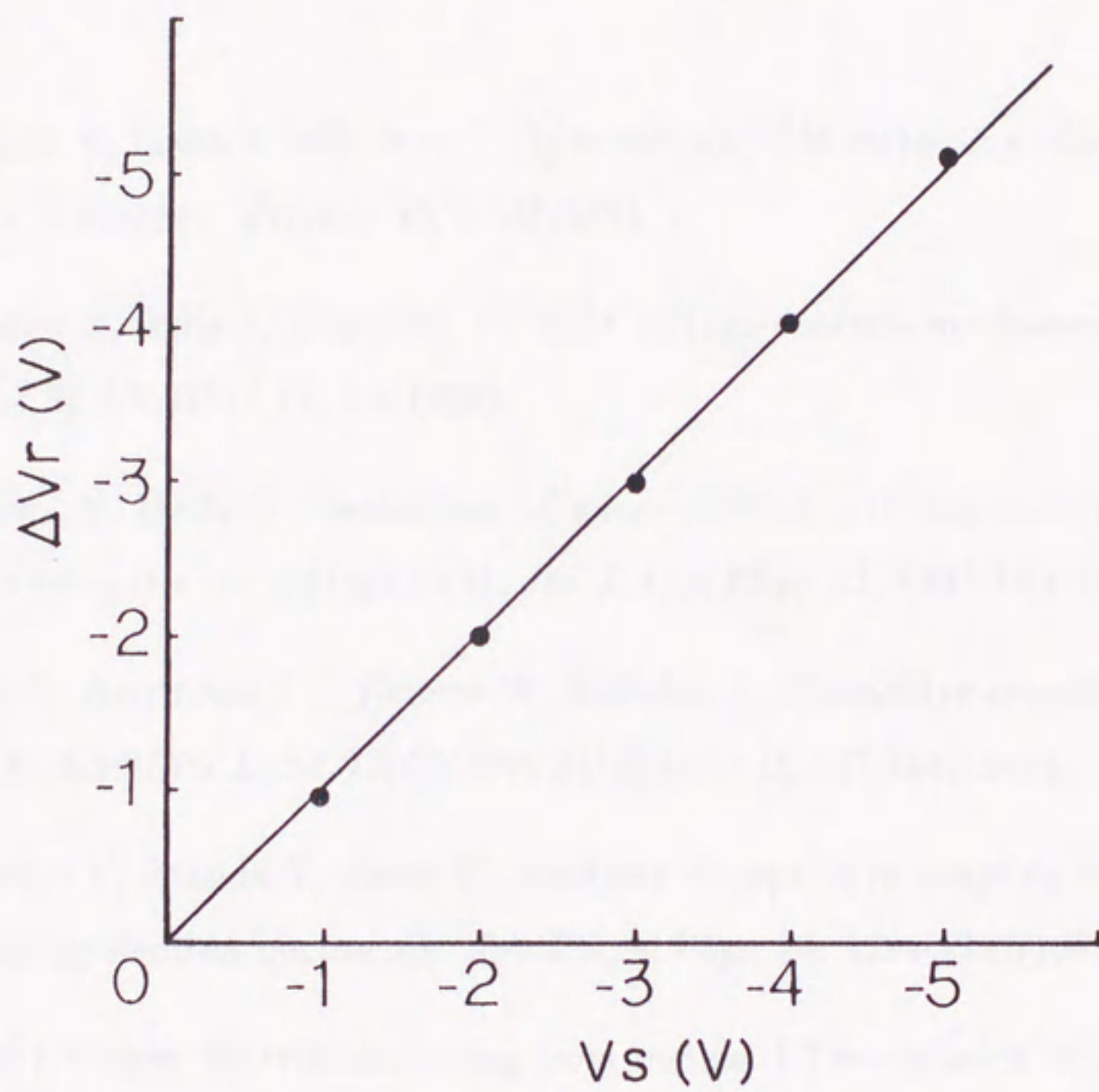


図 3.11 Cu 電極の電位測定



## 参 考 文 献

- [1] Sugiyama N, Ikeda S, Uchikawa Y : Low voltage SEM inspection of micro electronic devices. *J. Electron Microsc.* 35, 9-18(1986).
- [2] Sugiyama N, Ikeda S, Uchikawa Y : SEM voltage contrast mechanism of passivated devices. *SCANNING* 10, 3-8(1988).
- [3] Uchikawa Y, Ikeda S : Inspection of micro devices over the passivation top-layer surface using the low voltage SEM. *Jpn.J.Appl.Phys.* 22, L645-L647(1983).
- [4] Görlich S, Herrmann KD, Reiners W, Kubalek E : Capacitive coupling voltage contrast. *SCANNING ELECTRON MICROSCOPY II*, 447-464(1986).
- [5] Watanabe Y, Fukuda Y, Jinno T : Analysis of capacitive coupling voltage contrast in scanning electron microscopy. *Jpn.J.Appl.Phys.* 24, 1294-1297(1985).
- [6] Seah MP : Slow electron scattering from metals. I.The emission of true secondary electrons. *SURFACE SCIENCE* 17, 132-160(1969).
- [7] Chung MS, Everhart TE : Simple calculation of energy distribution of low-energy secondary electrons emitted from metals under electron bombardment. *J.Appl.Phys.* 45, 707-709(1974).
- [8] Reiners W, Herrmann KD, Kubalek E : Electron beam testing of passivated devices via capacitive coupling voltage contrast. *Scanning Microscopy* 2, 161-175(1988).
- [9] Huchital DA, Rigden JD : Resolution and sensitivity of the spherical-grid retarding potential analyzer. *J.Appl.Phys.* 43, 2291-2302(1972).



- [10] Ito A, Ookubo K, Goto Y, Furukawa Y, Inagaki T : Improved energy analyzer for voltage measurement in electron beam probing for LSI diagnosis. *J. Vac.Sci.Technol.B* 3, 383-385(1985).
- [11] Menzel E, Kubalek E : Fundamentals of electron beam testing of integrated circuits. *SCANNING* 5, 103-122(1983).
- [12] Menzel E, Kubalek E : Secondary electron detection systems for quantitative voltage measurements. *SCANNING* 5, 151-171(1983).
- [13] Nye P, Dinnis A : Extraction field and oxide charging in voltage contrast systems. *SCANNING* 7, 117-124(1985).
- [14] Jenkins KA : Quantitative image mode voltage contrast. *SCANNING* 9, 194-200(1987).



## 第 4 章

# 絶縁物表面電位の測定結果と物理モデルの検討

### 4.1 緒言

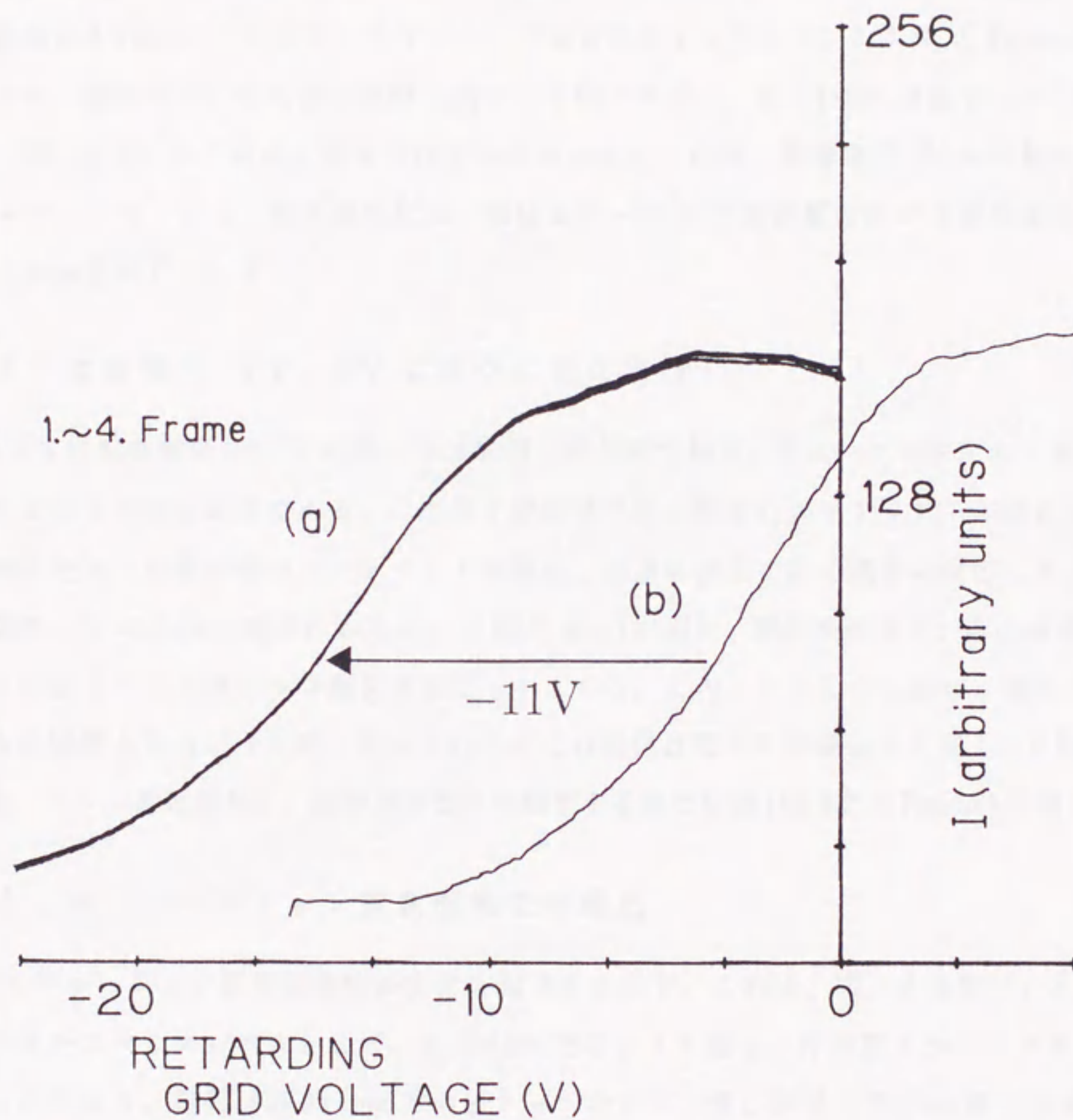
第 3 章で述べた手法により、初めて、絶縁物表面の局所的な電位分布変化が測定可能となった。そこで、本章では、電位コントラストの変化に伴い、パッシベーション膜表面電位がどの様に変化するかを明らかにする。パッシベーション膜表面の電位変化は、これまで測定されたことのないものである。次に、この測定結果と容量結合モデルで予想される結果とを比較、検討する。その結果、これまで無視されてきた絶縁物中を流れる微少な電流が、電位コントラストでは、重要な問題となることを明らかにする。

### 4.2 測定結果

#### 4.2.1 電極電圧 0V の場合

パッシベーション膜下の電極電圧を 0V に保ち、何 Frame か電子線照射を行った後に、パッシベーション膜表面の電位測定を行った (図 4.1 (a))。この S カーブは電子線照射を続けても変化せず、安定である。この状態は、パッシベーション膜表面に帯電する電荷量が増加しない平衡状態である。比較のため、Cu 電極、 $V_s=0(V)$  で得られる S カーブも併せて示した (b)。S カーブの位置関係からパッシベーション膜表面の電位は約 -11V であることが判る。





(a) パッシベーション膜 ( $\text{SiO}_2$ )

(b) 金属電極 (Cu)

図 4.1 Sカーブ ( $V_s=0\text{V}$ )



#### 4.2.2 電極電圧 $0V \rightarrow -7V$ に変化させた場合

図 4.2 は、パッシベーション膜下の電極に直流電圧  $-7V$  を印加した際の結果である。二次電子像観察では明るいコントラストが現れ、次第に消えて行く場合に対応している。電極電圧が  $0V$  のときに得られる S カーブ (0 Frame) に対し、電極に  $-7V$  を印加すると、その直後の 1 Frame では S カーブはマイナス側に大きくシフトし、2, 3, 4, と Frame が進むにつれ、電圧が  $0V$  のときの位置に向かって戻って行く。15 Frame 以後でシフトがとまり、電圧が  $0V$  のときの位置までは戻らなかった。これは、電極電圧  $0V$  の平衡状態に於けるパッシベーション膜表面電位は、電極電圧  $-7V$  の平衡状態に於ける表面電位と異なることを意味している。

#### 4.2.3 電極電圧 $-7V \rightarrow 0V$ に変化させた場合

図 4.3 は電極電圧を  $-7V$  に保ったまま電子線照射を続け、S カーブが安定した後、電極電圧を切った際の結果である。二次電子像観察では、明るいコントラストが消えた後、電極電圧を切った際の暗いコントラストが現れ、次第に消えて行く場合に対応している。電極電圧  $-7V$  のときに得られる S カーブ (0 Frame) に対し、電圧を切ると、その直後の 1 Frame では S カーブはプラス側に大きくシフトする。このシフトした位置は、電圧が  $0V$  のときの位置よりもプラス側になっている。この変化は図 4.2 の場合より早く、2 Frame 経過後、シフト量は飽和し、期待通り電圧を印加する前の位置 (図 4.2, 0 Frame) に戻った。

#### 4.2.4 パッシベーション膜表面電位の変化

パッシベーション膜表面電位の変化を図 4.4 に示す。これは、図 4.2 に於て、S カーブの中央をスライスレベルとして、各 Frame でのシフト量を、片対数グラフにプロットしたものである。縦軸は各 Frame での S カーブのシフト量、横軸は Frame 数であるが、目盛は照射電子ビームのドーズ量に換算した値で示してある。照射電子ビーム電流を変えて測定した結果も併せてプロットした。グラフより、S カーブのシフト量、即ち、パッシベーション膜表面電位は Frame が進むにつれ、ほぼ指数関数的に減少することが判る。パッシベーション膜下の電極に印加する電圧を変えた場合にも、同様の傾向を示す結果が得られている。



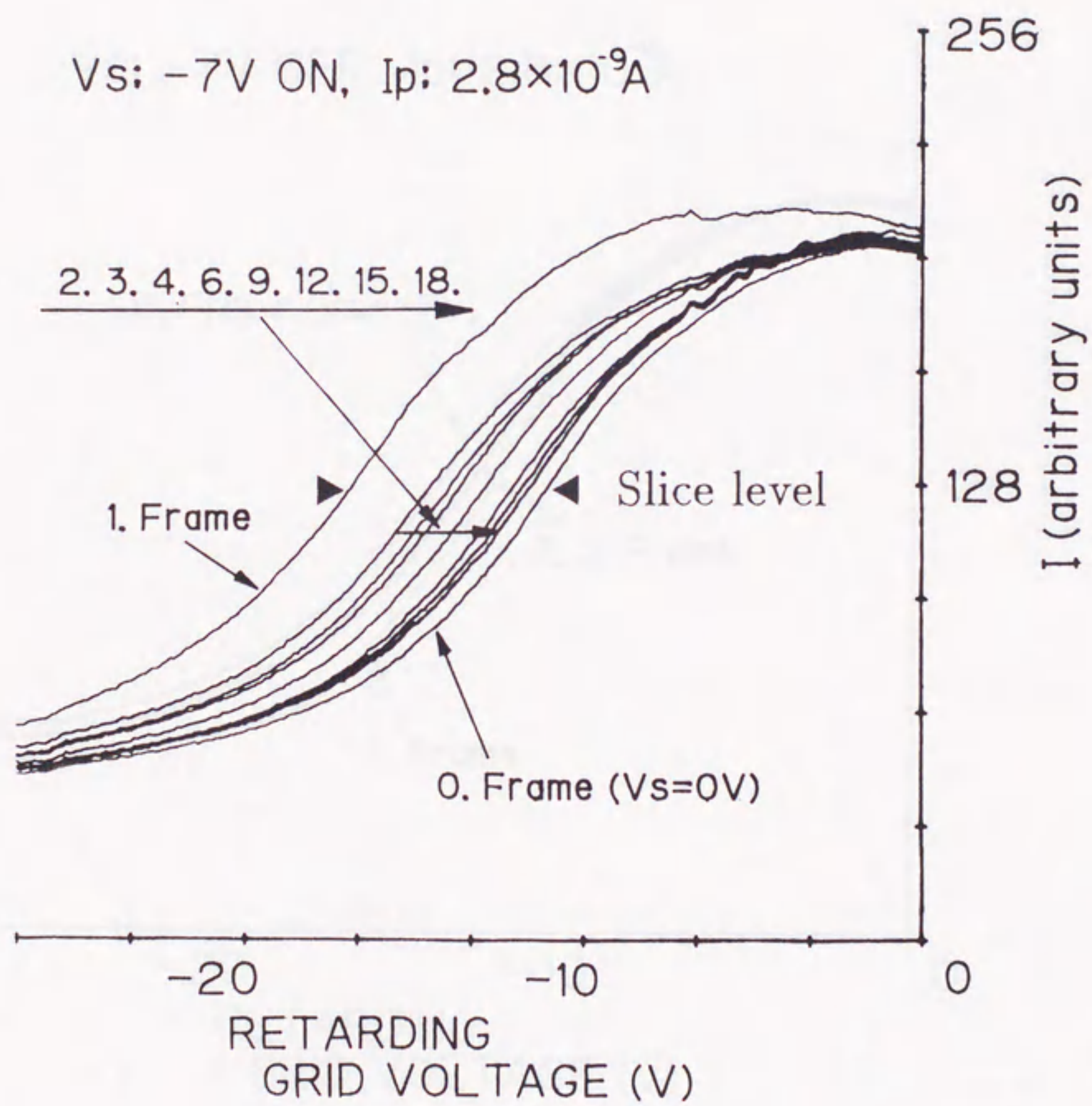


図 4.2 電極に $-7V$ を印加した際の絶縁物表面より得られるSカーブ



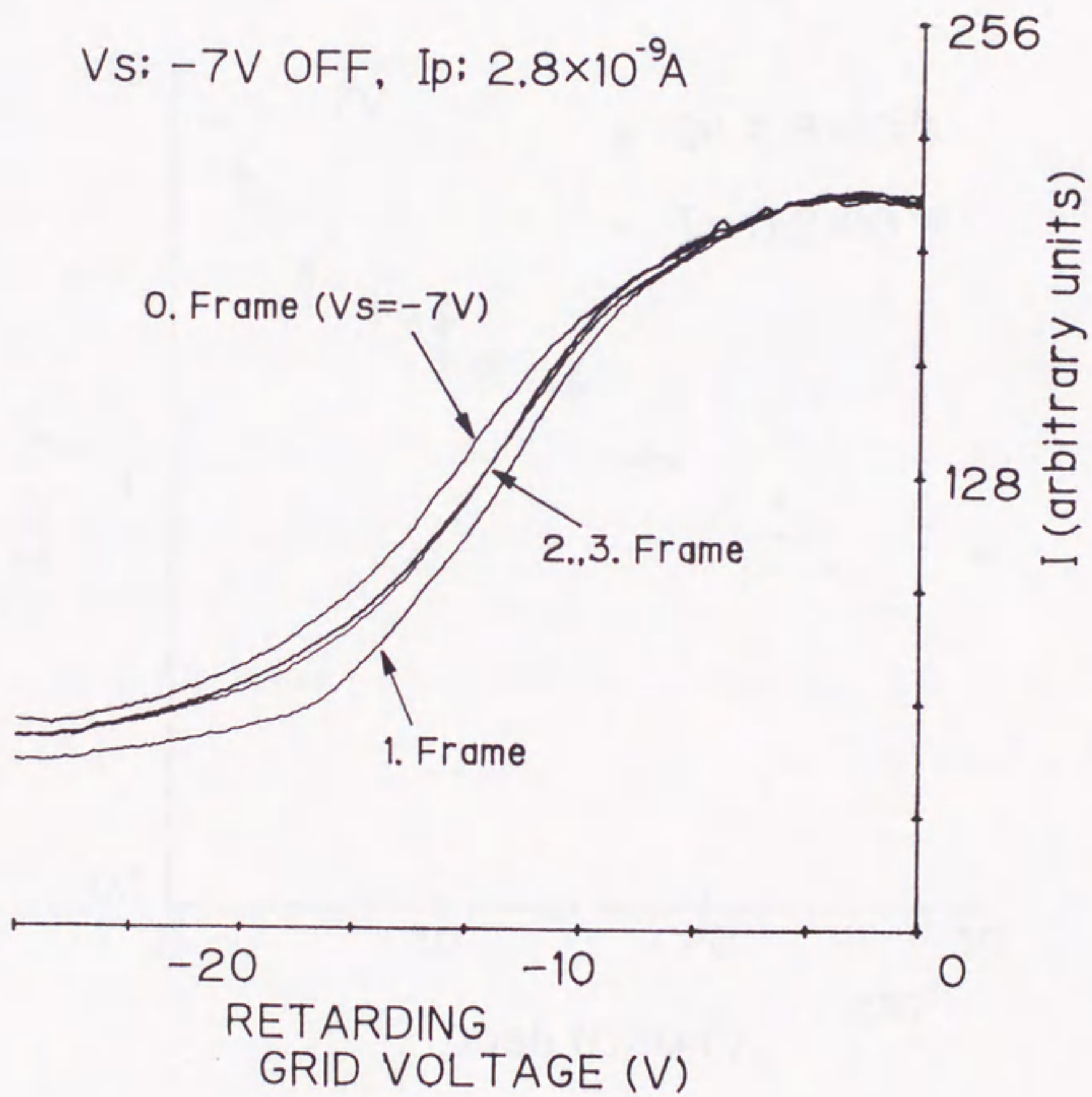


図 4.3 電極電圧-7V を切った際の絶縁物表面より得られる S カーブ



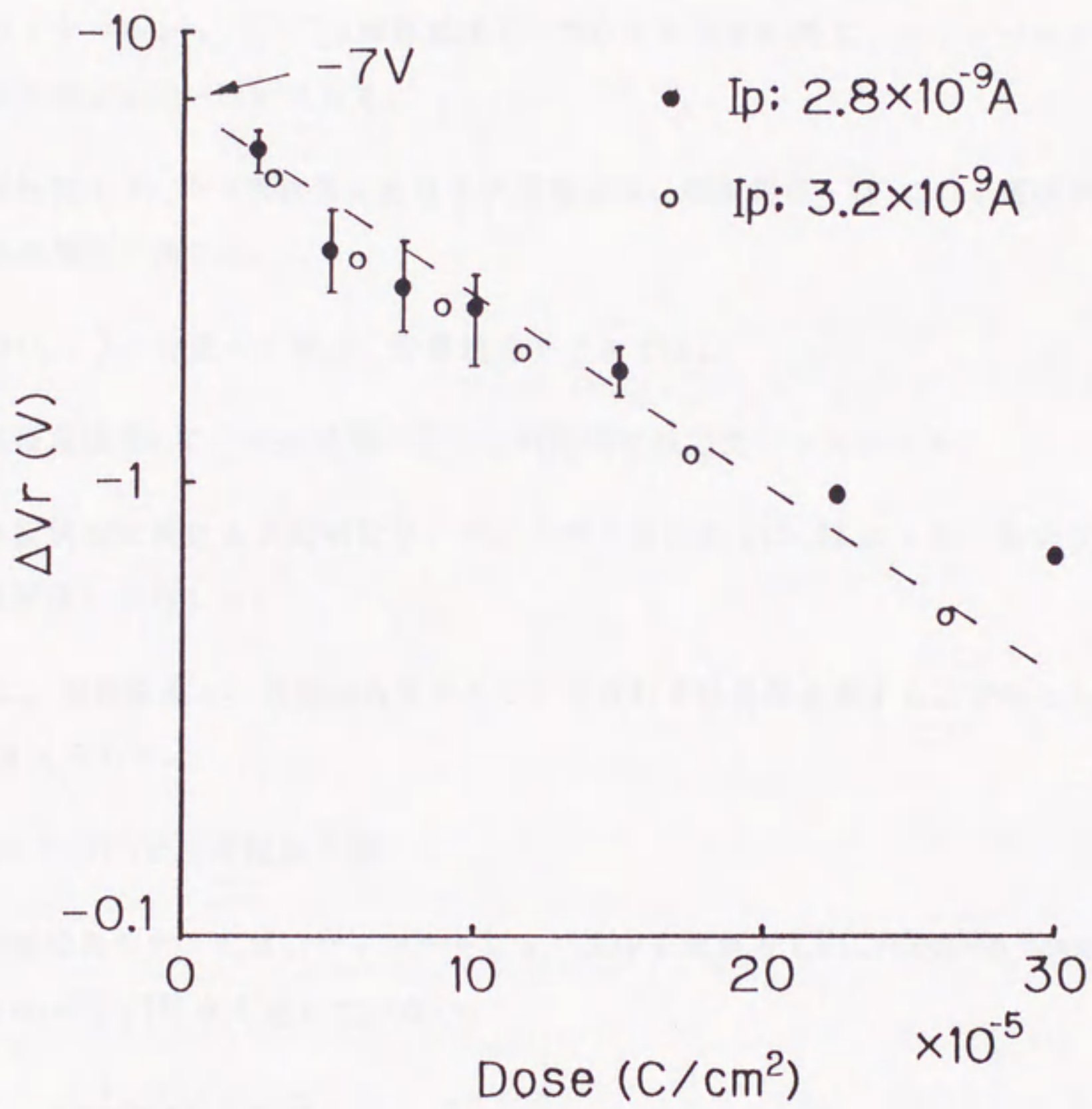


図 4.4 パッシベーション膜表面電位の変化



これらの測定は、 $\text{SiO}_2$ パッシベーション膜、膜厚  $0.33(\mu\text{m})$ 、照射電子ビームエネルギー  $1(\text{keV})$ 、二次電子の引出し電界  $5(\text{V}/\text{mm})$ 、電子線走査面積  $0.45(\text{mm}) \times 0.6(\text{mm})$ 、1 Frame 走査時間  $24.8(\text{s})$  で行った。

### 4.3 物理モデルの検討

容量結合モデルで予想される結果と、4.2 に於ける測定結果の比較、検討を行う。ここでは、特に平衡状態に於ける表面電位に注目する。測定結果から、

- パッシベーション膜下の電極電圧  $0\text{V}$  での平衡状態に於て、パッシベーション膜表面の電位は約  $-11\text{V}$  である。
- 電極電圧  $0\text{V}$  の平衡状態に於ける表面電位は、電極電圧  $-7\text{V}$  での平衡状態に於ける表面電位と異なる。

これに対し、3.3 で述べた様に、容量結合モデルでは、

- 電極電圧  $0\text{V}$  での平衡状態に於て、表面電位は必ずプラスになる。
- 平衡状態に於ける表面電位は、全二次電子放出率  $\sigma(> 1)$  により一意に決まり、電極電圧に依存しない。

この様に、測定結果と、容量結合モデルで予想される結果は矛盾する。理由として、次の二つが考えられる。

1. Cu と  $\text{SiO}_2$  の仕事関数の違い。
2. 容量結合モデルでは、パッシベーション膜中を流れる EBIC(electron beam induced current)[1] [2] を考慮していない。

#### 4.3.1 仕事関数の効果

金属の仕事関数は、詳しく測定されている。Cu に対しては、平均値  $4.45\text{eV}$  が得られている。絶縁物の仕事関数は、金属との接合がある場合に、電子放出に必要なエネルギーを意味するものである。その為、絶縁物単体としては、抽象的な意味しか持たず、あまり



測定されていない。仕事関数は、帯電状態により変化すると考えられ、本研究に於ける測定結果から、逆に推定すべきものである。

電極電圧 0V の平衡状態に於ける表面電位の測定結果と、容量結合モデルで予想される結果との違いは、11V 以上ある。これを仕事関数の違いとすると、SiO<sub>2</sub>の仕事関数が 15eV 以上になる必要がある。これは、大きすぎる値である。この様に、測定結果と、容量結合モデルで予想される結果との違いを、仕事関数だけに帰するのは無理がある。

### 4.3.2 EBIC の効果

EBIC は、図 4.5 に示す様に、表面を薄い電極で覆い、外から絶縁物に電界を加え測定されている [3]。この様な試料に電子線を照射すると、照射電子ビームが侵入している部分は、入射電子により励起された電子、及びホールが電界で加速され、電流が生じる。それは、

$$I_1 = \zeta \mu \tau I_0 V_1 / d_1^2 \quad (4.1)$$

で表される。ここで、 $\zeta$  は入射電子 1 個あたり励起されるキャリアの数、 $\mu, \tau$  はそれぞれ、キャリアの移動度、寿命である。 $I_0, V_1, d_1$  は図 4.5 に示す。照射電子ビームが到達していない部分は、空間電荷制限電流 [4] が生じる。これは、絶縁物中を十分大きなエネルギーを持った余分な電子が、電界により加速され生じる電流である。それは、

$$I_2 = \pm 9 \epsilon \mu A V_2^2 / 8 d_2^3 \quad (4.2)$$

で表される。ここで、 $\epsilon$  は絶縁物の誘電率、 $A$  は電子線照射面積、 $V_2, d_2$  は図 4.5 に示す。

EBIC を、電位コントラストの問題に適用した [5]。図 4.6 は、表面近傍を拡大して描いてある。問題となっているのが、深さ方向の変化であること、また、横方向の電流が測定できないことから、ここでは、深さ方向の電流のみを考えた。(I) の部分は (4.1) 式の電流、(II) の部分は (4.2) 式の電流が存在すると考えられる。EBIC を考慮すれば、電極電圧 0V の平衡状態に於ける表面電位がマイナスになること、また、電極電圧により平衡状態に於ける表面電位が異なることは説明できる。即ち、(II) の電流のため、表面電位がマイナスになる必要がある。また、電極電圧により EBIC が変化し、表面電位もそれに応じて変化する可能性がある。



最後に、本研究に於ける条件下で、EBICがどの程度の大きさかを概算する。(4.2)式を用い、定数は、 $\epsilon = 3.5 \times 10^{-11}(\text{F/m})$ ,  $\mu = 5.7 \times 10^{-5}(\text{m}^2/\text{V} \cdot \text{s})$ ,  $A = 7.85 \times 10^{-15}(\text{m}^2)$ ,  $d_2 = 0.33 \times 10^{-6}(\text{m})$ [2] とする。その結果、 $V_2 = 1.0(\text{V})$  としても、 $I_2 = 4.9 \times 10^{-10}(\text{A})$  にしかない。この様に、EBICは非常に微少である。その為、容量結合モデルに於ける仮定(c)では、無視されていた。しかし、表面電位に対しては、この程度でも数Vの電位差を生じる。

#### 4.4 結言

本章では、まず、これまで測定されたことのない電位コントラストの変化に伴う、パッシベーション膜表面電位の変化を明らかにした。その結果、次のことを実験により示した。パッシベーション膜下の電極電圧0Vでの平衡状態に於て、パッシベーション膜表面電位はマイナスである。平衡状態に於ける表面電位が、電極電圧に依存する。また、パッシベーション膜表面電位は電子線照射が進むにつれ、指数関数的に減少する。次に、これらの測定結果と、3.3で述べた容量結合モデルとの比較、検討を行った。その結果、パッシベーション膜下の電極電圧0Vでの平衡状態に於て、パッシベーション膜表面電位がマイナスであること。及び、平衡状態に於ける表面電位が、電極電圧に依存することは、容量結合モデルで予想される結果と矛盾することを示した。さらに、この矛盾は、絶縁物中を流れる微少な電流であるEBICを、容量結合モデルでは、無視していることが原因である。即ち、絶縁物中を電流が流れることにより、電位差が生じ、表面電位を変化させることを指摘し、EBICを考慮した物理モデルを提案した。

最後に、本研究では、電位コントラストが観察される条件下、即ち、電子線照射により、パッシベーション膜表面がプラスに帯電した状態で電位測定を行った。パッシベーション膜表面がマイナスに帯電すると、チャージアップの障害のため、電位測定は行えない。マイナスに帯電した平衡状態では、照射電子ビームを反射する程度の表面電位になることが知られている[6]。例えば、10keVの照射電子ビームでは、表面電位が10kVにまで帯電する。この様な高い表面電位は、二次電子のエネルギー分析による方法では、測定できないことを付け加えておく。



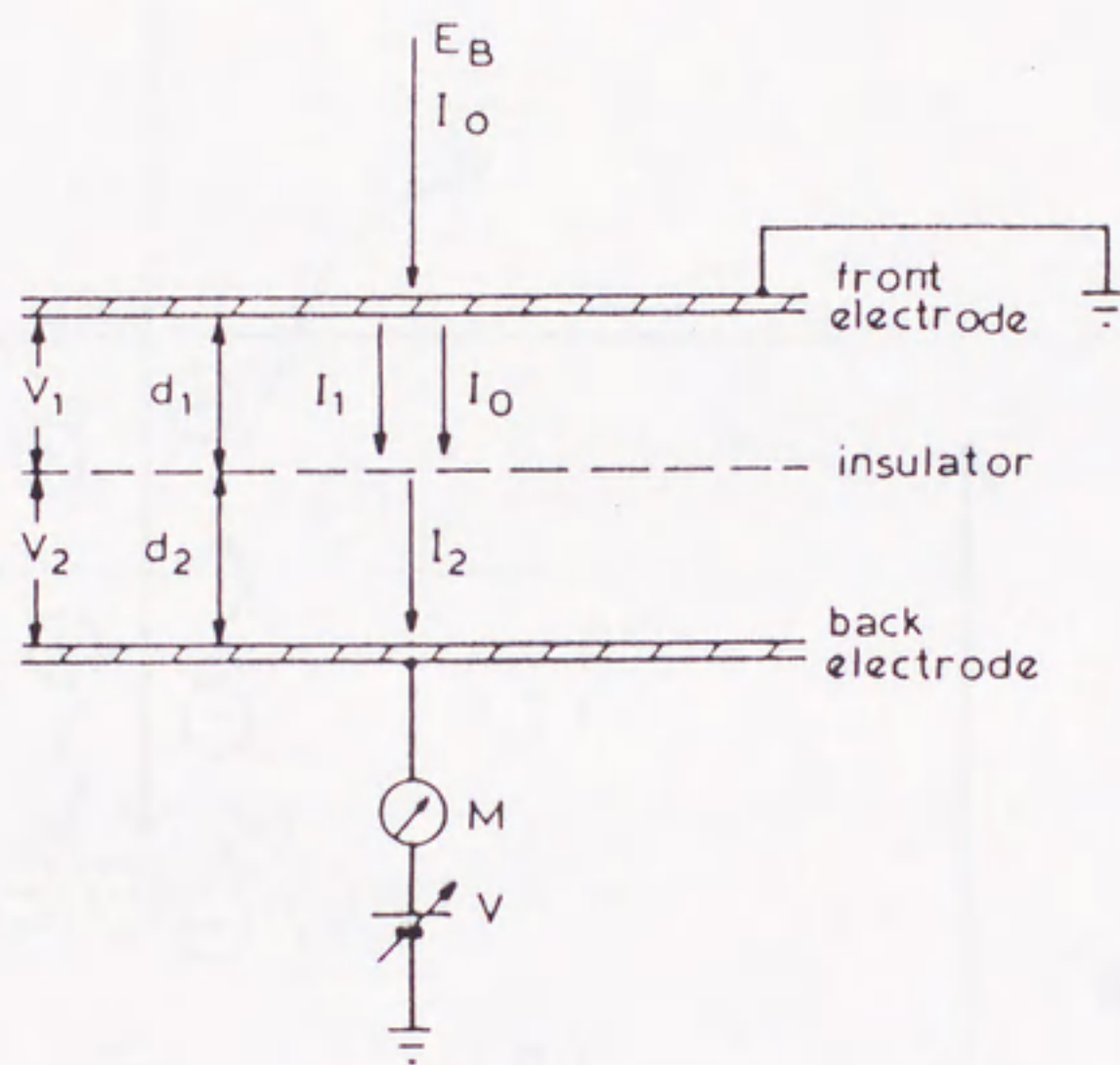


図 4.5 絶縁物中の EBIC



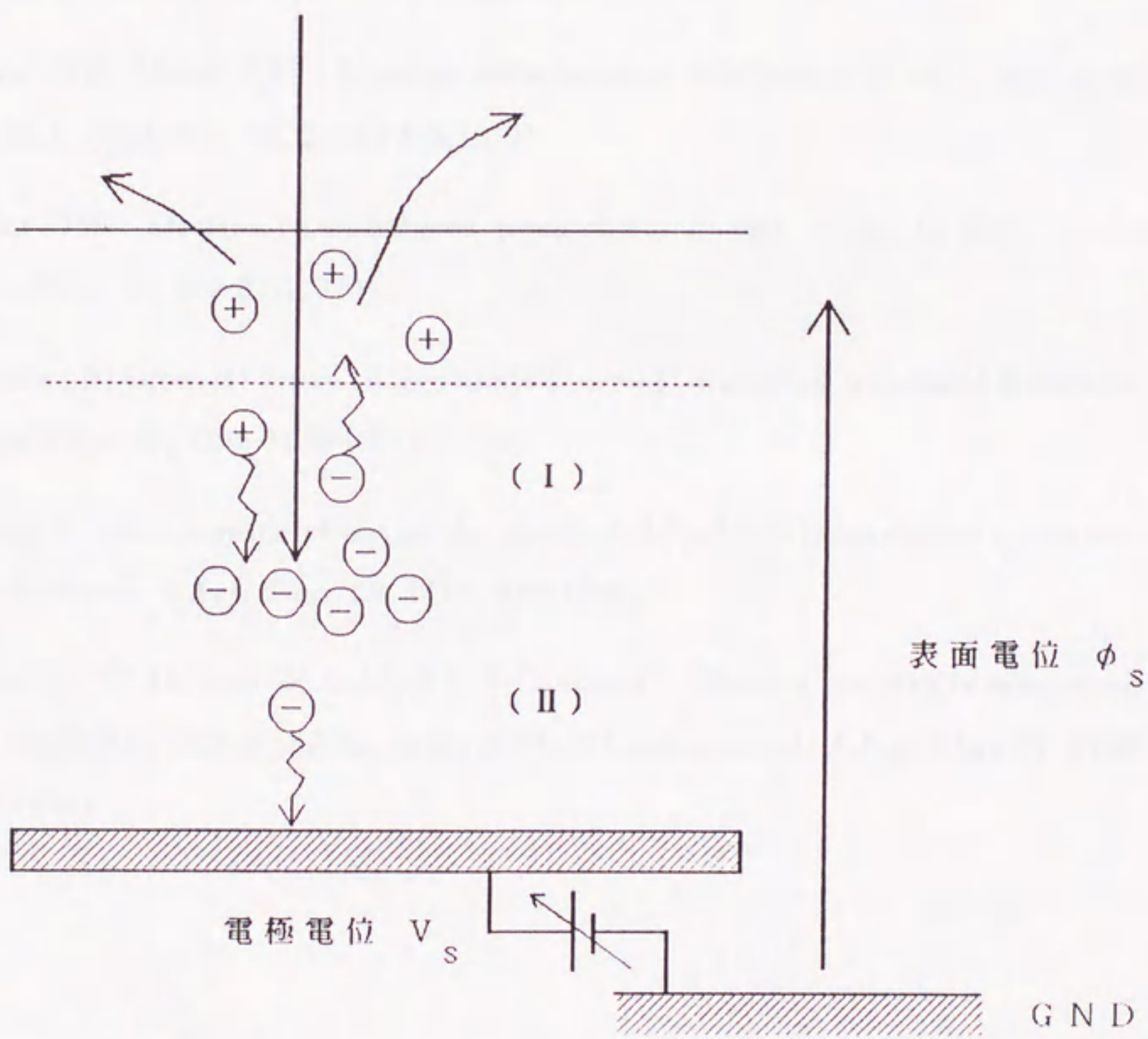


図 4.6 パッシベーション膜中を流れる EBIC



## 参 考 文 献

- [1] Aris FC, Davies PM, Lewis TJ : Electron-beam-induced conduction in dielectrics. *J.Phys.C:Solid State Phys.* 9, 797-808(1976).
- [2] Taylor DM, Mehdi QH : Electron-beam-induced conduction in SiO<sub>2</sub> thin films. *J.Phys.D:Appl.Phys.* 12, 2253-2262(1979).
- [3] Taylor DM : Electron-beam-induced conductivity in thin insulating films. *Radiat Phys.Chem.* 13, 209-221(1979).
- [4] Oliveira LN, Gross B : Space-charge-limited currents in electron-irradiated dielectrics. *J.Appl.Phys.* 46, 3132-3138(1975).
- [5] Cazaux J : Some considerations on the electric field induced in insulators by electron bombardment. *J.Appl.Phys.* 59, 1418-1430(1986).
- [6] Vigouroux JP, Duraud JP, LeMoel A, LeGressus C : Electron trapping in amorphous SiO<sub>2</sub> studied by charge buildup under electron bombardment. *J.Appl.Phys.* 57, 5139-5144(1985).



## 第 5 章

### 結論

走査型電子顕微鏡 (SEM) は、二次電子像により、固体試料表面の微細な形状を、直接に観察できることから、広く一般に用いられている。これまで、SEM の適用できる範囲は、金属に限られていたが、近年、低エネルギー電子線を用いることにより、絶縁物への適用も行われている。SEM が絶縁物へ適用できなかった、最も大きな原因は、電子線を照射することによる絶縁物試料のチャージアップである。低エネルギー電子線を用いれば、チャージアップが抑えられ、絶縁物表面の形状が、金属表面と同様に二次電子像で観察できることが知られるようになった。しかし、どの様な条件で、また、なぜチャージアップが抑えられるか、詳しい研究は行われていない。そこで、本研究は、低エネルギー電子線照射による絶縁物表面の帯電、及び絶縁物内の電界が、二次電子放出に与える影響を定量的に評価し、その機構を解明することを目的とした。

#### 5.1 本研究の成果

第 1 章では、二次電子放出に関するこれまでの研究を概観し、固体表面近傍の欠陥、帯電などが二次電子放出率をどう変化させるかの定量的な評価は、未だ行われていないことを述べた。絶縁物では、試料表面の帯電が二次電子放出率を大きく変化させる。その為、表面近傍の様々な情報を持つ二次電子により、絶縁物表面の微視的領域の特性を調べるには、まず、帯電による二次電子放出率の変化の定量的な評価が必要であることを明らかにした。

第 2 章では、SEM 二次電子像に於て、 $\text{Si}_3\text{N}_4$ 、 $\text{SiN}$  パッシベーション膜で覆われた半導体デバイスのチップ表面が、チャージアップの障害なしに観察できる条件を明らかにし



た。 $\text{Si}_3\text{N}_4$ に対する測定結果は、これまでに測定されていた PSG に対する結果と異なり、条件を表す、積  $E_2 \cdot \cos^2 \Phi_p$  の値は一定とならず、試料傾斜角  $\Phi_p$  の大きなところで増加した。これは、従来の表面特異層モデルでは、説明できない結果である。そこで、本研究では、帯電していない状態での全二次電子放出率が 1 を超えていると、絶縁物試料表面がプラスに帯電し、形状が観察できるとの仮説から、測定結果に対する理論的な解釈を行った。その結果、 $\text{Si}_3\text{N}_4$ , PSG などに対する測定結果が矛盾なく説明できることを示した。さらに、そこから、次の重要な結果が得られた。

積  $E_2 \cdot \cos^2 \Phi_p$  の試料傾斜角  $\Phi_p$  に対する変化から、入射電子の飛程が照射電子ビームエネルギーの何乗に比例するか、その指数  $n$  が推定できる。 $E_2 \cdot \cos^2 \Phi_p$  の値が、 $\Phi_p$  に依存せず、一定となる物質では、 $n \simeq 1.50$  であり、また、 $\Phi_p$  の増加に伴い、 $E_2 \cdot \cos^2 \Phi_p$  の値が増加する物質では、 $n < 1.50$  である。反対に、 $E_2 \cdot \cos^2 \Phi_p$  の値が減少する物質では、 $n > 1.50$  である。このことは、これまで測定されていなかった照射電子ビームエネルギーの低い範囲に於いて、入射電子が絶縁物中で、どの様な散乱を受けるかが判ることになり、非常に大きな成果である。

また、本章で論じた、チャージアップの障害なしに絶縁物表面の形状が観察できる条件は、パッシベーション膜で覆われた半導体デバイスの検査、さらに、デバイスの製造工程で用いられる微細なレジストの形状を、SEM で測定するには必要不可欠なものである。

第 3 章では、まず、第 2 章で述べたチャージアップが生じない条件下に於いて、パッシベーション膜上に電位コントラストが観察されることを述べた。電位コントラストを説明する物理モデルとして提案されている容量結合モデルから、電荷の蓄積量、二次電子放出率などが推定でき、絶縁物表面の微視的領域の様々な特性が調べられることを明らかにした。しかし、その為には、これまで測定されたことのない、パッシベーション膜表面の電位変化を測定し、容量結合モデルを検証する必要があることを指摘した。

次に、容量結合モデルを検証する目的から、パッシベーション膜表面の電位変化を測定する方法を提案した。これは、微小領域の局所的な表面電位の測定に、非常に有効である減速電界型分光器を用いた二次電子のエネルギー分析による方法を改良したものである。具体的には、分光器の減速グリッド電圧と、照射電子ビームの走査を同期させることにより、電位測定中に電子線照射により試料の帯電状態が変化すること、及び試料汚染の障害を抑える手法である。この手法を用いれば、これまで出来なかったパッシベーション



膜表面の電位変化が測定できる。さらに、この手法は、電位コントラストだけでなく、動的な現象に於ける絶縁物表面の局所的な電位分布変化を測定可能にするものであり、大きな成果であると言える。

第4章では、これまで測定されたことのない電位コントラストの変化に伴う、パッシベーション膜表面電位の変化を明らかにし、測定結果と、容量結合モデルとの比較、検討を行った。その結果、パッシベーション膜下の電極電圧 0V での平衡状態に於て、パッシベーション膜表面電位がマイナスであること。及び、平衡状態に於ける表面電位が、電極電圧に依存することは、容量結合モデルで予想される結果と矛盾することを示した。さらに、この矛盾は、絶縁物中を流れる微少な電流である EBIC を、容量結合モデルでは、無視していることが原因である。即ち、絶縁物中を電流が流れることにより、電位差が生じ、表面電位を変化させることを指摘し、EBIC を考慮した物理モデルを提案した。

## 5.2 今後の課題

第4章に於いて、パッシベーション膜上に観察される電位コントラストを説明する物理モデルとして、EBIC を考慮した物理モデルを提案した。そこで、この物理モデルを検証する必要がある。それには、まず、様々な条件下での EBIC 及び、表面電位を同時に測定する必要がある。また、提案した物理モデルでは、深さ方向の電流のみを考えたが、横方向の電流、即ち、電荷分布の緩和も存在すると考えられる。この様な電流の測定方法、及び理論的な取り扱いを考える必要がある。さらに、これらパッシベーション膜中の電流を明らかにし、電位コントラストに於けるコントラストの保持時間、パッシベーション膜表面電位と、二次電子放出率、電荷の蓄積量などの関係を明らかにする。

この様に、絶縁物からの二次電子放出の機構と、放出された二次電子の持つ情報を明らかにし、絶縁物表面の微視的領域の特性を精度良く測定する手法を確立することが今後の課題である。



## 謝辞

本研究の遂行並びに本論文の作成に際し、終始並々ならぬ御指導と御鞭撻を賜りました名古屋大学工学部 教授 工学博士 内川嘉樹先生に心よりお礼申し上げます。本論文をまとめるに当り、貴重な御教示を戴きました名古屋大学工学部 教授 理学博士 石橋善弘先生、名古屋大学工学部 教授 工学博士 安田幸夫先生に深く感謝致します。特に、石橋善弘先生には、本論文、第2章の研究を進めるにあたり、御親切な御指導と有益な御助言を賜りました。

本研究に対して多大な御理解を示して戴きました、名古屋大学工学部 教授 工学博士 大熊繁先生に深く感謝致します。

本研究の遂行に、終始御助言、御援助下さいました名城大学理工学部 助教授 工学博士 池田晋先生に心から感謝致します。また、本研究に用いた画像処理装置の開発に奮闘して下さいました木村禎宏氏に感謝致します。

本研究に用いた PSG, SiN 試料を提供して戴いた日立製作所 デバイス開発センタ 主任技師 水野文夫氏、及び Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> 試料を提供して戴いた沖電気工業 中村慎太郎氏に深く感謝致します。

最後に、苦楽を共にした内川研究室の皆様に深く感謝致します。



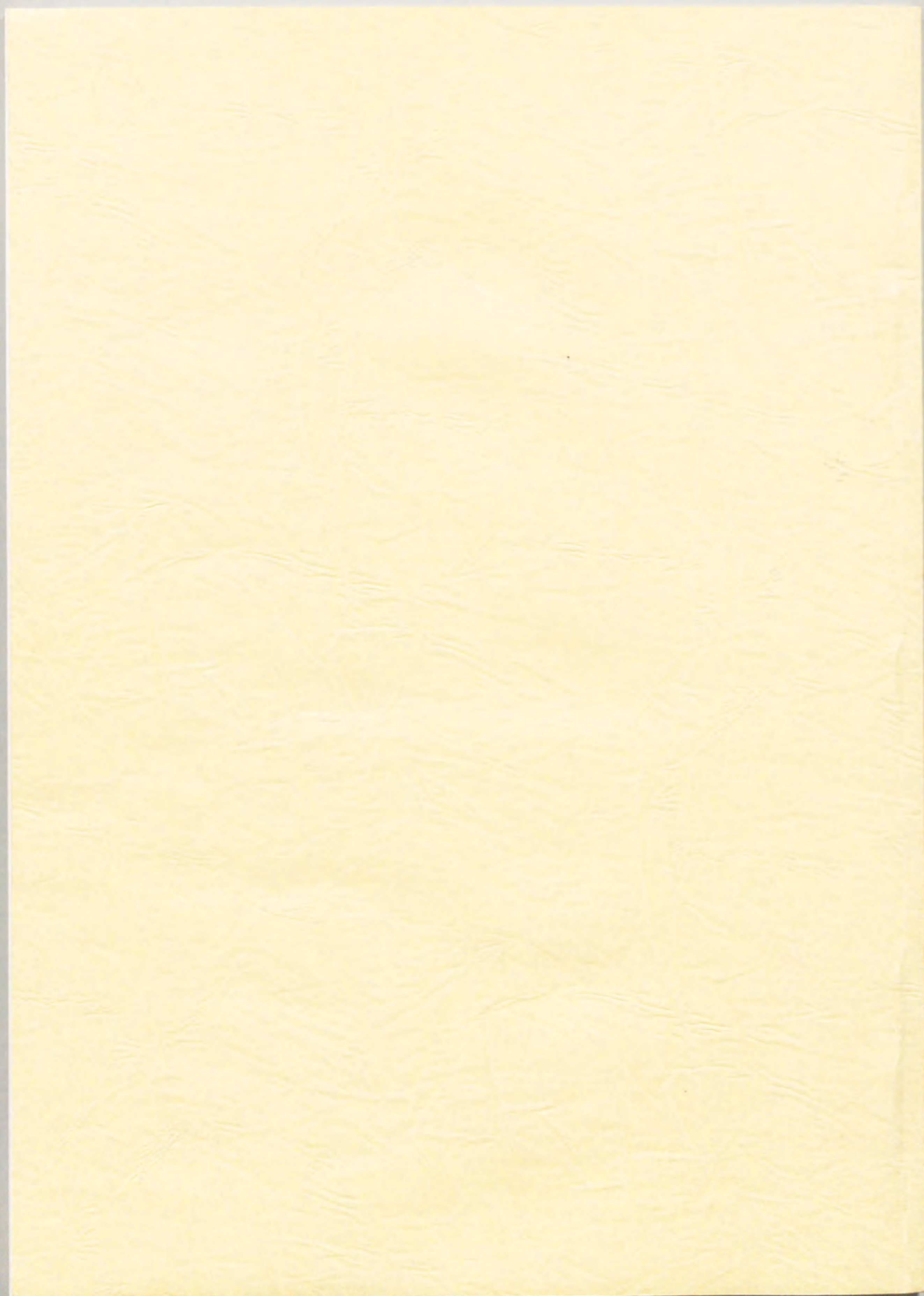
## 本論文に関連する研究業績

	TITLE OF PAPERS	PUBLISHED IN	COAUTHORS
1	A Novel Technique for Voltage Measurements of the Passivation Layer in SEM	Journal of Electron Microscopy, Vol.38, No.1, pp.6-15 (1989)	S. Ikeda, Y. Uchikawa
2	Conditions for Voltage Contrast Observation over Passivated Devices	SCANNING, Vol.13 (1991) (in print)	N. Koyama, Y. Uchikawa
3	Condition of Energy and Incident Angle of Primary Beam for Voltage Contrast Observation over Passivated Devices	Electron Microscopy 1990 pp.390-391	N. Koyama, Y. Uchikawa
4	Conditions of Energy and Incident Angle of Primary Beam for Observation of Insulator Surface	投稿中	Y. Uchikawa

## 著書

	TITLE	PUBLISHED IN	COAUTHORS
1	ビーム照射による励起過程、二次粒子放出	マイクロプロセスハンドブック pp.98-111	Y. Uchikawa







Inches 1 2 3 4 5 6 7 8  
cm 1 2 3 4 5 6 7 8 9 10 11 12 13 14 15 16 17 18 19

# Kodak Color Control Patches

© Kodak, 2007 TM: Kodak

Blue	Cyan	Green	Yellow	Red	Magenta	White	3/Color	Black

# Kodak Gray Scale



© Kodak, 2007 TM: Kodak

A 1 2 3 4 5 6 M 8 9 10 11 12 13 14 15 B 17 18 19

