

[研究論文] Metal/Semiconductor 構造における  
金属電極直下に広がる空乏層の光音響信号モデル

村上雅彦<sup>1</sup>・高島信也<sup>2</sup>・荒井俊彦<sup>1</sup>

1 電気電子情報工学科

2 ホームエレクトロニクス開発学科

Photoacoustic signal model of depletion layer spread beneath metal electrode  
in metal/semiconductor structure

Masahiko MURAKAMI<sup>1</sup>, Nobuya TAKABATAKE<sup>2</sup>, Toshihiko ARAI<sup>1</sup>

Abstract

In order to clarify the detailed operation mechanism of a semiconductor device, it is necessary to know the information of the depletion layer in the depth direction. With the Schottky barrier of a metal/semiconductor (M/S) structure, the depletion layer spreads in the depth direction directly beneath an electrode. The theoretical analysis of the thermal diffusion equation was applied to the photoacoustic (PA) signal model of the depletion layer. As a result, the thermal conductivity ratio characteristic of the PA signal of the depletion layer which spreads in the depth direction directly beneath the metal electrode was obtained. The amplitude ratio of the PA signal increased with the increase in the ratio of thermal conductivity and decreased with the increase in the thickness of the depletion layer. As increasing the ratio of thermal conductivity, the phase difference of the PA signal decreased over about 0.01.

**Keywords:** photoacoustic (PA) method, thermal-wave, depletion layer, metal/semiconductor (M/S) structure, Schottky barrier

1. まえがき

半導体中の空乏層は多くの半導体デバイスに用いられ、デバイス動作の本質的な役割を果している。空乏層の挙動はデバイスの特性に大きな影響を持ち、空乏層の空間分布からそのデバイスの物理現象を知ることが期待できる。試料の表面直下に形成された空乏層に光ビームを照射することにより、外部回路に流れる電流（光電流）を測定する光電流（photocurrent : PC）法がある。この方法を用いて、プレーナ型 Metal-Semiconductor-Metal (MSM) 構造における水平方向の空乏層の広がりが測定されている<sup>1,2)</sup>。しかし、この方法では試料の電極下や多層構造をもつ試料内部における空乏層の広がりを評価することは困難である。多くの半導体デバイスにおいて、空乏層は試料

内部に形成されるが、試料の電極下や多層構造をもつ試料内部における空乏層の深さ方向への広がりを可視的に評価することは困難である。そのため、これら半導体デバイスの詳細な動作機構を解明するためには、試料内部における空乏層の挙動を解析するための手段が重要となる。

一方、光音響（photoacoustic : PA）法は、試料に対して非接触で、試料の熱特性の検出に有効であることが知られている。試料内部への熱伝導による解析により、多層構造をもつ試料内部の評価が可能である。ここで、半導体内空乏層の自由電子および正孔密度は極めて低くなっているものと考えられる。また、これら電子と正孔は、熱伝導キャリアとしても寄与する。一般的に熱伝導は電子と正孔およびフォノンによって行われるが、空乏層内では電子および正孔の密度が極めて低いため、フォノンが主に熱伝導

に寄与するものと考えられる。したがって、空乏層内の熱伝導率は非空乏層内のものと比較し、低くなっていることが期待される。空乏層内の熱伝導率が非空乏層内のそれと比較して低いことに着目することで、PA法を用いたプレーナ型 MSM 構造における半導体表面直下の空乏層の可視化について報告した<sup>3)</sup>。また、多層構造による半導体デバイスを想定し、Metal/Semiconductor (M/S) 構造における、金属電極直下に広がる空乏層の PA 信号を初めて測定した<sup>4)</sup>。

本研究では、M/S 構造における金属電極直下の深さ方向へ広がる空乏層について、熱拡散方程式の理論的解析による光音響信号モデルを適用し、検討したので報告する。

## 2. 光ビームが電極表面で吸収される光音響信号モデル

密閉された容器の中に試料を設置する。その試料表面にある周波数の正弦波で強度変調した光ビーム（以下、光ビームという）を照射したとき、試料表面においてそれと同じ周波数で振動する温度の変動が起こる。この変動に伴った容器内部の圧力変動に比例した音波が容器内部で発生する現象として PA 効果<sup>5)</sup>がある。PA 効果は、試料の熱特性に対し感度が良い。この効果を用いた PA 法では試料内部の熱特性についての情報が得られ、試料を非破壊で測定できる特徴を有し、固体、液体、気体とさまざまな形態の試料の測定に適用されている<sup>6-8)</sup>。

PA法を固体試料の深さ方向へ適用したときの熱拡散方程式の理論的解析が、Opsal and Rosencwaingによってなされている（O-R理論）<sup>9)</sup>。光ビームを試料表面に照射したとき、同じ周波数の正弦波で振動する熱源が発生する。この熱源から同じ周波数で振動する温度の波（温度波）が試料の深さ方向へ伝搬する。この温度波は試料の熱特性の関数として試料中を伝搬するため、試料表面での温度波の信号（温度波信号）を得ることで、その信号の解析から試料の深さ方向の熱特性の情報を得ることができる。

Fig. 1に示すような多層構造による半導体デバイスを想定した試料の深さ方向にM/S構造を持つショットキー障壁を形成した。光音響法を用いて、照射光ビームが電極表面で吸収されるモデルを検討した。

Fig. 2はn型シリコン（Si）基板の上に蒸着されたモリブデン（Mo）電極上に照射した光ビームが電極表面で吸

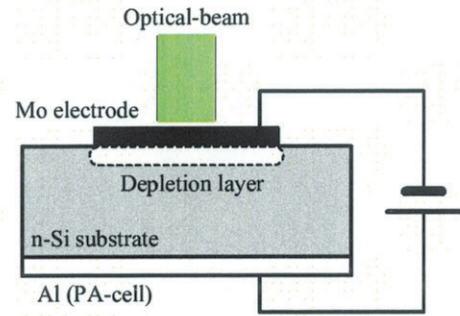


Fig. 1. Cross-sectional diagram of sample.

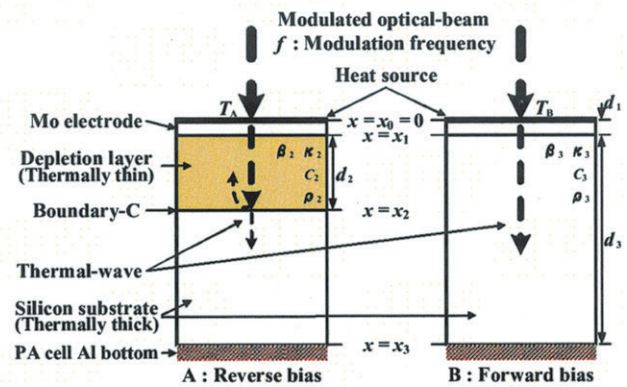


Fig. 2. Schematic diagrams of the thermal-wave signal model at the surface of sample in case an optical-beam is absorbed with Mo electrode. In A, depletion layer is formed beneath Si surface, and in B, depletion layer is not formed. Boundary-C is the interface between depletion layer and non-depletion layer.

収される場合における試料表面での温度波信号の一次元モデルの概略図を示す。試料は厚さ $d_3$ のn型Si基板上に厚さ $d_1$ のMo電極を蒸着させてショットキー障壁を構成した。この試料はアルミニウム（Al）で作製したPAセル内の底面に設置されている。Aの場合は逆バイアス電圧印加時であり、厚さ $d_3$ であるSi基板の厚さ $d_1$ のMo電極直下に厚さ $d_2$ の空乏層が形成されている。Bの場合は、Aの場合と同じ試料位置において順バイアス電圧印加時であり、空乏層が形成されていない。

この解析条件は、次のように仮定した。

- (1) 空乏層の厚さが光ビームの直径（100  $\mu\text{m}$ ）の約1/10



以下と薄いため、熱伝導は一次元伝導とする。

- (2) Mo電極は光学的に厚く（光が透過しない十分な厚さ）熱的に薄いとす。また、基板の厚さは光学的に熱的にも厚い（熱が十分に減衰する厚さ）とする。
- (3) 試料表面から周囲の大気へ伝搬する温度波は無視する。

ここで、非空乏層形成時のBの場合では、モデルの条件より試料が熱的に厚いため、深さ方向へ伝搬する温度波は試料中で十分に消滅し、反射波はない。一方、空乏層形成時のAの場合では空乏層が熱的に薄く形成されている。温度波の伝搬速度は熱伝導率の平方根に比例するため、空乏層中の深さ方向へ伝搬する温度波の一部は、空乏層と基板層の熱拡散率の違いにより、それらの境界 (Boundary-C) で反射し、基板の表面まで到達するものと考えられる。空乏層領域を通過した温度波は試料内部で十分減衰し、表面での温度波は進行波と反射波の和で得られる。そのため、同じ試料位置においてAの場合とBの場合のそれぞれの試料表面の温度波信号 $T_A$ と $T_B$ の間にはPA信号の相違が生じる。

電極 ( $n=1$ )、空乏層 ( $n=2$ ) および基板 ( $n=3$ ) の各熱物性値である熱伝導率を $\kappa_n$ 、比熱を $c_n$ 、密度を $\rho_n$  とすると、各層の特性温度波インピーダンス $Z_n$ 、温度波の伝搬定数 $q_n$ は、次式で与えられる。

$$q_n = (1+i)\sqrt{\pi f \rho_n c_n / \kappa_n} = (1+i) / \mu_n \quad (1)$$

$$Z_n = \kappa_n q_n \quad (2)$$

ここで、 $\mu_n$ は各層での温度波の熱拡散長を表す。 $i = \sqrt{-1}$ である。

境界条件より、試料表面 $x = x_0 = 0$ で熱源 $Q_0$ が発生したとき、 $-\kappa \frac{dT}{dx} \Big|_{x=x_0=0} = Q_0$ より、試料表面の温度波 $T_0$ は式

(3) で得られる。

$$T_0 = \frac{-\kappa \frac{dT}{dx} \Big|_{x=x_0=0}}{Z_{1up} + Z_{1down}^{in}} = \frac{Q_0}{Z_{1up} + Z_{1down}^{in}} \quad (3)$$

$Z_{1up}^{in}$  および  $Z_{1down}^{in}$  は、それぞれ $x$ において表面方向 ( $x$ のマイナス方向) および深さ方向 ( $x$ のプラス方向) を見た温度波入力インピーダンスである。また、境界条件より

$$Z_{1up}^{in} = Z_0 = 0 \quad (4)$$

$$Z_{1down}^{in} = Z_1 \frac{Z_{2down}^{in} + Z_1 \tanh q_1 d_1}{Z_1 + Z_{2down}^{in} \tanh q_1 d_1} \quad (5)$$

となる。ここで、 $Z_0$ は、空気層の温度波特性インピーダンスである。

Aの場合において、境界条件より

$$Z_{2down}^{in} = Z_2 \frac{Z_{3down}^{in} + Z_2 \tanh q_2 d_2}{Z_2 + Z_{3down}^{in} \tanh q_2 d_2} \quad (6)$$

$$Z_{3down}^{in} = Z_3 \quad (7)$$

となり、Aの場合の試料表面に光ビームを照射したときの試料表面の温度波信号 $T_A$ は式 (8) のように求めることができる。

$$T_A = \frac{Q_0}{Z_2 \frac{Z_3 + Z_2 \tanh q_2 d_2}{Z_2 + Z_3 \tanh q_2 d_2} + Z_1 \tanh q_1 d_1} \frac{Z_1}{Z_1 + Z_2 \frac{Z_3 + Z_2 \tanh q_2 d_2}{Z_2 + Z_3 \tanh q_2 d_2} \tanh q_1 d_1} \quad (8)$$

また、Bの場合においては、境界条件より

$$Z_{2down}^{in} = Z_3 \quad (9)$$

となり、Bの場合の試料表面に光ビームを照射したときの試料表面の温度波信号 $T_B$ は式 (10) のように求めることができる。

$$T_B = \frac{Q_0}{Z_1 \frac{Z_3 + Z_1 \tanh q_1 d_1}{Z_1 + Z_3 \tanh q_1 d_1}} \quad (10)$$

空乏層形成時のAの場合の試料表面の温度波信号 $T_A$ と非空乏層形成時のBの場合の温度波信号 $T_B$ の比 $R$ を

$$R = T_A / T_B \quad (11)$$

で求めれば、 $R$ の偏角 $\phi$ が $T_A$ と $T_B$ の位相差を与えることになる。試料表面の温度波信号の比 $R$ の実数成分を $R_{\text{real}}$ 、虚数成分を $R_{\text{imag}}$ とすれば、両表面の温度波信号間の振幅比 $|R|$ および位相差 $\phi$ は

$$|R| = |T_A / T_B| \quad (12)$$

$$\phi = \tan^{-1}(R_{\text{imag}} / R_{\text{real}}) \quad (13)$$

からそれぞれ求めることができる。

このように、温度波信号は試料の熱物性の関数として表すことができる。温度波信号の振幅信号に関しては空乏層形成時のAの場合の温度波信号 $T_A$ を空乏層非形成時のBの場合の温度波信号 $T_B$ で振幅比 $|R|$ とし、位相信号に関しては位相差 $\phi$ として規格化することで測定系等の信号が相殺され、熱的な差分信号を抽出することができ、空乏

層の熱的信号を得ることができる。

### 3. 計算結果

得られた光音響信号の式を用いて数値計算を行った。

Table 1は数値計算に用いた熱特性値を示す。

Fig. 3は変調周波数  $f=1500$  Hzでの、空乏層の厚さ $d_2$ をパラメータとして、熱伝導率の比 $\kappa_2/\kappa_3$ を変化したときの光音響信号の振幅比の計算結果を示す。縦軸は、空乏層形成時の温度信号の振幅を非形成時の温度信号の振幅で規格化した振幅比を示す。横軸は、基板層の熱伝導率 $\kappa_3$ に対する空乏層の熱伝導率 $\kappa_2$ の比を示す。振幅比は熱伝導率の比の増加とともに増加している。これは、熱伝導率の比が大きくなれば温度波が反射する境界 (Boundary-C) での温度波の反射率が大きくなり、表面まで伝わる温度波が大きくなるためと考えられる。また、空乏層の厚さが厚いほど増加率が低くなっていることがわかる。これは、空乏層の厚さが厚くなるほど、表面の熱源から境界

Table 1. Parameters used in the calculations.

	空乏層	Si層
密度 $\rho$ [kg/m <sup>3</sup> ]		2340
比熱 $c$ [J/(kg·K)]		761
熱伝導率 $\kappa$ [J/(s·m·K)]	change	168
厚さ $d$ [ $\mu$ m]	change	450

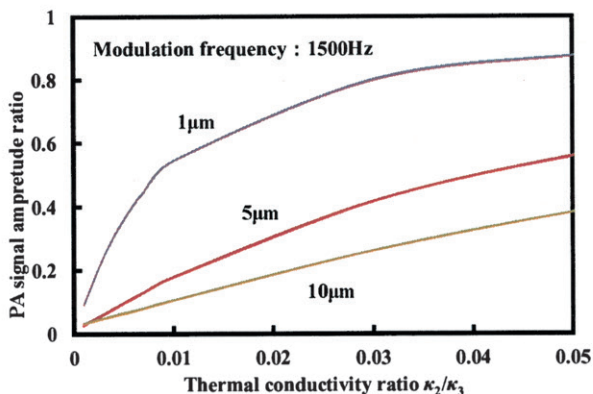


Fig. 3. Amplitude ratios as a function of the thermal conductivity ratio ( $\kappa_2/\kappa_3$ ) for three different widths of depletion layers. Intensity-modulation frequency is 1500Hz.

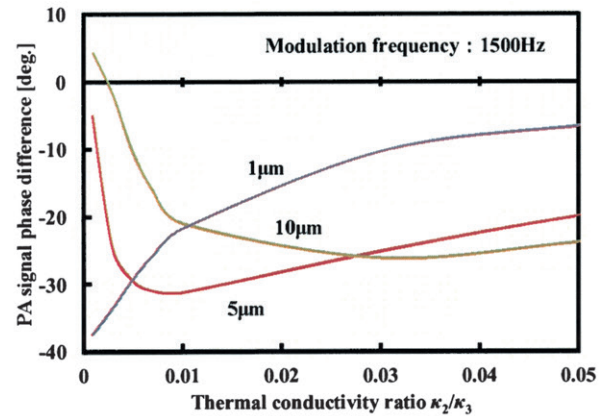


Fig. 4. Phase differences as a function of the thermal conductivity ratio ( $\kappa_2/\kappa_3$ ) for three different widths of depletion layers. Intensity-modulation frequency is 1500Hz.

(Boundary-C) までの距離が長くなり、表面に到達する温度波の大きさが小さくなるためと考えられる。

Fig. 4は変調周波数  $f=1500$  Hzでの、空乏層の厚さ $d_2$ をパラメータとして、熱伝導率の比 $\kappa_2/\kappa_3$ を変化したときの光音響信号の位相差の計算結果を示す。縦軸は、空乏層形成時の温度信号の位相を非形成時の温度信号の位相で規格化した位相差を示す。横軸は、基板層の熱伝導率 $\kappa_3$ に対する空乏層の熱伝導率 $\kappa_2$ の比を示す。位相差は熱伝導率の比の約0.01以上で減少している。温度波の伝搬速度は、熱伝導率の平方根に比例する。そのため、熱伝導率の比が変化すると境界 (Boundary-C) での反射時の位相が異なると考えられる。また、空乏層の厚さが変化する場合にも、温度波の伝搬の長さの違いにより反射時の位相が異なると考えられる。この結果、位相差は熱伝導率比や空乏層の厚さに依存して変化することが分かった。

### 4. 結論

半導体デバイスの詳細な動作機構を解明するため、空乏層の熱特性を測定することを目的として、熱拡散方程式の理論的解析をM/S (Mo/n-Si) 構造を有するショットキー障壁における金属電極直下の深さ方向へ広がる空乏層の光音響信号モデルに適用し、以下の結果を得た。

- (1) 金属電極直下の深さ方向へ広がる空乏層の光音響信号の熱伝導率比特性が得られた。

- (2) PA信号の振幅比は熱伝導率の比の増加とともに増加し、空乏層の厚さが厚いほど増加率が低くなった。
- (3) PA信号の位相差は熱伝導率の比の約0.01以上で減少した。

## 参考文献

- [1] K. Kitagawa, T. Aoki, S. Khunkhao, Y. Wongprasert, W. Titiroongruang and K. Sato: International Journal of Electronics **92** (2005) 595.
- [2] S. Khunkhao, S. Niemcharoen, M. Duangsang and K. Sato: ECTI Transactions on Electrical Eng. Electronics and Communications **5** (2007) 25.
- [3] 村上雅彦, 高島信也, 佐藤和紀, 荒井俊彦: 電気学会論文誌A, **131** (2011) 447.
- [4] 村上雅彦, 高島信也, 佐藤和紀, 荒井俊彦: 電気学会論文誌A, **133** (2013), 掲載決定.
- [5] A. G. Bell: Am. J. Sci., **20** (1880) 305.
- [6] L. B. Kreuzer: J. Appl. Phys., **42** (1971) 2934.
- [7] A. Rosencwaig: Opt. Commun., **7** (1973) 305.
- [8] C. K. N. Patel and A. C. Tam: Nature, **280** (1979) 302.
- [9] J. Opsal and A. Rosencwaig: J. Appl. Phys., **53** (1982) 4240.